

Научно-исследовательский институт
гиперкомплексных систем в геометрии и физике

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН

Международный фонд развития исследований в области
финслеровой геометрии

XVII Международная конференция

**ФИНСЛЕРОВЫ ОБОБЩЕНИЯ
ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ**

материалы конференции

3 – 5 декабря 2021 г.

Российский университет дружбы народов

Москва, Россия

УДК 530.12(063)
ББК 22.313я431
Ф60

Материалы XVII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2021) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2021 — 124 стр.

ISBN 978-5-4465-1195-2

Настоящий сборник содержит доклады, представленные на XVII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2021), которая проводилась 3 – 5 декабря 2021 г. в городе Москва (Российский университет дружбы народов). Она является продолжением серии конференций проводившихся в России (2004, 2007, 2009, 2010, 2012, 2015 – 2020 гг.), Египте (2005, 2006, 2008 гг.), Румынии (2011, 2014 гг.) и Венгрии (2013 г.). Материалы данных конференций печатались в журнале «Гиперкомплексные числа в геометрии и физике». Статьи и видеозаписи выступлений можно найти на сайте <https://hypercomplex.su/>. Тематика настоящей конференции фокусирована на следующих направлениях: изучение геометрических свойств времени; финслеровы расширения геометрии; гиперкомплексные числа и функции, связанные с финслеровыми пространствами; алгебраические фракталы; экспериментальные исследования и астрофизические наблюдения, свидетельствующие о возможной анизотропии реального пространства-времени. Особое внимание уделяется геометриям с метрическими функциями Бервальда-Моора, а также исследованиям свойств гиперболического поля.

- © Научно-исследовательский институт гиперкомплексных систем в геометрии и физике
- © Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН
- © Международный фонд развития исследований в области финслеровой геометрии
- © Оформление: Панчелюга М.С.

СОДЕРЖАНИЕ

Владимиров Ю.С. Финслеровы проявления в бинарной предгеометрии и геометрии	5
Павлов Д.Г. Эвристический потенциал гиперкомплексных чисел	9
Сипаров С.В. Полностью геометрическая теория I: гравитация	11
Ильичёв Л.В., Ростом А., Шепелин А.В., Томилин В.А. Квантовая система в причинной петле: новый подход	22
Левин С.Ф. О логике статистического вывода в задаче идентификации шкалы космологических расстояний	26
Шипов Г.И. Параллели между кватернионной механикой ефремова и механикой физического вакуума	33
Губарев Е.А. Относительность реальных систем отсчета и электродинамика ориентируемой точки. Теория и приложения	39
Pavlov A.E. Cycles of time in classical cosmology	46
Ямалеев Р.М. Треугольник Паскаля и обобщенная кинематика ускорения	48
Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. О внешней обусловленности спектра околочасовых периодов	49
Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. О сопадении универсального спектра периодов с вращательными периодами двойных звездных систем	54
Варгашкин В.Я. Статистика частотной независимости скачков анизотропии микроволнового реликтового излучения по данным зонда “WMAP” с угловым разрешением $RES=9$	61
Жотиков В.Г. Квант действия и многомерная вселенная. Где скрыты другие измерения?	66
Петухов С.В. Принципы алгебраической голографии и дуализм “вероятность-детерминизм” в генетике	71
Грушевская Г.В., Крылова Н.Г. Космологические фазовые переходы первого рода на конформно и проективно плоских многообразиях	77
Лапшин А.В. Изотропное разложение пространственно-временного интервала в геометрии Минковского и Бервальда-Моора	83
Лапшин А.В. Времениподобная переменная и линейно зависимые базисы в пространстве Бервальда-Моора \mathbb{H}^3	91



Харинов М.В. Подход к обобщению преобразований лоренца в октонионах и соображению симметрии.....	95
Турбин А.Ф. Супералгебра гамильтонионов. (Алгебра суперкомплексных чисел).....	100
Никитин А.П. О связи всех фундаментальных констант и времени	104
Тараненко А.М. Ступеньки фрактальных усложнений как ключ к нейро-биологической расшифровке механизма и излечения неврозов, расстройств личности, психозов	113
Лебедев С.В. Возможная основа возникновения финслеровых метрических функций	119
Пяткин В.В. Ноосфера как гиперболическая линза	120



ФИНСЛЕРОВЫ ПРОЯВЛЕНИЯ В БИНАРНОЙ ПРЕДГЕОМЕТРИИ И ГЕОМЕТРИИ

Ю.С. Владимиров

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
Институт гравитации и космологии РУДН, Москва, Россия

yusvlad@rambler.ru

В ряде выступлений автора на предыдущих конференциях FERT уже сообщалось о том, что используемые нами геометрии на одном множестве элементов: Евклида, Минковского, Лобачевского, Римана и иные – являются вторичными образованиями, возникающими из более элементарной бинарной предгеометрии, в рамках которой описываются закономерности физики микромира. О принципиальной необходимости переформулировки общепринятых геометрий на основе более фундаментальных понятий и принципов, присущих физике микромира, высказывался ряд авторов. В частности, сам термин “предгеометрия” был введен в оборот Дж.А. Уилером. Правда, он еще не предполагал, что она будет бинарной, то есть описывающей отношения между элементами двух множеств. Такая геометрия оказалась необходимой, в частности, для описания S -матричной формулировки квантовой механики. В этой формулировке имеются два множества элементов – множество начальных и множество конечных состояний микросистем, – и понятие отношений между элементами двух множеств, каковыми являются комплексные амплитуды вероятностей переходов – элементы S -матрицы.

В наших работах [1–3] было показано, что необходимый для описания подобных закономерностей математический аппарат разработан под названием бинарных систем комплексных отношений БСКО рангов (r,r) . Было показано, что для описания элементарных частиц, участвующих в электромагнитных взаимодействиях, достаточно использовать БСКО ранга $(3,3)$, элементы которой описываются 2-компонентными спинорами, а сами массивные элементарные частицы (лептоны и упрощенные состояния протонов) описываются парами элементов. Путем своеобразной сшивки двух множеств бинарной предгеометрии в единое множество осуществляется переход к унарной геометрии – к общепринятым геометриям на одном множестве элементов. В данном случае это соответствует переходу от 2-компонентных спиноров к векторам 4-мерной геометрии с сигнатурой $(+ - - -)$.

Для описания частиц, участвующих в сильных и слабых взаимодействиях, необходимо использовать математический аппарат БСКО более высокого ранга $(4,4)$. Этот переход напоминает используемый в геометрической парадигме переход от 4-мерной римановой геометрии к 5-мерной теории Калуцы для описания наряду с гравитацией еще электромагнитных взаимодействий.



В случае бинарной предгеометрии это делается для описания сильных и слабых взаимодействий наряду с электромагнитным взаимодействием.

В теории БСКО ранга (4,4) элементы описываются 3-компонентными финслеровыми спинорами. Термин “финслеровы спиноры” обусловлен тем, что для этих спиноров инвариант не квадратичен, как это имеет место для 2-компонентных спиноров, а является кубичным. Напомним, что в финслеровых геометриях на одном множестве элементов метрика описывается уже не квадратичными выражениями, а соотношениями более высокой степени. Отметим также, что переход от бинарной предгеометрии на основе БСКО ранга (4,4) к унарной геометрии путем своеобразной сшивки элементов двух множеств получается 9-мерная финслерова геометрия с кубичным мероопределением. Все это обосновывает использование термина “финслеровы спиноры”.

В предыдущих наших выступлениях на этих конференциях более подробно излагалась теория финслеровых спиноров: приводился закон БСКО ранга (4,4), записывалась группа преобразований этих спиноров, вводилась система эталонных элементов и т. д. Самым существенным следствием использования БСКО ранга (4,4) является тот факт, что в этой теории массивные элементарные частицы должны описываться тройками элементов, что вполне соответствует общепринятым представлениям о том, что барионы описываются тройками кварков. В реляционном подходе на базе БСКО ранга (4,4) понятие кварка заменяется на понятие элемента. Более того, в такой теории совпадают и группы допустимых преобразований $SU(3)$.

Следует отметить, что в данной теории уже не является пригодным описание элементарных частиц через многокомпонентные столбцы и строки, как это принято делать в квантовой электродинамике при использовании 4-компонентных столбцов и строк. В данной теории состояния частиц в каждом из двух множеств элементов описываются комплексными 3×3 -матрицами.

Другим важным отличием описания частиц в бинарной предгеометрии с финслеровыми спинорами является то, что в ней свойства элементарных частиц описываются не суммой свойств трех кварков, как это принято в калибровочной хромодинамике, а общими свойствами самой 3×3 -матрицы. Напомним, что в хромодинамике для получения единичного электрического заряда протона $+e$ постулируется существование двух видов кварков первого поколения: u -кварков с зарядами $(+2/3)e$ и d -кварков с зарядом $(-1/3)e$. Полагается, что протон состоит из двух u -кварков и одного d -кварка. Для получения нулевого заряда нейтрона постулируется, что нейтрон состоит из двух d -кварков и одного u -кварка. Для многих является трудно воспринимаемым использование одной трети электрического заряда. Аналогичная ситуация имеет место и для значений масс элементарных частиц. В хромодинамике предлагается полную массу барионов строить из суммы масс отдельных квар-



ков. Однако общеизвестно, что в отдельности кварки не наблюдаемы – имеет место свойство конфайнмента теории.

В бинарной предгеометрии предлагается определять электрические заряды адронов и их массы принципиально иным способом – посредством использования алгебраической классификации комплексных 3×3 -матриц, разработанной в Казанской математической школе и примененной А.З. Петровым [4] для алгебраической классификации пространств Эйнштейна. Известно также, что эта алгебраическая классификация в рамках теории гравитации использовалась также в работах Р. Пенроуза, который представил графическую иллюстрацию алгебраической классификации этих матриц. Согласно этой классификации имеются три алгебраических типа 3×3 -матриц, которые делятся на 6 подтипов.

Предложено записать характеристическое уравнение для 3×3 -матриц состояний частиц и описывать свойства адронов через значения корней кубического характеристического уравнения. Согласно развитой нами теории на основе БСКО ранга $(4,4)$, барионы описываются матрицами подтипа I первого типа, тогда как состояния мезонов характеризуются матрицами подтипа D. Показано также, что состояния лептонов описываются матрицами второго типа по алгебраической классификации Петрова. В развитой таким образом теории сформулированы также формулы для значений масс адронов.

В рамках реляционного подхода (парадигмы), исходя из теории БСКО наименьших рангов $(2,2)$, $(3,3)$ и $(4,4)$, строится реляционная картина мира, начиная с описания структуры адронов на основе БСКО ранга $(4,4)$. Затем на основе свойств адронов производится обоснование структуры атомных ядер элементов таблицы Менделеева. Далее, спускаясь к математическому аппарату БСКО ранга $(3,3)$, описываются электромагнитные взаимодействия и состояния лептонов. Это уже позволяет строить теорию атома, не используя представления о классическом пространстве-времени. Затем посредством процедуры декомпактификации параметров БСКО предлагается вывод понятий классического пространства-времени и обоснование его ключевых свойств: размерности, сигнатуры и квадратичного мероопределения. Далее реляционный подход распространяется на описание гравитационных взаимодействий и астрофизики. Эта часть реляционного описания оснований физического мироздания заставляет усомниться в справедливости ряда устоявшихся представлений о глобальном устройстве Вселенной и её эволюции.

Литература

- [1] Владимиров Ю.С. Физика дальнего действия. Природа пространства-времени. М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2012, – 223 с.



-
- [2] Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга первая. Реляционная концепция геометрии и классической физики. М.: ЛЕНАНД, 2021, – 224 с.
- [3] Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга вторая. От бинарной предгеометрии микромира к геометрии и физике макромира. М.: ЛЕНАНД, 2021, – 304 с.
- [4] Петров А.З. Новые методы в общей теории относительности. М.: Наука, 1966.



ЭВРИСТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ГИПЕРКОМПЛЕКСНЫХ ЧИСЕЛ

Д.Г. Павлов

НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино, Россия
geom2004@mail.ru

Современная физика базируется на уверенности, что только постановка и анализ реальных экспериментов над физическими объектами способны принести своими плодами новые знания о нашем мире. Цель настоящего доклада — показать, что существует ещё, как минимум, один путь, который в общем-то известен и иногда используется учёными, однако крайне редко и недостаточно масштабно. Речь о возможности получения новых знаний о физическом мире через пристальный анализ свойств и особенностей базовых объектов математики, каковыми являются числа и, в частности, простейшие гиперкомплексные числа, обладающие коммутативным и ассоциативным законом умножения.

В последующих работах автора [1-3] и его коллег [4-8] было показано, что при размерности три и выше таким числам соответствуют специфические псевдофинслеровы пространства, метрические функции которых связывают между собой не квадраты, а n -ные степени катетов и гипотенуз в их обобщённых вариантах теоремы Пифагора. Такие пространства почти никто не исследовал, что представляется досадным пробелом, который должен быть обязательно устранён, тем более, что именно такие многообразия обладают бесконечномерными нелинейными непрерывными группами симметрий, что в принципе отсутствуют в многомерных пространствах с обычным квадратичным типом метрики. Как известно, исключением из этого правила являются двумерные евклидова и псевдоевклидова плоскости, которым сопоставляются двухкомпонентные комплексные и двойные числа.

В работе на конкретных примерах будет показано, к каким необычным идеям, не доступным нам на современном уровне развития экспериментальной и наблюдательной техники, можно прийти, если довериться логике гиперчисел и соответствующих им псевдофинслеровых пространств. Применяя добытые таким необычным путём знания, можно использовать их для проведения уже вполне конкретных физических экспериментов с тем, чтобы проверить, соответствуют ли новые идеи реальности.

Литература

- [1] Павлов Д. Г. Обобщение аксиом скалярного произведения, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1, 2004. С. 5 – 19.



- [2] Павлов Д. Г. Хронометрия трехмерного времени Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1, 2004. С. 20 – 32.
- [3] Павлов Д. Г. Четырехмерное время, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1, 2004. С. 33 – 42.
- [4] Чернов В. М. Об определяющих уравнениях для элементов ассоциативно-коммутативных конечномерных алгебр и ассоциированных метрических формах, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2(4), том 2, 2005. С. 57 – 74.
- [5] Чернов В. М. Обобщенные n -арные законы композиции в алгебре H_4 и их связь с ассоциированными метрическими формами, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2 (6), том 3, 2006, с. 33 – 44
- [6] Гарасько Г. И., Павлов Д. Г. Геометрия невырожденных поличисел, *Гиперкомплексные числа в геометрии и физике*, 1 (7), том 4, 2007. С. 3 – 25.
- [7] Гарасько Г.И. Реальная часть невырожденного поличисла и специальная линейная форма, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, 2010, с. 40 – 43.
- [8] Гарасько Г.И. Лестничное представление невырожденных поличисел, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2 (18), том 9, 2012, с. 256 – 262.



ПОЛНОСТЬЮ ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ I: ГРАВИТАЦИЯ

С.В. Сипаров

Государственный Университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, Россия
sergey.siparov@gmail.com

Для описания движений в произвольных физических системах предлагается геометрический подход, в котором целью является не отыскание лагранжиана, а отыскание геометрии (в общем случае анизотропного) пространства, моделирующего пространство эксперимента. Требование совпадения наблюдаемой траектории с геодезической позволяет использовать геометрическое тождество для отыскания уравнения для метрики. В результате удается дать интерпретацию целому ряду космологических наблюдений, не имеющих таковой в существующих теориях.

Введение

1. При построении динамики Ньютон опирался на наблюдения Кеплера, обнаружившего эллиптический вид траекторий движения планет. Наряду с принципом относительности Галилея это привело к формулировке уравнения движения в виде 2-го закона динамики $m \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}$. Определив силу с помощью траекторий, Ньютон счел свою задачу выполненной. Если силу гравитации считать градиентом некоторого потенциала $\vec{F} = -\nabla\phi$, то уравнение поля, соответствующее наблюдаемым траекториям, представляет собой уравнение Пуассона. Поэтому теория гравитации Ньютона сводится к следующим уравнениям

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla\phi \quad (1)$$

$$\Delta\phi = \rho(r) \quad (2)$$

где $\vec{v} = \frac{d\vec{r}}{dt}$, а $\rho(r)$ - плотность распределения источников, задавая которую можно решить прямую задачу и найти траекторию.

Наряду с известными успехами, теория гравитации Ньютона неправильно описала i) прецессию орбиты Меркурия (не хватает 43" в столетие) и ii) отклонение луча света массивным телом (угол отличается вдвое).

2. Если известен потенциал поля, то траекторию можно найти и с помощью принципа Гамильтона. Вариационный метод приводит к уравнению движения в виде уравнения Эйлера-Лагранжа, содержащего этот потенциал. Переходя к геометродинамике, видим, что траектория, являющаяся решением уравнения Эйлера-Лагранжа, совпадает с уравнением геодезической на



поверхности с заданной кривизной, которое имеет вид

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0 \quad (3)$$

где Γ_{kl}^i - коэффициенты связности, обусловленные выбором метрики (т.е. геометрии), s - естественный параметр вдоль траектории. Для того чтобы найти метрику, а, значит, и кривизну в каждой точке, необходимо уравнение поля. Эйнштейн получил его, приравняв равную нулю дивергенцию тензора энергии-импульса (закон сохранения) равной нулю дивергенции комбинации геометрических параметров, имевшую нужную структуру. Получившееся уравнение гравитационного поля имеет вид

$$R^{ik} - \frac{1}{2} g^{ik} R = -\kappa T^{ik} \quad (4)$$

Задавая тензор энергии-импульса, в рамках прямой задачи можно решить уравнение (4), подставить найденную метрику в (3) и найти траекторию. И наоборот, задавая траекторию, можно решить обратную задачу и найти компоненты тензора энергии-импульса. Таким образом, теория гравитации Эйнштейна (ОТО) сводится к уравнениям (3-4).

Использование геометродинамики позволило справиться с проблемами i)-ii) теории Ньютона, а также предсказать гравитационное красное смещение, обнаруженное в эксперименте. Однако на галактическом масштабе ОТО столкнулась с проблемами: iii) в спиральных галактиках кривые вращения оказались плоскими, и iv) в некоторых гравитационных линзах обнаруженное преломление света оказалось существенно выше расчетного.

3. В электродинамике уравнение движения содержит силу Лоренца,

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = q \left\{ \vec{E} + [\vec{v}, \vec{H}] \right\}, \quad (5)$$

в которую входят два типа измеряемых сил: $\vec{E} = -\frac{\partial \phi_e}{\partial \vec{r}}$ и $\vec{H} = \text{rot} \vec{A}$, где ϕ_e и \vec{A} - скалярный и векторный потенциалы. Уравнения электромагнитного поля (уравнения Максвелла) в удобных единицах имеют вид

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \text{rot} \vec{E} = 0 \quad (6)$$

$$\text{div} \vec{H} = 0$$

$$\text{rot} \vec{H} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{j} \quad (7)$$

$$\text{div} \vec{E} = \rho$$

Они получаются в результате обобщения наблюдений, связанных с измерениями напряженностей электрического и магнитного полей и введения понятия



“ток смещения”, которое следует из уравнения неразрывности. Такое введение стало возможным, благодаря тождественному равенству двух нулей: нуля, что стоит справа в уравнении неразрывности, и нуля, которому равна дивергенция ротора. Уравнения (6-7) могут быть преобразованы в уравнения (Даламбера) для соответствующих потенциалов:

$$\begin{aligned}\Delta\phi_e - \frac{\partial^2\phi_e}{\partial t^2} &= -\rho \\ \Delta\vec{A} - \frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} &= -\vec{j}\end{aligned}\tag{8}$$

или

$$\Delta A^i - \frac{\partial^2 A^i}{\partial t^2} = -I^i\tag{9}$$

где A_i – компоненты 4-потенциала (φ_e, \vec{A}) , $I^0 = \rho$; $\vec{I} \equiv \vec{j}$. Таким образом, уравнение (9) является уравнением электромагнитного поля.

Важно отметить, что в теории Максвелла, основанной на идеях Фарадея о силовых линиях, источники, стоящие в правых частях уравнений (7-9), являются вспомогательными величинами и фактически являются функциями напряженностей [1]. Однако в силу сложности решения полной прямой задачи, целью которой является нахождение траектории, распределение источников обычно полагают известным¹. Если источники заданы, уравнения (9) позволяют найти потенциалы, затем вычислить напряженности и из уравнения (5) найти траекторию.

1 Построение полностью геометрической теории

В середине 19-го века Клиффорд указал, что не существует экспериментальной возможности отличить воздействие физических полей от проявления геометрии, с помощью которой описывается пространство эксперимента. Поэтому разнообразные физические идеи и результаты, позволившие получить перечисленные выше уравнения движения и уравнения поля можно применить к построению полностью геометрической теории, не привязанной к конкретной физической задаче. Для этого необходимо получить аналоги уравнения движения и уравнения поля. Первым, конечно, является уравнение геодезической для пространства с заданной геометрией. Принимая во внимание возможность существования двух типов сил, будем считать пространство не только искривленным, но и анизотропным. Тогда уравнение геодезической (3) следует обобщить и учесть возможную зависимость метрики от производной по естественному параметру, т.е. положить $g_{ik} = g_{ik}(x, y)$, где $y^i = \frac{dx^i}{ds}$. Это существенно усложняет геометрическую сторону дела. Для упрощения

¹Так в простом частном случае, когда источники отсутствуют, уравнение (9) становится волновым, а его решения представляют собой электромагнитные волны в пустом пространстве.



положим $g_{ik}(x, y) = \eta_{ik} + \varepsilon_{ik}(x, y)$; $\eta_{ik} = \text{diag}\{-1, 1, 1, 1\}$ и будем считать $\varepsilon_{ik} = \sigma \zeta_{ik}$; $\sigma \ll 1$. Тогда обобщенная геодезическая принимает вид

$$\frac{dy^i}{ds} + \left(\Gamma_{ik}^i + \frac{1}{2} \eta^{it} \frac{\partial^2 \varepsilon_{kl}}{\partial x^j \partial y^t} y^j \right) y^k y^l = 0 \quad (10)$$

Используем известные [2,3] упрощающие допущения для геодезической и получим

$$\frac{dy^i}{ds} + \Gamma_{00}^i + \frac{1}{2} \eta^{ik} \frac{\partial^2 \varepsilon_{00}}{\partial x^j \partial y^k} y^j = 0. \quad (11)$$

Таким образом, единственной значимой компонентой метрического тензора, которая остается в уравнениях для рассматриваемого случая малой кривизны и малой анизотропии, является ε_{00} . Преобразуем третье слагаемое так, чтобы выделить “потенциальную” и “соленоидальную” части. Тогда пространственное 3D-сечение уравнения (11) примет вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla \varepsilon_{00} + \nabla(\vec{v}, \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}}) + [\vec{v}, \text{rot} \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}}] \quad (12)$$

Перейдем к нахождению уравнения поля. Известное выражение для тензора электромагнитного поля $F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k}$, где A_i – 4-потенциал, удовлетворяет тождеству $\frac{\partial F_{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{jk}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x^j} = 0$. Теперь заметим, что это тождество имеет не специфический, а универсальный геометрический характер и выполняется для любого ковариантного антисимметричного тензора второго ранга. Следствия этого обстоятельства таковы. Пусть F_{ik} – произвольный антисимметричный тензор, g_{ik} – метрика (фундаментальный тензор) моделирующего пространства, $F^{ij} = g^{ik} g^{jm} F_{mk}$. Если ввести обозначения $\vec{F}^{(*)} = (F_{12}, F_{31}, F_{10})$ и $\vec{F}^{(**)} = (-F_{30}, F_{20}, -F_{23})$, а также $I^i = \frac{\partial F^{ij}}{\partial x^j}$ и $I^0 \equiv \rho$; $I^1 \equiv j_x$; $I^2 \equiv j_y$; $I^3 \equiv j_z$, то из двух геометрических тождеств

$$\frac{\partial F_{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{jk}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x^j} = 0 \quad ; \quad \frac{\partial F^{ij}}{\partial x^k} + \frac{\partial F^{jk}}{\partial x^i} + \frac{\partial F^{ki}}{\partial x^j} = 0, \quad (13)$$

будут следовать уравнения

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{F}^{(**)}}{\partial t} + \text{rot} \vec{F}^{(*)} &= 0 \\ \text{div} \vec{F}^{(**)} &= 0 \end{aligned} \quad (14)$$

и

$$\begin{aligned} \text{rot} \vec{F}^{(**)} - \frac{\partial \vec{F}^{(*)}}{\partial t} &= \quad , \\ \text{div} \vec{F}^{(*)} &= \rho \end{aligned} \quad (15)$$

которые по форме полностью совпадают с (6-7), но не имеют заранее присвоенного физического смысла. Это позволяет во всех дальнейших рассуждениях оставаться в рамках исключительно геометрических построений.



Вместо тензора электромагнитного поля выберем кинематический тензор в виде $F_{ik} = B_{k,i} - B_{i,k}$, где $B_{k,i} = \frac{\partial y_k}{\partial x^i}$. Он представляет собой антисимметричную матрицу 4x4, правый нижний угол которой занимают компоненты ротора скорости, а первые строку и столбец компоненты ускорения. Введем $\vec{F}^{(*)} = -\nabla\phi_g$, ($\Delta\phi_g = -\rho$) и $\vec{F}^{(**)} = rot\vec{U}_g$, ($\Delta\vec{U}_g = -\vec{j}$), где ϕ_g и \vec{U} “метрические потенциалы”, определяемые исключительно метрикой. Тогда аналогично уравнению (9) получим уравнение “метрического поля”

$$\Delta D^i - \frac{\partial^2 D^i}{\partial x_0^2} = -I^i \quad (16)$$

где D^i – метрический 4-потенциал (ϕ_g, \vec{U}_g).

Уравнение движения (10) (геодезическая) и уравнение метрического поля (16) представляют замкнутую систему геометрических уравнений, основанную на тождестве и пригодную для решения как прямой, так и обратной задачи. Основанная на них теория является полностью геометрической, т.к. никакие дополнительные физические величины в нее изначально не входят. Для решения уравнений вида (14-16) имеется развитый математический аппарат, разработанный в электродинамике.

2 Геометрическая теория и классическая физика

Рассмотрим приложения построенной геометрической теории к физике.

а) Воспользуемся обозначениями из электродинамики и положим $\varepsilon_{00} \equiv \phi_e$, $\frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}} \equiv \vec{A}$, ($rot\vec{A} \equiv \vec{H}$). Тогда уравнение геодезической (12) примет вид уравнения движения пробного (заряженного) тела

$$\frac{d}{dt}\vec{v} = -\nabla\phi_e + (\vec{v} \cdot \nabla)\vec{A} + [\vec{v}, rot\vec{A}]. \quad (17)$$

Выберем $\vec{A} = Re\{\vec{A}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}\}$ и сделаем замены $\vec{E}_{(a)} = ik\vec{A}$ и $\vec{H}_{(a)} = i[\vec{k}, \vec{A}]$. Тогда для величины $\Psi_{(a)} = E_{(a)} + iH_{(a)}$ пару однородных уравнений Максвелла (14), полученных из геометрического тождества, можно преобразовать в уравнение

$$i\frac{\partial \Psi_{(a)}}{\partial t} = rot\Psi_{(a)}. \quad (18)$$

Решая уравнение (18) можно найти поля в области свободной от зарядов, а затем определить траекторию с помощью уравнения (17). Стационарное уравнение, соответствующее (18), имеет вид

$$rot\psi_{(a)} = \lambda\psi_{(a)}, \quad (19)$$

а его собственные значения таковы [4]

$$\lambda_{n,m} = \rho_{m,n} R_A^{-1}, \quad (20)$$



где R_A – радиус (шаровой) области определения, а $\rho_{m,n}$ – нули функции Бесселя полуцелого порядка. Их расположение сходно с расположением нулей синусоиды. Собственные функции уравнения (19) выражаются через сферические функции. В физике плазмы они называются бессиловыми полями, и это полностью соответствует рассматриваемому геометрическому подходу. Появление функций Бесселя характерно для разнообразных волновых задач. При этом луч Бесселя (волновое поле) не преломляется, не дифрагирует и, будучи частично заслонен препятствием, самовосстанавливается. Таким образом, геометрический подход в приложении к электродинамике приводит к физически интересным следствиям.

б) Воспользуемся обозначениями из гидродинамики и положим $\frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial y^i} \equiv u_i$, $rot u_i \equiv \Omega_i$, $\phi = \varepsilon_{00} - (\vec{v}, \vec{u})$. Тогда уравнение (12) после перегруппировки и умножения и деления правой части уравнения на постоянную величину ρ_0 принимает вид

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{u} + 2[\vec{\Omega}, \vec{v}] = -\frac{1}{\rho_0} \nabla \{ \rho_0 \varepsilon_{00} - (\vec{v}, \vec{u}) \rho_0 \} \quad (21)$$

Если считать вектор \vec{u} , характеризующий анизотропию моделирующего пространства, скоростью потока несжимаемой жидкости, то, полагая градиент двух слагаемых в правой части эффективным давлением, получим уравнение Эйлера для (достаточно большой) области жидкости, вращающейся как целое с угловой скоростью $\vec{\Omega}$. Соответственно, уравнения (21) имеют как потенциальные, так и волновые решения. Действительно, полагая скорость жидкой частицы равной скорости ее окружения $\vec{v} \cong \vec{u}$, будем искать решение (21) в виде

$$\vec{v} = \vec{V} e^{i((\vec{k}, \vec{r}) - \omega t)}. \quad (22)$$

Амплитуду \vec{V} будем считать малой настолько, что можно пренебречь слагаемым $(\vec{v}, \nabla) \vec{u} \rightarrow 0$. Тогда

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + 2[\vec{\Omega}, \vec{v}] = -\nabla \phi \quad (23)$$

Выберем локальную ось Oz параллельной вектору $\vec{\Omega}$, и применим оператор rot к обеим частям (23), учитывая, что $rot[\vec{\Omega}, \vec{v}] = \vec{\Omega} div \vec{v} - (\vec{\Omega}, \nabla) \vec{v} = -(\vec{\Omega}, \nabla) \vec{v}$. Получим [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} rot \vec{v} = 2\Omega \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \quad (24)$$

В такой волне вектор скорости жидкой частицы \vec{v} сохраняет свою величину и меняется только по направлению. В классической гидродинамике такие волны порождаются “силой Кориолиса” и называются инерционными. Однако в геометрической теории нет сил Кориолиса, но есть лишь метрический тензор,



описывающий анизотропное пространство, в котором происходит движение. В этом пространстве нулевая компонента метрики представляет собой волну в соответствии с определением $\vec{v} \cong \vec{u}$, т.е.

$$\varepsilon_{00}(v) = \frac{1}{2}v^2 = \frac{V^2}{2c^2}e^{2i((\vec{k}, \vec{r}) - \omega t)}. \quad (25)$$

Таким образом, искомая малая поправка к метрике носит волновой характер.

3 Геометрическая теория и гравитация: интерпретация наблюдений

Применяя полностью геометрический подход к теории гравитации, естественно, как и в теории Ньютона, начать с обратной задачи, т.е. “не измышлять гипотез” и, зная траекторию, найти подходящую метрику, удовлетворяющую уравнению (12). Для иллюстрации рассмотрим два предельных случая. В первом учитывается только потенциальный вклад анизотропии моделирующего пространства

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla \left\{ \varepsilon_{00} - (\vec{v}, \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}}) \right\}, \quad (26)$$

а во втором – только соленоидальный вклад анизотропии

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla \varepsilon_{00} + [\vec{v}, rot \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}}] \quad (27)$$

Сопоставим уравнения (26, 27) с движением пробного тела в спиральной галактике. Будем считать, что на ее периферии движение происходит по окружности. Тогда в обеих левых частях (26) и (27) стоит центростремительное ускорение. Первые слагаемые в правых частях соответствуют приближенным уравнениям ОТО, приводящим к уравнению Ньютона. Для сохранения этого результата следует выбрать $\varepsilon_{00}(r) \sim \frac{C_1}{r}$. (При физической интерпретации C_1 станет радиусом Шварцшильда, $C_1 = r_S$). Вторые слагаемые в (26,27) возникают при использовании геометрического подхода и связаны с зависимостью ускорения от скорости как самого пробного тела, так и других окружающих тел, которые также могут быть выбраны в качестве пробных. Будем говорить о “плотности тока масс” в окрестности пробного тела и обозначим $\frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}} \equiv \vec{u}$. Подчеркнем, что эта терминология носит формальный характер, и никакое вещество здесь изначально не рассматривается. Простейшей моделью спиральной галактики является система “центр + ток” [6-10], в которой все движение сосредоточено вдоль окружности, в окрестности которой находится и пробное тело.

Если окажется, что первое и второе слагаемые в правой части уравнения (26) дают одинаковый вклад, то для адекватного описания движения



классической ОТО будет недостаточно. Полагая $\vec{u} \sim \vec{v}$, найдем условие, при котором это произойдет

$$\frac{GM}{r} \sim v^2 \quad (28)$$

Тогда если в галактике содержится 10^{11} звезд с массой Солнца в 10^{30} кг, а радиус галактики составляет 10^{20} м, то оба слагаемых дадут одинаковый вклад, если скорость пробного тела составляет 10^5 м/с. Именно эта величина соответствует наблюдениям, поэтому для описания галактических явлений ОТО недостаточно.

Оценим второе слагаемое в правой части (27). Для этого введем формальные обозначения $rot \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}} = rot \vec{u} (\equiv rot \vec{A} \equiv \vec{H})$ и воспользуемся геометрическим аналогом закона Био-Савара-Лапласа. Тогда получим $[[\vec{v}, rot \frac{\partial \varepsilon_{00}}{\partial \vec{v}}]] \sim v \frac{C_2}{r}$, и из (27) следует

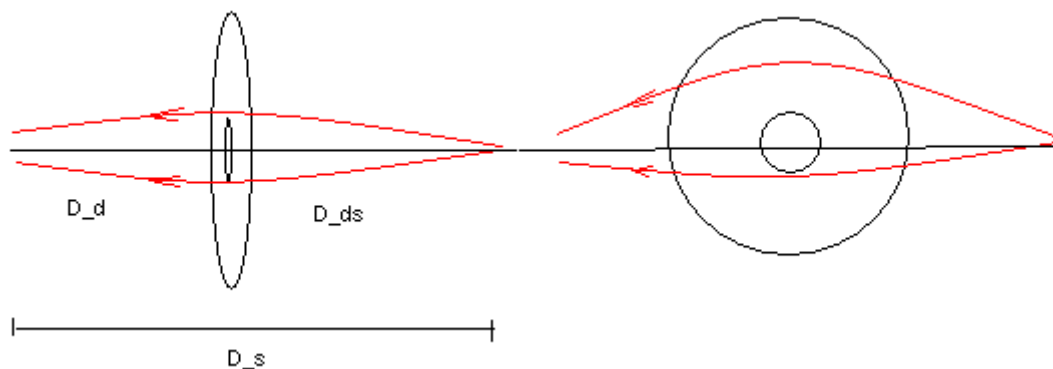
$$v^2 = \frac{C_1}{r} + v C_2 \quad (29)$$

При $r \rightarrow \infty$ это уравнение имеет два корня: $v_1 = 0$, что соответствует как ОТО, так и теории Ньютона, и $v_2 = C_2 = const$, что соответствует наблюдениям. Таким образом, в полностью геометрической теории у спиральной галактики возможны плоские кривые вращения, и проблема iii) не возникает.

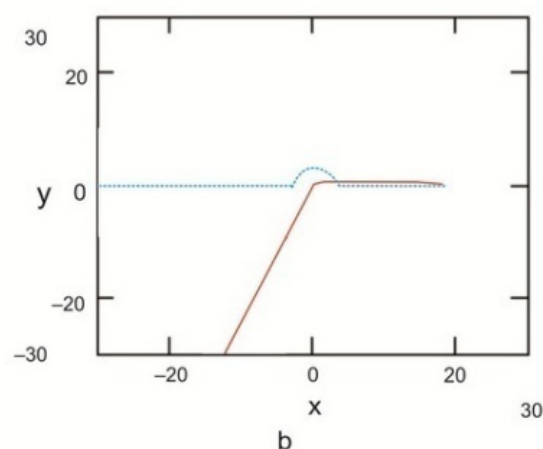
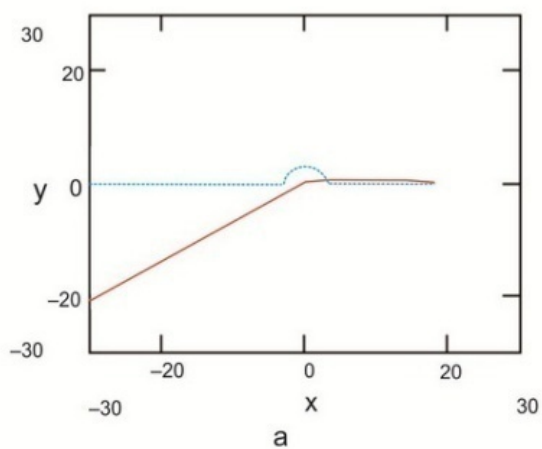
При исследовании гравитационного линзирования в рамках геометрической теории оказывается, что если спиральная галактика-линза имеет определенную ориентацию, а именно, ребром к направлению луча от источника к наблюдателю (рис.1а), то преломление будет зависеть и от скорости вращения этой галактики, что приводит к существенному увеличению угла преломления (рис.1б) [11]. Это снимает проблему iv). Таким образом, современная ситуация с (гравитационной) темной материей напоминает ситуацию с (электромагнитным) эфиром на рубеже 19-20-го веков. Теперь наблюдения, входящие в противоречие с ОТО, объясняются с помощью полностью геометрической теории, и введение *темной материи* оказывается излишним. Все обстоятельства, считающиеся доказательством ее существования (кластер Пуля, первичный нуклеосинтез и др.), требуют не материи как таковой, но дополнительного взаимодействия, проявляющегося в геометрической теории в виде дополнительного ускорения.

Найдем величину C_2 , возникающую в геометрической теории. Простые оценки дают: $C_2 \sim M/T$, причем $M \sim R^2$, где R видимый радиус спиральной галактики, масса M которой сосредоточена в плоскости диска, T – период обращения, соответствующий периферии. Из закона Кеплера следует $T \sim R^{3/2}$, поэтому $C_2 \sim R^{1/2}$. С другой стороны, светимость L также пропорциональна площади галактики, $L \sim R^2$. Поэтому $R \sim L^{1/2}$, и окончательно

$$v \sim L^{1/4}. \quad (30)$$

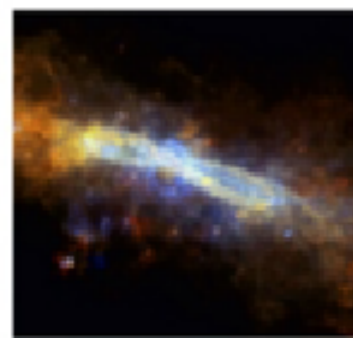
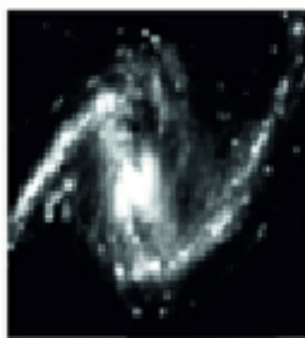
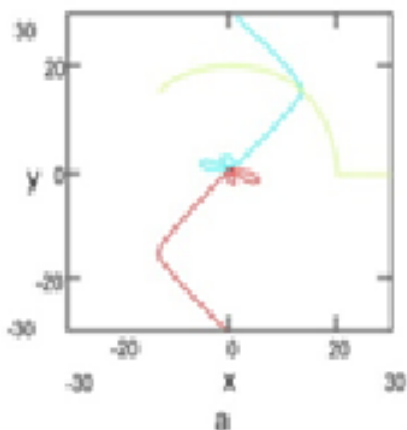


а)



б)

Рис. 1:



а) Численный расчет траекторий разлета равных частей при взрыве в системе Ц+Т
б) Галактика NGC-1365, (Hubble telescope, NASA) (откр.ист.)
в) Распределение холодного газа в центре Млечного пути (Herschel obs.) (откр.ист.)

Рис. 2:



Это соответствует известному из наблюдений закону Галли-Фишера, также не имеющего теоретического объяснения в ОТО. Показатели степени, отличные от $\frac{1}{4}$, встречающиеся в законе Фабера-Джексона для эллиптических галактик, могут быть получены из более точного расчета с использованием численных методов.

Таким образом, поправка к метрике Минковского, полученная для системы “центр + ток” в рамках геометрического подхода, может быть выбрана в виде

$$\varepsilon_{00}(r, v) = \frac{GM}{c^2 r} + \frac{V^2}{2c^2} e^{2i((\vec{k}, \vec{r}) - \omega t)}. \quad (31)$$

Соответствующая траектория пробного тела не является плоской и имеет вид винтовой линии, навитой на окружность, вдоль которой происходит движение.

Помимо результатов, упомянутых выше, построенная геометрическая теория позволяет получить расчетные траектории движений соответствующих странной форме распределения холодного газа в центре Млечного пути (в виде знака ∞), полученной обсерваторией миссии “Гершель” [12], рис.2. Уравнения геометрической теории позволяют также предложить новую интерпретацию линейного закона Хаббла. Поскольку теперь инерция и гравитация окончательно неразличимы, движение удаленных светил поперек луча зрения произвольного наблюдателя сообщает им центростремительное ускорение, которое линейно зависит от расстояния до них. Этому ускорению соответствует “центробежная” сила инерции, и таким образом, обнаруженное красное смещение является не космологическим, а гравитационным.

Литература

- [1] И.Е.Тамм. Основы теории электричества. М. “Наука”, 1976
- [2] Эйнштейн А. Основы общей теории относительности. В сб. “Альберт Эйнштейн и теория гравитации”. 1979, М.Мир.
- [3] Siparov S. Introduction to the Anisotropic Geometrodynamics. 2011, World Scientific, London-New Jersey-Singapore, 315 p.
- [4] Р.С.Сакс. Решение спектральных задач для операторов ротора и Стокса. (2013), Уфимский математический журнал, 5, №2, с. 63-81.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. 1986, М.Наука.
- [6] Сипаров С.В. К вопросу об анизотропной геометродинамике. 2008, ГЧГФ 10, стр.64; Siparov S.V. 2008, arXiv [gr-qc]: 0809.1817v3.
- [7] Сипаров С.В. Закон гравитации и модель источника в анизотропной геометродинамике. 2009, ГЧГФ 2(12), т.6, с.140-160; Siparov S.V. 2010, arXiv: [gen-ph] 1001.1501



- [8] Siparov S.V.. Proc.4-th Int. Gamow Conf., Odessa-2009. Eds. S.K.Chakrabarti, G.S.Bisnovatyi-Kogan, A.I.Zhuk, AIP Conf. Proc., Melville, New York, V.1206, 152;
- [9] Siparov S.V.. Proc. Int. Conf. DGDS-2009, BSG Proc. V.17. Eds. K.Udriste, V.Balan. Geom.Balkan Press 2010 p.190;
- [10] Siparov S.V.. Proc.Int. Conf."Math. and Astron.", Madrid-2009. Eds. M. de Leon, D.M. de Diego, R.M.Ros, AIP Conf. Proc., Melville, New York, 2010, V.1283, 222
- [11] С.Сипаров. Гравитационные линзы в анизотропной геометродинамике. Труды 10-й Гамовской конференции, с.71, Одесса-2010
- [12] С.Сипаров. Теория эквивалентности и ее первые результаты. 2012, Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, №1, с.99.



КВАНТОВАЯ СИСТЕМА В ПРИЧИННОЙ ПЕТЛЕ: НОВЫЙ ПОДХОД

Л.В. Ильичёв, А.Ростом, А.В. Шепелин, В.А. Томилин

Новосибирский государственный университет, ИАиЭ СО РАН, Новосибирск, Россия
leonid@iae.nsk.su

В фундаменте современной научной картины мира лежат квантовая физика и релятивистская геометрофизика – общая теория относительности (ОТО). Как представляется, они должны найти своё место в рамках единой теоретической конструкции. В поисках подходов к её построению интересны и ценны “пограничные” проблемы, требующие для своего решения средства обеих фундаментальных физических теорий. В последние три десятилетия на этом направлении изучаются квантовые модели с замкнутыми причинными петлями (СТС – Closed Time-like Curves). До сих пор нет согласия в отношении возможности существования СТС. Ценность квантовой физики как рефери в проблеме допустимости СТС упирается, однако, в условие однозначного и корректного её применения к весьма нестандартной задаче. С однозначностью применения аппарата квантовой теории в условиях СТС существуют проблемы. Явное свидетельство этому – наличие различных подходов к задаче. Наиболее известным является подход Дэвида Дойча, модель D-СТС [1]. Дойч предложил пространственно-временную схему, ставшую общей для работ по квантовым аспектам СТС. На Рис.1 показана часть (двумерного) мира

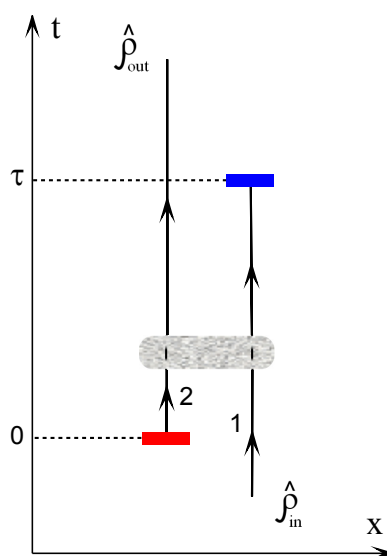


Рис. 1: Пространственно-временная схема причинной петли по Д. Дойчу.

Минковского, к которому присоединён не обозначенный на схеме “коридор”, соединяющий нижний край пространственного разреза при $t = \tau$, “вход”,



с верхней кромкой разреза при $t=0$ – “выходом”. Последний находится в абсолютном прошлом (в рамках причинной структуры пространства Минковского) по отношению к “входу”, что позволяет замыкать мировые линии частиц, образуя СТС. Отличительная черта подхода Дойча – последовательная онтологическая трактовка понятия состояния квантовой системы. Её матрица плотности присутствует в модели как особого рода физическая реальность, для которой допустимо записывать условия согласования локально в пространстве-времени. В основе модели Дойча положено уравнение согласования, отождествляющее матрицу плотности системы на выходе из ТМ с матрицей плотности на входе. Эта матрица плотности оказывается решением уравнения согласования и нелинейным образом зависит от $\hat{\rho}_{in}$ – начальной матрицы плотности системы, приготовленной в абсолютном прошлом ТМ. Как следствие, от $\hat{\rho}_{in}$ нелинейно зависит и состояние $\hat{\rho}_{out}$ в абсолютном будущем ТМ. Эта нетривиальная и нехарактерная для квантовой механики зависимость появляется при наличии взаимодействия в интервале времени $(0, \tau)$ между системой и её версией, прошедшей СТС (серая область на схеме). В [2] и [3] предложена модель, известная как Р-СТС. В этом подходе в прошлое переносится состояние частицы, и механизмом такого переноса является квантовая телепортация. В роли выхода из ТМ выступает процедура приготовления зацепленной пары частиц (2,3), а входом является постселекция – отбор случаев обнаружения пары (1,3) в таком же зацепленном состоянии. Мировая линия частицы 3 при этом интерпретируется как линия частицы 1, возвращающейся в прошлое. Таким образом, модель Р-СТС обходится без внепространственного коридора. Предлагаемая в настоящей работе новая квантовая модель с СТС лежит в определённом смысле между D-СТС и Р-СТС. Она предполагает нетривиальную топологию пространства-времени, что сближает её в этом пункте с D-СТС. При это новая модель демонстрирует нелинейность того же характера, что и Р-СТС. В отношении формы описания взаимодействия системы и её более старой версией, прошедшей через СТС, предложенная модель также эквивалентна модели Р-СТС. Напротив, в случае описания измерения в интервале времени между выходом и входом в петлю СТС, сходство обнаруживается между новой моделью и D-СТС. В обоих случаях требуется рассмотрение альтернативных миров, в которых реализуются различные возможные исходы измерения, и усреднение по вероятностям различных соединений этих миров посредством СТС. При построении новой модели эволюции квантовой системы в присутствии СТС мы руководствовались двумя соображениями. Во-первых, мы не отказались от явного условия тождественности внутреннего состояния системы на входе в ТМ при $t=\tau$ с состоянием системы на выходе при $t=0$. В модели D-СТС эта тождественность отражена в специальном уравнении согласования, которому приводит последовательный реалистический (онтологический) взгляд



на понятие квантового состояния. Во-вторых, используется радикально иная – эпистемологическая – трактовка этого понятия. Квантовое состояние рассматривается как состояние знания наблюдателя, находящегося в пространстве Минковского, о системе. Для такого наблюдателя, приготовившего систему 1 и чьё знание о процедуре приготовления отражено в $|\psi_{in}\rangle\langle\psi_{in}| = \hat{\rho}_{in}$, система 2 на выходе из ТМ возникла при $t = 0$ “из ниоткуда”. У наблюдателя принципиально отсутствует знание о прошлой судьбе этой системы. Следовательно для описания её состояния – максимально смешанного – должен фигурировать единичный оператор, как это имеет место во всех подобных ситуациях в квантовой физике систем с конечномерными пространствами состояний. Расщепляя структуру единичного оператора

$$\hat{1} = \sum_k |k\rangle\langle k| \quad (1)$$

и размещая его бра- и кет-фрагменты у входа и, соответственно, выхода на Рис.1, получаем схему Рис.2, из которой легко выписывается уравнение связи состояний на входе и выходе системы с СТС.

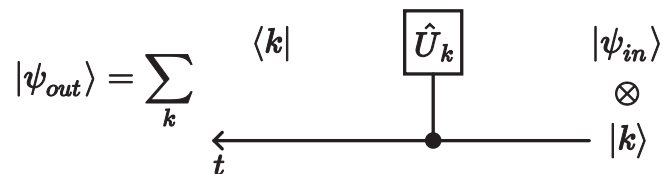


Рис. 2: Схема модели S-СТС с контролируемой унитарной операцией \hat{U}_k в качестве взаимодействия.

Эта модель названа S-СТС (S – аббревиатура слова ‘splitting’). По своим свойствам она лежит между D-СТС и P-СТС. Наиболее интересные моменты возникают при включении в модель измерения над системой 2 при её появлении. В случае простейшей квантовой системы, кубита, для корректного введения вероятностей исходов измерения необходимо рассматривать две реальности (два мира), где фиксируются альтернативные исходы. Аналогичная необходимость возникает при рассмотрении совместного распределения вероятностей исходов измерения над парой кубитов A и B, приготовленных изначально в зацепленном состоянии, при условии эволюции кубита A в S-СТС. В этом случае роль учёта двух миров состоит в ликвидации нефизического явления ‘сверхсветового телеграфа’ – возможности воздействовать на вероятности исхода измерения B выбором типа измерения A.

Работа выполнена в рамках гос. задания (проект АААА-А17-117052210003-4, внутренний номер ФАСО 0319-2016-0002) в ИАиЭ СО РАН.



Литература

- [1] D. Deutsch, Phys. Rev. D 44, 3197 (1991).
- [2] S. Lloyd et al., Phys. Rev. Lett. 106, 040403 (2011).
- [3] G. Svetlichny, Int. J. Theor. Phys. 50, 3903 (2011).



О ЛОГИКЕ СТАТИСТИЧЕСКОГО ВЫВОДА В ЗАДАЧЕ ИДЕНТИФИКАЦИИ ШКАЛЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РАССТОЯНИЙ

С.Ф. Левин

Московский институт экспертизы и испытаний, Москва, Россия

AntoninaEL@rostest.ru

Введение

Традиционная математическая модель шкалы космологических расстояний содержит два компонента – систематическую составляющую, *характеристику положения* в виде зависимости наблюдаемого расстояния до внегалактических объектов от измеряемых характеристик их излучения, и *характеристику рассеяния* в виде распределения вероятностей возможных отклонений расстояний от характеристики положения.

В 2004 году М. Виссер в рамках модели Фридмана–Робертсона–Уокера получил по формуле Тейлора для фотометрического расстояния как функции красного смещения z в спектрах излучения внегалактических источников и космологических параметров разложение

$$D_L(z) = (c/H_0) \cdot [z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 - \frac{1}{6}(1 - q_0 - 3q_0^2 + j_0)z^3], \quad (1)$$

где c – фундаментальная константа скорости света, H_0 – параметр Хаббла, q_0 – параметр замедления, j_0 – параметр толчка, при параметре кривизны $\Omega_k = 0$ [1]. И в 2016 г. А. Рисс с обновленной группой сотрудников, используя модель (1), получил оценку $H_0 = (73, 24 \pm 1, 24)$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ [2]. Она значимо отличалась от оценки $H_0 = (65, 2 \pm 1, 3)$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ [3], полученной в 1998 году по модели Фридмана–Робертсона–Уокера при нулевом параметре кривизны, и от оценки по данным измерений зонда Planck $H_0 = (67, 8 \pm 0, 9)$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ на основе Λ CDM-модели [4, 5]. Расхождение более чем на “ 3σ ” (в терминах нормального закона) было замечено специалистами проекта Carnegie-Chicago Hubble [6]. В том же 2016 году метрологическая экспертиза [7] данных о сверхновых типа SN Ia [3, 8–10] и алгоритмов их статистической обработки на основе тестов проверки на неадекватность установила следующее.

1. Данные [3, 8–10] композиционно однородную совокупность для $D_L(z)$ не образуют, но по критерию минимума погрешности неадекватности могут быть объединены в выборки сверхновых SN Ia с “низким” и “высоким” красным смещением.



2. Алгоритмы идентификации по методу “минимума χ^2 Рисса” основывались на т.н. “гипотезе нормальности”, тогда как более правдоподобным оказалось усеченное распределение Лапласа с “тяжелыми хвостами” за счет “выбросов”.
3. Относительные погрешности определения расстояний по данным [3, 8–10] носят мультипликативный характер и в среднем составляют $\sim 15\%$, достигая на границе выборки более 40% , а оценки меньшего порядка относятся к среднему взвешенному.

Дискордантность модельных оценок параметра Хаббла В. Фридман назвала в 2017 году “тупиковой ситуацией в космологии” [11], и выход из нее она видела в доведении точности шкалы космологических расстояний до 1% .

Однако дальнейшие измерения [12] только увеличили расхождение оценок. Круг участников дискуссии стал расширяться, а ее тема затронула вопросы о корректности применяемых статистических методов идентификации космологических моделей и их параметров. Но теперь речь пошла уже и об анизотропии красного смещения, о действительности признаков “ускорения расширения Вселенной” и перехода от “замедления” к “ускорению”, а также о корректных оценках точности шкалы расстояний и о логике статистического вывода при идентификации космологических моделей.

В этой связи возникает вопрос, каков физический смысл тестов на неадекватность [7], которые для данных о сверхновых типа SN Ia [3, 8–10] показали их статистическую неоднородность и наличие структурных изменений модели шкалы фотометрических расстояний (т.н. “разладок”) в каждой из четырех выборок, насколько правдоподобны гипотезы, альтернативные выводу о наличии “ускорения расширения Вселенной”?

Статистические проблемы шкалы космологических расстояний

Проблемы логики статистического вывода достаточно четко сформулированы в популярном справочнике [13]: “Некорректное применение статистических методов может привести к неверным заключениям. Все (возможно, и не высказанные явно) предположения, относящиеся к теоретическому распределению, должны быть проверены. Никогда не следует применять одну и ту же выборку для оценки и для проверки. Заметим, наконец, что статистические критерии не могут доказать ни одной гипотезы: они могут лишь указать на “отсутствие опровержения”.

Традиционно в регрессионном анализе адекватность моделей для функциональных зависимостей между измеряемыми физическими величинами оценивалась по критерию Фишера для дисперсии остатков, т.е. для дисперсии погрешностей аппроксимации [14]. Однако погрешности аппроксимации не в



полной мере соответствуют определению ошибки “предсказания”, принятому при оценивании неадекватности модели. Хотя уменьшение ошибок “предсказания” при повышении сложности модели приводит их к нулю при равенстве числа параметров модели объему выборки данных совместных измерений, при увеличении объема выборки даже на единицу модель, как правило, теряет воспроизводимость.

Принципиально более удачной оказалась схема перекрестной проверки для оценивания смещения среднего [15] и дисперсии экстраполяции [16]. Наиболее полный учет погрешностей неадекватности по распределению дает теорема о *вероятности согласия* пробной $f_{\Pi}(x)$ и контрольной $f_{\text{К}}(x)$ оценок искомой плотности $f(x)$ в схеме перекрестного наблюдения [17]:

$$\alpha_{S_2} \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{inf}_f \{f_{\Pi}(x), f_{\text{К}}(x)\} dx \equiv 1 - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} |f_{\Pi}(x) - f_{\text{К}}(x)| dx, \quad (2)$$

где интеграл представляет расстояние по вариации Фёллера [18].

Критерием идентификации плотности распределения вероятностей $f(x)$ в схеме перекрестного наблюдения является максимум *вероятности согласия* α_{S_2} как показателя воспроизводимости, для которой существует модель оптимальной сложности. Кроме того оказалось, что тождество (2) выполняется для статистик только критерия согласия А.Н. Колмогорова и критерия однородности Н.В. Смирнова при соответствующих функциях распределений вероятностей $F_{\Pi}(x)$ и $F_{\text{К}}(x)$ в схеме перекрестного наблюдения погрешности неадекватности:

$$\alpha_{S_2} \equiv 1 - \mathbf{sup}_F |F_{\Pi}(x) - F_{\text{К}}(x)|.$$

Согласно теореме о модульном критерии (о математическом ожидании модуля разности случайной величины X и параметра θ) справедливо тождество

$$\mathbf{M} |X - \theta| \equiv \mathbf{M}(X - \theta) + 2 \int_{-\infty}^{\theta} F_X(x) dx,$$

которое минимизирует медиана, так как $\frac{\partial}{\partial \theta} \mathbf{M} |X - \theta| = 2F_X(\theta) - 1 = 0$, а $\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \mathbf{M} |X - \theta| = 2f_X(\theta) \geq 0$.

В качестве критерия идентификации характеристики положения математической модели согласно Рекомендациям по метрологии Р 50.2.004–2000 “ГСИ. Определение характеристик математических моделей зависимостей между физическими величинами при решении измерительных задач. Основные положения” также был принят средний модуль погрешности неадекватности (СМПН), который одновременно является менее чувствительным к выбросам, чем более традиционные квадратичные критерии. СМПН есть $\bar{\varepsilon}_{\vartheta}^{[s]}$, где



ϑ – двоичный код структуры модели, ($0 < s \leq 2$ – степень, в которую непосредственно возводится модуль остатков в используемом алгоритме структурно-параметрической идентификации метода максимума компактности (ММК). При этом $s = 1$ алгоритм ММКМНМ соответствует методу наименьших модулей в схеме перекрестного наблюдения, а при $s = 2$ алгоритм ММКМНК – методу наименьших квадратов в этой же схеме. Соответственно логику статистического вывода тестов на неадекватность для моделей зависимостей между физическими величинами представляет проверка нулевых гипотез: \mathbf{H}_0 – гипотеза вырожденности $D_L(l, b, z) = \vartheta_{000}$ (отсутствие зависимости); \mathbf{H}_{00} – гипотеза непрерывности (отсутствие т.н. “разладок”); \mathbf{H}_{000} – гипотеза композиционной однородности (т.е. гипотеза статистической однородности данных совместных измерений относительно модели).

Схема перекрестного наблюдения может быть применена и для идентификации характеристики рассеяния модели в виде функции распределения вероятностей, но более широкое распространение согласно МИ 2916–2005 “ГСИ. Идентификация распределений вероятностей при решении измерительных задач” получило контурное оценивание. В этом случае критерием идентификации является минимум интервала неопределенности в формуле обращения [19] для рассматриваемой совокупности функций распределения вероятностей, причем границы этого интервала определяются по статистикам Н.В. Смирнова, наибольшая из которых соответствует статистике критерия А.Н. Колмогорова.

Проверка перечисленных статистических гипотез относительно альтернативных гипотез (существование моделей с кодом $\vartheta_{100}\vartheta_{010}\dots\vartheta_{ijm}\dots\vartheta_{KKK} \neq 0$, наличие “разладок” и разделения на кластеры) при наименьшем суммарном СМПН с перебором алгоритмов параметрической идентификации и составляет основу логики статистического вывода ММК.

Метрология “тупиковой ситуации”

В 2018 году анализ ситуации с расхождением оценок параметра Хаббла [20] показал, что тесты на неадекватность снимают проблему из-за большего правдоподобия гипотезы о наличии “разладок” модели для фотометрического расстояния. Кроме того, была подтверждена кластеризация сверхновых SN Ia по окнам прозрачности Млечного Пути и введена трехмерная модель фотометрического расстояния по красному смещению и галактическим координатам для учета анизотропии с двоичным кодом структуры $\vartheta = \vartheta_{000}\vartheta_{100}\vartheta_{010}\dots\vartheta_{ijm}\dots\vartheta_{KKK}$

$$D_L(l, b, z) = \sum_{i=0}^I \sum_{j=0}^J \sum_{m=0}^M \vartheta_{ijm} \theta_{ijm} l^i b^j z^m, \max\{I, J, M\} \leq K, \quad (3)$$



где l и b – соответственно галактические долготы и широты сверхновых [21]. И для объединенной выборки данных [3, 8] более правдоподобной оказалась не модель (1) 3-го порядка, а модель (2), которая после приведения к обозначениям модели (1) имеет вид

$$L(l, b, z) = (c/H_0) \cdot [(1 + a_b \cdot b)z + \frac{1}{2}(1 - q_0 + a_l \cdot l)z^2], \quad (4)$$

$$\bar{\varepsilon}_9^{[2]} = \mathbf{247,42842} \text{ Мпк},$$

где $a_b = \mathbf{2,027311498} \cdot 10^{-3}$, $a_l = -\mathbf{2,568655129} \cdot 10^{-3}$ – коэффициенты анизотропии по галактическим долготам и широтам, $H_0 = \mathbf{60,80404234} \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, $q_0 = -\mathbf{0,14378664}$. К тому же модель (2) оказалась устойчивой к вызывавшему сомнения [8] “выбросу” SN 1997ск ($z = 0,97$).

В 2020 году было обнаружено [21], что зависимость $D_L(z)$ для данных [3] имеет “разладки”, совпадающие с предсказаниями момента “космического толчка” $z = 0,46 \pm 0,13$ [9] и момента перехода от “эпохи замедления к эпохе ускорения” при $z = 0,763$ [8]. При этом был обнаружен ряд нарушений условий применимости регрессионного анализа. В то же время по тем же данным [3, 8] СМПН модели (1) составил $\bar{\varepsilon}_9^{[2]} \geq 296,18$ Мпк при примерно равных средних абсолютных отклонениях $\sim (222 \dots 226)$ Мпк с моделью (3), т.е. расхождение по СМПН составило $\sim 19,7\%$ не в пользу модели (1). Кроме того, следует заметить, что в границах полосы ± 1 Гпк относительно характеристики положения модели Фридмана–Робертсона–Уокера при нулевом параметре кривизны [3] находится 86,9% выборки сверхновых, а для модели (3) – 99% [21].

Заключение

Наиболее важными результатами, полученными при помощи тестов на неадекватность с запасом СМПН $\sim 20\%$, остаются совпадения моментов “разладок” с предсказаниями моментов перехода между “замедлением и ускорением расширения Вселенной” о красному смещению ($z = 0,763$ [8] и $z = 0,46 \pm 0,13$ [9]) [22] и обнаружение для всей совокупности данных [3, 8–10] многочисленных инверсий по красному смещению относительно фотометрических расстояний [23]. Дело в том, что ранговая инверсия и статистическая неоднородность данных о сверхновых SN Ia, которые в работах 1998–1999 годов [3, 8] использовались для обнаружения “ускорения расширения Вселенной”, а в работах 2004–2007 годов [9, 10] – в качестве “экстраординарных доказательств” его существования, являются причиной расхождения и несостоятельности полученных оценок параметров модели Фридмана–Робертсона–Уокера. Хотя применение тестов на неадекватность для моделей шкалы космологических расстояний позволяет уменьшить эти негативные



эффекты, наиболее важным фактом остается то, что шкала космологических расстояний на основе красного смещения ни статуса метрической, ни порядковой не имеет. Причиной инверсий может быть и анизотропия.

Литература

- [1] Visser M. Jerk, snap, and the cosmological equation of state // arXiv:gr-qc/0309109v4 31 Mar 2004.
- [2] Ries A. G. et al. A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant // Preprint Astrophysical Journal. arXiv:1604.01424v3[astro-ph.CO]. 9 Jun 2016.
- [3] Riess A.G. et al. Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant // Astronomical Journal. 1998. Vol. 116. P. 1009–1038.
- [4] Planck Collaboration: Aghanim N. et al. Planck 2015 results – XI. CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters // Astronomy & Astrophysics. 2016. Vol. 594. A11.
- [5] Planck Collaboration. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // Astronomy & Astrophysics. 2016. V. 594. A13. P. 1–63.
- [6] Beaton R.L., Freedman W.L., Madore B.F. et al. The Carnegie-Chicago Hubble program. I. An independent approach to the extragalactic distance scale using only population II distance indicators // arXiv:1604.01788v3 [astro-ph.CO] 11 Nov 2016.
- [7] Levin S.F. Cosmological distances scale. Part 5. Metrological Expert Opinion on Type SN Ia Supernovae // Measurement Techniques. 2016. Vol. 59. No 8. P. 791–802.
- [8] Perlmutter S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-red shift supernovae//Astrophysical Journal. 1999. Vol. 517. P. 565-586.
- [9] Riess A.G. et al. Type Ia supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble space telescope: evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution // Astrophysical Journal. 2004. Vol. 607. P. 665–687.
- [10] Riess et al. New Hubble Space Telescope discoveries of type Ia supernovae at $z \geq 1$: Narrowing Constraints of the Early Behavior of Dark Energy // Astrophysical Journal. 2007. Vol. 659. P. 98–121.
- [11] Freedman W.L. Cosmology at a Crossroads: Tension with the Hubble Constant // arXiv.org: 1706.02739. 13 Jul 2017.
- [12] Riess A. et al. Large Magellanic cloud Cepheid standards provide a 1% foundation for the determination of the Hubble constant and stronger evidence for physics beyond Λ CDM (Accepted Astrophysical Journal, March 26, 2019) // arXiv:1903.07603v2 [astro-ph.CO] 27 Mar 2019.



- [13] Korn G.A., Korn T.M. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineers*. New York, Toronto, London: McGRAW-HILL Book Company, INC, 1961.
- [14] Draper N.R., Smith H. *Applied Regression Analysis*. 3rd ed. New York, Chichester, Weinheim, Brisbane, Singapore, Toronto: John Wiley & Sons, INC, 1998.
- [15] Quenouille M.H. Approximate tests of correlation in time-series // *Journal of Royal Statistical Society*, 1949, B 11, p. 68–84.
- [16] Ivakhnenko A.G. Losung von Interpolation Problemen der Technische Kybernetik nach der Methode der gruppenweisen Argumentberechnung // *Messen, Steuern, Regeln*. 1970. Vol. 13. No 4. S. 134–138.
- [17] Levin S.F. The Identification of Probability Distribution // *Measurement Techniques*. 2005. Vol. 48. No 2. P. 101–111.
- [18] Feller W. *An Introduction to Probability theory and its Applications*. Vol. II. Sec. ed. New York–London–Sydney–Toronto: John Wiley & Sons, 1971.
- [19] Lévy P. *Calcul des probabilités*. Paris: Gauthir-Villars, 1925. 350 p.
- [20] Levin S.F. Cosmological Distance Scale. Part 7. A New Special Case with the Hubble Constant and Anisotropic Models // *Measurement Techniques*. 2018. Vol. 61. No 11. P. 1057–1065.
- [21] Levin S.F. Cosmological Distance Scale. Part 10: The Universal Anisotropy // *Measurement Techniques*. 2020. Vol. 63. No 10. P. 780–797.
- [22] Levin S.F. Cosmological Distance Scale. Part 11: “Extraordinary” evidences and “cosmically jerk problem” // *Measurement Techniques*. 2020. Vol. 63. No 11. P. 849–855.
- [23] Levin S.F. Cosmological Distance Scale. Part 12: Confluent Analysis, Rank Inversion, Lack-of-Fit Tests // *Measurement Techniques*. 2020. Vol. 63. No 12. P. 940–949.



ПАРАЛЛЕЛИ МЕЖДУ КВАТЕРНИОННОЙ МЕХАНИКОЙ ЕФРЕМОВА И МЕХАНИКОЙ ФИЗИЧЕСКОГО ВАКУУМА

Г.И. Шипов

академик Российской академии Естественных Наук, Москва, Россия
warpdrive09@gmail.com

В 1928 г. П. Дирак предложил релятивистское квантовое уравнение движения свободного электрона вида $[\gamma^n \hat{p}_n - imc] \Psi = 0$, в котором γ^n - спиновые матрица Дирака, связанные с метрическим тензором η_{kn} пространства Минковского соотношением $\eta_{kn} = \{\gamma_k \gamma_n / 2 = (\gamma_k \gamma_n + \gamma_n \gamma_k) / 2$. Известно, что вращение в R^3 можно описать с помощью комплексных 2×2 матриц или, что то же самое, с использованием *кватернионов*, образующих группу $SU(2)$ дважды накрывающую $SO(3)$ [1]. С позиции теории относительности, кватернионы определяют совершенно новый вид системы отсчета, а именно, - *спинорную систему отсчета* [2-4]. В векторном базисе спинорная система отсчета представляет собой ориентируемую материальную точку (спинирующую материальную точку), что впервые позволило объединить трансляционную относительность механики Эйнштейна (ОТО) с вращательной относительностью [5, 6] и получить существующую квантовую механику как следствие механики Физического Вакуума [7-9]. Спинорные матрицы $\sigma_{\alpha\beta}^i$ и γ^k , образующие спинорную систему отсчета, представляют собой изотропные вектора, лежащие на световом конусе. Для связи двухкомпонентных спиноров Дирака $\iota^\beta, o^\beta, \alpha\beta \dots = 0, 1$ с неголономной тетрадой e_b^k вводится комплексная световая тетрада $z_a^i = (l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a)$, две компоненты которой l_a и n_a действительные изотропные вектора и две компоненты m_a и \bar{m}_a комплексные вектора, при этом $\bar{m}_a = \bar{m}_a$. Вектора l_a, n_a, m_a, \bar{m}_a комплексной световой тетрады связаны векторами вещественной тетрады e_b^k и со двухкомпонентными спинорами ι^β, o^β соотношениями [4]

$$e_0^k = \frac{1}{\sqrt{2}} (l^k + n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{o}^\beta + \iota^\alpha \bar{\iota}^\beta),$$

$$e_1^k = \frac{1}{\sqrt{2}} (m^k + \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{\iota}^\beta + \iota^\alpha \bar{o}^\beta),$$

$$e_2^k = \frac{1}{\sqrt{2}} (m^k - \bar{m}^k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{\iota}^\beta - \iota^\alpha \bar{o}^\beta),$$

$$e_3^k = \frac{1}{\sqrt{2}} (l^k - n^k) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_{\alpha\beta}^i (o^\alpha \bar{o}^\beta - \iota^\alpha \bar{\iota}^\beta),$$



$$ijk\dots = 0, 1, 2, 3, \quad \alpha\gamma, \dots = 0, 1, \quad \dot{\beta}, \dot{\mu}, \dots = \dot{0}, \dot{1}$$

Из первого из этих соотношений следует

$$l^a = \sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a \sigma^{\alpha} \bar{\sigma}^{\dot{\beta}a} = \sigma_{\alpha\dot{\beta}}^a \iota^{\alpha} \bar{\iota}^{\dot{\beta}}, \quad abc\dots = 0, 1, 2, 3,$$

что позволяет интерпретировать спиноры σ^{β} (ι^{β}) как “корень квадратный” из вектора l^a (n^a) и позволяет переписать векторные уравнения физики в кватернионном виде [10,11]. Неголономную тетраду e_b^k можно интерпретировать как вращающуюся 4D систему отсчета, с которой связана пробная масса (заряд), при этом, в случае перехода в спинорную систему отсчета мы дополнительно получаем возможность описывать пробный спин $s = \hbar/2$ объекта.

Кватернионный подход к геометрии представляет собой эффективный метод построения дифференциальной геометрии различного вида [14], при этом простейшей кватернионной геометрией (по классификации А.П. Ефремова) оказывается геометрия абсолютного параллелизма. Именно эта геометрии используется в теории Физического Вакуума [5], с той лишь разницей, что в векторном неголономном базисе она рассматривается как векторное расслоение, база которого образуют 4 голономных трансляционных координат $xyzct$, а слой 6 неголономных вращательных координаты $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \theta_1\theta_2\theta_3$, представляющие собой 3 угла Эйлера $\varphi_1\varphi_2\varphi_3$ и 3 псевдоевклидовых угла $\theta\theta_2\theta_3$. В общем случае, на таком координатном многообразии заданы две метрики: а) трансляционная метрика внешнего пространства (базы) [5]

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k \quad g_{jk} = \eta_{ab} e_j^a e_k^b \quad \eta_{ab} = \eta^{ab} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1),$$

$$i = 0, 1, 2, 3, \quad a = 0, 1, 2, 3,$$

которая в спинорном Δ - базисе запишется как [5] $ds^2 = \varepsilon_{AC} \varepsilon_{\dot{B}\dot{D}} \sigma_i^{A\dot{B}} \sigma_k^{C\dot{D}} dx^i dx^k$, , $A, \dot{B} \dots = 0, \dot{1}$; б) вращательная метрика внутреннего пространства (слоя) $d\tau^2 = d\chi_b^a d\chi_a^b = T_{bk}^a T_{an}^b dx^k dx^n$, которая в спинорном Δ - базисе запишется в виде [5]

$$d\tau^2 = T_{C\dot{D}k}^{A\dot{B}} T_{A\dot{B}n}^{C\dot{D}} dx^k dx^n,$$

где $T_{C\dot{D}k}^{A\dot{B}}$ – калибровочное поле преобразований Мебиуса [1], известное в физике как коэффициенты Фока-Иваненко [12], а в математике как коэффициенты вращения Риччи [13]. Используя соответствие уравнений движения (уравнений геодезических) 10ти мерного расслоенного пространства абсолютного параллелизма $A_4(6)$ уравнениям движения классической механики в ускоренной системе отсчета, получаем, что калибровочное поле $T_{C\dot{D}k}^{A\dot{B}}$ описывает третье (после гравитационного и электромагнитного) *фундаментальное физическое поле - поле инерции* [15]. В матрицах Кармели [16] динамика полей



инерции описывается системой спинорных уравнений вида [5]

$$\nabla_{[k}\sigma^{i]} - T_{[k}\sigma^{i]} - \sigma^{[i}T_{k]}^+ = 0, \quad (A^s)$$

$$R_{kn} + 2\nabla_{[k}T_{n]} - [T_k, T_n] = 0, \quad (B^{s+})$$

$$R_{kn}^+ + 2\nabla_{[k}T_{n]}^+ - [T_k^+, T_n^+] = 0, \quad (B^{s-}).$$

В этих уравнениях $ikn\dots = 0, 1, 2, 3$ - координатные индексы, $\sigma_{A\dot{B}}^i$ - спинорные матрицы (спинорные индексы $A = 0, 1, \dot{B} = \dot{0}\dot{1}$ в уравнениях (A^s) , (B^{s+}) и (B^{s-}) опущены), обобщающие матрицы Паули на случай искривленного и закрученного пространства Мебиуса A_4 (6). Матрицы R_{ACkn} , $R_{\dot{B}\dot{D}kn}^+$ представляют собой 2x2 “спинорные матрицы Кармели римановой кривизны (знак + означает эрмитово сопряжение), а 2x2 матрицы T_{kCE} , $T_{k\dot{B}\dot{D}}^+$ - спинорные матрицы коэффициентов вращения Риччи (поля инерции). Одна из трех неприводимых частей T_{kCE} , описывает спинорное поле Дирака [9]. При определенных ограничениях, из уравнений (A) , (B) следуют уравнения Дирака и Шредингера, которые описывают простейшую динамику поля инерции, связанного с любым физическим объектом, при этом волновая функция в новых уравнениях Дирака и Шредингера определяется через поле инерции T_{kCE} (коэффициенты вращения Риччи), которое, в свою очередь, определяется через кручение $\Omega_{mj}^{..s}$ пространства A_4 (6), называемое в математике объектом неголономности. Похожий результат был получен в кватернионной механике Ефремова с той лишь разницей, что кватернионная волновая функция появляется в теории в результате нарушения “фрактальности” геометрии [11]. Из уравнений механики теории Физического Вакуума [6] следует классификация обобщений механики Ньютона (рис.1), которые делятся на два типа: физические обобщения и математические модификации. Физические обобщения характерны тем, что они меняют основы механики Ньютона в то время, как математические модификации меняют математическую запись уравнений (например, уравнения Лагранжа не содержат в явном виде массу частицы).

Первая модификация второго закона механики Ньютона была сделана Д’Аламбером в 1743 г., который ввел *принцип Д’Аламбера*, перенеся все силы, включая силы инерции, действующие на тело, в левую сторону уравнений и придав, таким образом, уравнениям движения вид “тождества”. Фактически он уравнял силы инерции с ньютоновскими силами, считая, одновременно, силы инерции “фиктивными”, но полезными для практических расчетов! Это привело к расколу механиков в понимании реальности сил инерции, при этом большинство считает их “фиктивными” до сих пор, хотя и используют при расчетах [16]. В кватернионной механике Ефремова [14] и в механике Физического Вакуума [5] силы инерции имеют полевую природу и порождены коэффициентами вращения Риччи (кручением пространства A_4 (6)), поэтому

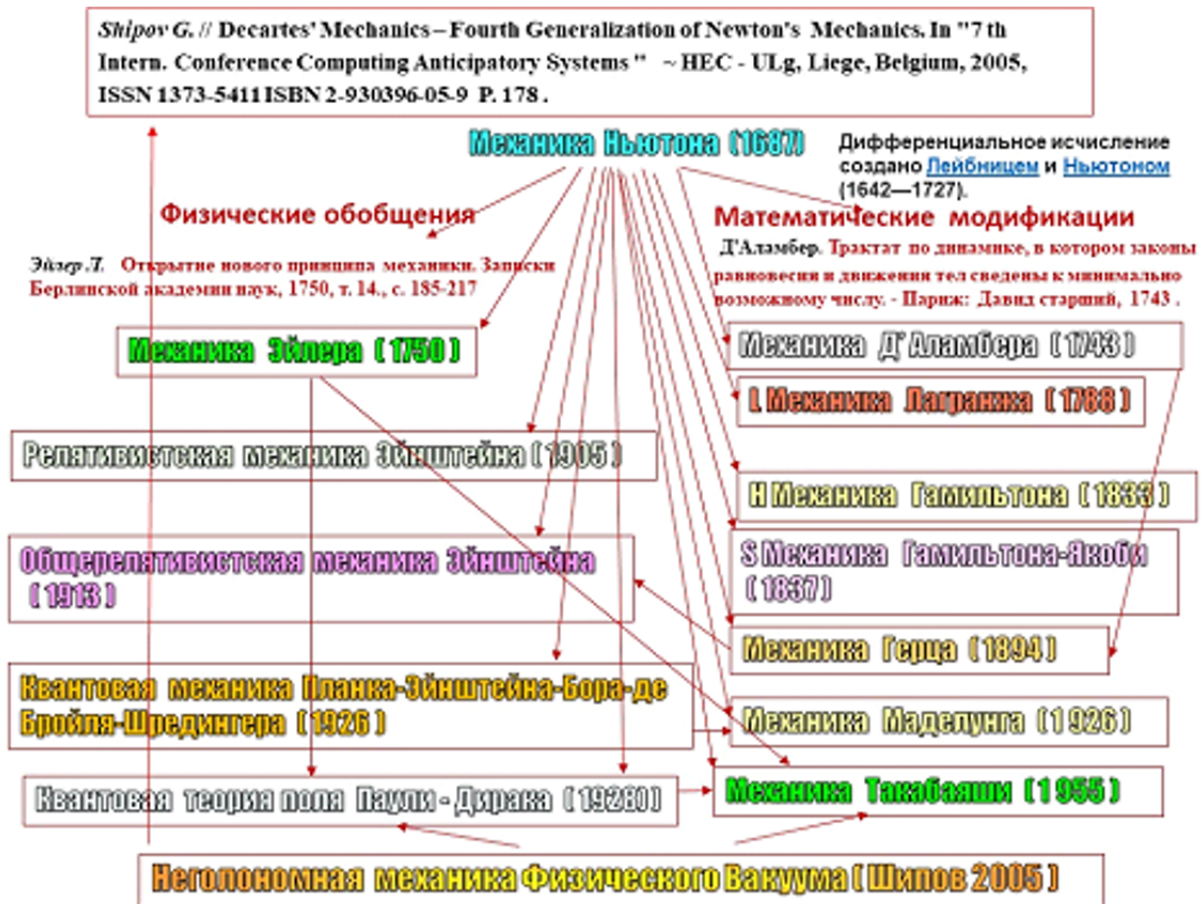


Рис. 1: Классификация обобщений механики Ньютона, следующая из механики Физического Вакуума.

их объяснение выходит за рамки механики Ньютона, являясь прерогативой теории поля. Гипотеза Э.Картана о том, что вращение материи порождает кручение пространства [17] в нашем случае полностью подтверждается, поскольку эксперименты показывают, что все 4 силы инерции, известные нам, возникают при вращении материи, при этом, как показано в работах [5] и [14], все 4 силы инерции порождает поле кручения пространства абсолютно-параллелизма, т.е. объект неголономности Ω_{mj}^s пространства A_4 (6)

Первым физическим обобщением механики Ньютона следует считать механику твердого тела, созданную Эйлером. В этой механике впервые введены неголономны координаты – углы Эйлера. Статья, в которой он это сделал впервые, он назвал “Открытие нового принципа механики” (рис.1). В результате, кроме 3х трансляционных уравнений Ньютона, в механике Эйлера появились дополнительно 3 вращательных уравнения, в которых неголономны вращательные координаты $\varphi_1\varphi_2\varphi_3$ -углы Эйлера не могут быть получены голономными преобразованиями трансляционных координат xuz Евклидова пространства механики Ньютона. Как позже указал Э. Картан, движение материи в угловых неголономных координатах (вращение) меня-



ет топологические свойства пространства событий, делая его анизотропным относительно оси вращения и порождая кручение пространства [17].

Литература

- [1] Альфорс Л.//Преобразования Мебиуса в многомерном пространстве. М.: Мир, 1986.
- [2] Penrose R.// A Spinor Approach to General Relativity. Ann. of Phys. 1960, v. 10. P.171-201.
- [3] Пенроуз Р.// Структура пространства-времени, М.: Мир, 1972.
- [4] Пенроуз Р., Риндлер В. // Спиноры и пространство-время. Т.1. М.: Мир, 1987.
- [5] Шипов Г.И.// Теория физического вакуума. Новая парадигма. М., НТ-Центр, 1993. с.362; Шипов Г.И.// Теория физического вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. с.450 ; Shipov G. // A theory of Physical Vacuum, М.: STCenter, 1998. P. 312.
- [6] Shipov G. // Decartes' Mechanics – Fourth Generalization of Newton's Mechanics. In "7 th Intern. Conference Computing Anticipatory Systems" ~НЕС - ULg, Liege, Belgium, 2005, ISSN 1373-5411 ISBN 2-930396-05-9 P. 178 .
- [7] Шипов Г.И.// Квантовая механика, о которой мечтал Эйнштейн, следует из теории Физического Вакуума. М., МНТЦ ВЕНТ, 1992, с. 63.
- [8] Шипов Г.И.// Всеобщая относительность и квантовая механика //“Академия Тринитаризма”, М., Эл № 77-6567, публ.12464, 29.09.2005. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/003a/02310011.pdf>
- [9] Шипов Г.И.// Квантовая механика, о которой мечтал Эйнштейн //“Академия Тринитаризма”, М., Эл № 77-6567, публ.27232, 09.07.2021 <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0016/001h/4737-shp.pdf>
- [10] Ефремов А.П.// Кватернионные пространства, системы отсчета и поля // М.: Изд-во РУДН. 2005. 372 с.
- [11] Yefremov A.P.//The General Theory of Particle Mechanics. A Special Course . Cambridge Scholars, UK, 2019. 295 p.
- [12] Fock V., Iwanenko D.// Géometrie quantique linéaire et déplacement paralléle, Compt. Rend. Acad Sci. Paris, v.188, p.1470-1472, 1929
- [13] Ricci G. // Mem. Acc. Linc. 1895. Vol. 2. Ser. 5. P. 276-322.
- [14] Ефремов А.П.// Исследование кватернионных пространств и их взаимосвязи с системами отсчета и физическими полями. М.: Изд-во РУДН. 2005. 223 с.
- [15] Шипов Г.И.// Открытие в России поля инерции и сумма торсионных технологий // “Академия Тринитаризма”, М., Эл № 77-6567, публ.24354,



18.03.2018. <http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1158-shp.pdf>

- [16] Ишлинский Ю.А. // Механика относительного движения и силы инерции.
М.: Наука, 1983.
- [17] Cartan E. // Compt. Rend.1922. Vol. 174, p. 437.



ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ РЕАЛЬНЫХ СИСТЕМ ОТСЧЕТА И ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ОРИЕНТИРУЕМОЙ ТОЧКИ. ТЕОРИЯ И ПРИЛОЖЕНИЯ

Е.А. Губарев

Некоммерческое партнерство им. А.Е.Акимова, Москва

e.gubarev.21@gmail.com

Пространство событий ориентируемых точек.

Ориентируемая точка – это тело, размерами, но не ориентацией которого можно пренебречь. В более точной формулировке: ориентируемая точка O в четырехмерном пространстве – это тело пренебрежимо малых размеров, связанное с четверкой ортонормированных векторов $\{O, e_{(a)}(O)\}$ [1, 2].

Пространство событий ориентируемых точек введено Г.И.Шиповым в конце XX века [2]. Пространство Г.И.Шипова представляет собой расслоенное пространство, состоящее из базы расслоения – четырехмерного риманова пространства, и касательного расслоения – совокупности плоских псевдоевклидовых пространств, касательных в каждой точке к базе расслоения (рис.1). Тензор кривизны пространства событий, как “полного комплекта” касательного расслоения и базы расслоения, тождественно равен нулю, вследствие чего оно обладает свойством абсолютного параллелизма векторов.

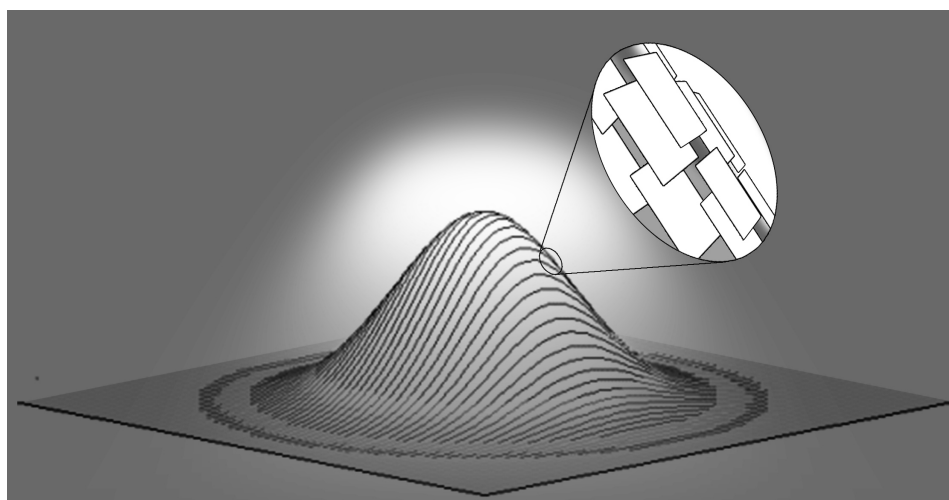


Рис. 1: Расслоенное пространство событий реальной относительности: база расслоения и касательное расслоение



Теория относительности реальных систем отсчета.

На основе пространства событий ориентируемых точек создана теория относительности реальных систем отсчета [3–5]. Роль элементарной реальной системы отсчета играет ориентируемая частица, свободно двигающаяся во внешнем геометризованном поле. Для достоверного описания координат событий все силовые поля, действующие на ориентируемую частицу, должны быть геометризованы и учтены в суммарном внешнем поле. Геометризация всех полей, действующих на частицу, позволяет установить жесткую связь его четырехмерной ориентации, с одной стороны, с координатами событий в реальной системе отсчета, с другой стороны. Реальная система отсчета позволяет описывать события в определенной окрестности точки наблюдения – начале реальной системы отсчета.

Метод подвижного репера.

Рассмотрим ориентируемую частицу, свободно двигающуюся во внешнем геометризованном поле, полностью описываемом коэффициентами Ламэ $h_a^i(x^k)$ [1, 5]. Будем считать, что ориентируемая частица движется от начального положения $\{O, \mathbf{e}_{(a)}(O)\}$ к текущему положению $\{O', \mathbf{e}_{(b')}(O')\}$. Четыре ортонормированных вектора (тетрада) $\mathbf{e}_{(b')}(O')$ ориентируемой частицы в точке O' могут отличаться от векторов $\mathbf{e}_{(a)}(O)$ только четырехмерным поворотом

$$\mathbf{e}_{(b')}(O') = \mathbf{e}_{(a)}(O)\Lambda_{b'}^a, \quad \Lambda_{b'}^a \in SO(1.3), \quad (1)$$

где $\Lambda_b^{a'} = (\Lambda_{a'}^b)^{-1}$ – матрица четырехмерной ориентации текущего положения ориентируемой частицы относительно ее начального положения. Матрица ориентации Λ равна произведению матриц чистых преобразований Лоренца L и матриц трехмерных поворотов R , взятых в порядке следования поворотов при движении частицы от начального к текущему положениям. Такое описание объекта при его движении от начального к текущему состоянию и связанной с ним реальной системы отчета составляет основу теории инерциальной навигации [6] и называется метод подвижного репера [1].

Координаты событий в реальных системах отсчета.

Произвольный вектор $d\mathbf{X}$ в пространстве событий, соответствующий двум близким событиям (например, двум вспышкам света от одного источника, разделенных малым временным интервалом) может быть разложен по векторам сопровождающей тетрады в начальном и текущем положении

$$d\mathbf{X} = \mathbf{e}_{(a)}(O)dX^a(O) = \mathbf{e}_{(a')}(O')dX^{a'}(O'), \quad (2)$$



при этом соответствующие координаты вектора $d\mathbf{X}$ будут соотноситься между собой следующим образом

$$dX^{a'} = \Lambda_a^{a'} dX^a \quad (3)$$

Координаты $dX^{a'}$, dX^a есть координаты дифференциала событий в соответствующих локально-лоренцевых системах отсчета $k'(O')$ и $k(O)$, касающихся реальных систем отсчета $K'(O')$ и $K(O)$ в мировых точках O' и O соответственно.

Значение и смысл локально-лоренцевых координат событий восходит к предположению специальной теории относительности и общей теории относительности о том, что собственное ускорение неинерциальной системы отсчета не влияет на описание событий и на собственное время в этой системе отсчета. Напротив, в теории реальной относительности показано [3], что собственное ускорение реальной неинерциальной системы отсчета оказывает такое же сильное влияние на описание событий в ней, как и преобразования Лоренца.

Измерение координат событий происходит в криволинейных голономных координатах риманова пространства (т.н. мировых координатах базы расслоения), отнесенных к выбранной реальной системе отсчета. Записанное в локально-лоренцевых координатах соотношение (3), затем спроектированное на базу расслоения, дает нам искомое соотношение мировых координат событий между реальными системами отсчета $K'(O')$ и $K(O)$, где $h_{a'}^{i'}(O')$, $h_i^a(O)$ – значение поля коэффициентов Ламэ в началах реальных систем отсчета $K'(O')$ и $K(O)$ соответственно [3]:

$$dX^{i'} = h_{a'}^{i'}(O') \Lambda_a^{a'} h_i^a(O) dX^i \quad (4)$$

Основную роль в законе преобразования координат событий между реальными системами отсчета $K'(O')$ и $K(O)$ играет относительная четырехмерная ориентация этих систем $\mathbf{\Lambda}$, которая является динамическим (зависящим от времени) параметром. Именно поэтому в реальной относительности возможны эффекты, связанные с изменением четырехмерной ориентации тела, даже при нерелятивистских скоростях ($\mathbf{v} \ll \mathbf{c}$). В этом качестве реальная относительность принципиально отличается от специальной относительности, где относительная четырехмерная ориентация идеальных инерциальных систем отсчета по определению постоянна.

Электродинамика ориентируемой точки.

Естественным развитием реальной относительности явилось создание дочерней теории – электродинамики ориентируемой точки [7], уравнения которой



инвариантны относительно преобразований координат и полей между реальными системами отсчета, подобно тому, как уравнения классической электродинамики инвариантны относительно преобразований специальной относительности.

Уравнения новой электродинамики в виде, инвариантном относительно преобразований реальной относительности, и соответствующие в предельном случае уравнениям классической электродинамики, формулируются единственным образом

$$\tilde{\nabla}_c F_{ab} + \tilde{\nabla}_b F_{ca} + \tilde{\nabla}_a F_{bc} = 0, \quad (5)$$

$$\tilde{\nabla}_b F^{ab} = -\frac{4\pi}{c} j^a, \quad (6)$$

$$\tilde{\nabla}_a j^a = 0, \quad (7)$$

где \mathbf{F}_{ab} – тензор электромагнитного поля, $\tilde{\nabla}_c$ – L -ковариантная производная [7].

Выяснилось [5, 7], что наиболее интересным, с точки зрения наблюдения специальных “неклассических” эффектов, является случай реализации реальной системы отсчета, связанной с заряженной частицей или с вектором потока электромагнитной энергии (вектором Пойтинга), при их вращении с угловой скоростью Ω . В нерелятивистском приближении система уравнений новой электродинамики принимает следующий вид

$$\begin{aligned} \text{rot}\mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \frac{1}{c} [\Omega \mathbf{H}], \\ \text{div}\mathbf{H} &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{rot}\mathbf{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} [\Omega \mathbf{E}], \\ \text{div}\mathbf{E} &= 4\pi \rho, \end{aligned}$$

где \mathbf{E} , \mathbf{H} – вектора электрического и магнитного поля, ρ , \mathbf{j} – плотности заряда и тока.

Рассмотрена задача о плоских монохроматических волнах

$$\mathbf{E} = \text{Re}\{\mathbf{E}_{k\omega} e^{i(kr - \omega t)}\}, \quad \mathbf{H} = \text{Re}\{\mathbf{H}_{k\omega} e^{i(kr - \omega t)}\}, \quad (9)$$

в пустом безграничном пространстве, то есть в отсутствии классических источников $\rho = 0$, $\mathbf{j} = 0$. Здесь $\mathbf{E}_{k\omega}$, $\mathbf{H}_{k\omega}$ – амплитуды монохроматической волны (постоянные комплексные величины), волновой вектор \mathbf{k} и круговая частота ω – постоянные действительные величины. В частном случае $\Omega = \Omega_0 = \text{const}$ получены решения для волн, распространяющихся вдоль оси



OZ параллельно вектору угловой скорости Ω

$$\begin{aligned}\mathbf{E} &= Re\{\mathbf{E}_{k\omega}e^{\pm i\Omega_0 z/c}e^{i(k^+r-\omega t)}\}, \\ \mathbf{H} &= Re\{\mathbf{H}_{k\omega}e^{\pm i\Omega_0 z/c}e^{i(k^+r-\omega t)}\},\end{aligned}\quad (10)$$

где $k^+ = \omega/c$, а знак $+$ или $-$ соответствует правой или левой спиральности волны. Мы имеем, таким образом, мультипликацию классической плоской монохроматической волны с фазовой скоростью, равной скорости света, и стоячей волны с пространственным периодом $\lambda = 2\pi c/\Omega_0$. Наблюдаемое электрическое поле будет иметь только поперечные компоненты

$$\begin{aligned}E_x &= b\cos(\omega t - k^+z - \alpha - \Omega_0 z/c), \\ E_y &= b\sin(\omega t - k^+z - \alpha - \Omega_0 z/c),\end{aligned}\quad (11)$$

которые отличаются от таких же компонентов классической плоской монохроматической волны линейным набегом фазы $\pm\Omega_0 z/c$. Эффекты, связанные с набегом фазы, становятся существенными, если вращение заряда имеет микроскопическую природу (в молекулярных, атомных или ядерных системах) [8], и/или при вращении вектора Пойтинга в электродинамических системах со специальной геометрией [9]. В особой зоне генерации, когда угловая скорость вращения заряда или вектора Пойтинга значительно превышает круговую частоту волны $\Omega_0 \gg \omega$, специальные неклассические эффекты полей новой электродинамики становятся доминирующими, среди них следующие:

- свойство сверхпроницаемости в проводящих средах, непрозрачных для классических электромагнитных полей;
- свойство образования стоячей электромагнитной волны в пустом безграничном пространстве.

Наблюдатель, находящийся на расстоянии z_0 от начала координат, может зафиксировать только стационарную фазу стоячей волны $\pm\Omega_0 z_0/c$, но не поток энергии от этой волны и не передачу сигналов, связанную с этим потоком. Передача информации может быть связана с модуляцией несущей частоты вакуумного источника

$$\Omega = \Omega_0 + \varepsilon(t), \Omega_0 = const. \quad (12)$$

Тогда в особой зоне генерации мы будем иметь в точке z_0 переменное электрическое и магнитное поле неиндукционного характера

$$\mathbf{E}(z_0) = Re\{\mathbf{E}_k e^{i\Omega_0 z_0/c} e^{iF[\varepsilon(t)]}\}, \mathbf{H}(z_0) = Re\{\mathbf{H}_k e^{i\Omega_0 z_0/c} e^{iF[\varepsilon(t)]}\}, \quad (13)$$

где $F[\varepsilon(t)]$ – функция отклика на сигнал $\varepsilon(t)$. Последние исследования [10]



позволили определить функцию отклика

$$F[\varepsilon(t)] = \int_0^t \varepsilon(\tau) d\tau. \quad (14)$$

Формула (14) может быть полезна в изучении и настройке неклассических систем передачи информации [8]. При этом, считая, что при $t < 0$ система с вакуумным источником (вращающимся зарядами или вращающимся вектором Пойтинга) находилась в динамическом равновесии при постоянной угловой скорости вращения $\Omega(t) = \Omega_0 = const$, а при $t > 0$ включилась модуляция в виде “отрицательной ступени” $\varepsilon(t) = -\Omega_0$ (что означает остановку вращения), то наблюдатель при $t > 0$ в точке z_0 обнаружит “остаточное” квазистатическое электрическое поле:

$$\mathbf{E}(z_0) = Re\{\mathbf{E}_k e^{i\alpha} e^{-it\Omega_0}\}, \quad \alpha = \Omega_0 z_0 / c. \quad (15)$$

Этим объясняется эффект последствия в электродинамических системах, использующих вращающийся вектор Пойтинга [9, 11].

Литература

- [1] Родичев В.И. Теория тяготения в ортогональном репере. Новокузнецк: НФМИ, 1998.–184 с.
- [2] Шипов Г.И. Теория физического вакуума. М.: фирма “НТ-Центр”, 1993.–362 с.
- [3] Губарев Е.А. Теория реальной относительности. М.: Новый Центр, 2009.–215 с.
- [4] Губарев Е.А. Относительность реальных систем отсчета: теория и приложения // Метафизика, 2019, №2 (32). С. 128 – 134.
- [5] Губарев Е.А. Принципы реальной относительности. М.: ФПТН, 2020. – 336 с.
- [6] Чуб В.Ф. Основы инерциальной навигации. Изд. 2-е, стереотип. М.: ЛЕ-НАНД, 2019. – 200 с.
- [7] Губарев Е.А. Электродинамика ориентируемой точки. М.: Новый Центр, 2013. – 70 с.
- [8] Акимов А.Е., Тарасенко В.Я., Толмачев С.Ю. Торсионная связь – новая физическая основа для систем передачи информации // Электросвязь, № 5, 2001. С. 24–30.
- [9] Клинкер М.С. Вращающееся электрическое поле как виртуальный гироскоп: к возможности существования эффекта Козырева во вращающихся полях // В сб.: Источники биоактивных излучений. М.: МНТОРЭС им. А.С.Попова, 2006. С.9–25.



- [10] Губарев Е.А., Сидоров А.Н. Электромагнитные волны при модуляции вакуумного источника в электродинамике ориентируемой точки // Тезисы докладов Первой Российской научной конференции “Физический Вакуум – парадигма науки XXI века”. М.: ФПТН, 2020. С.25–29.
- [11] Панчелюга В.А. Эффекты последействия в флуктуационных системах // Тезисы докладов Первой Российской научной конференции “Физический Вакуум – парадигма науки XXI века”. М.: ФПТН, 2020. С.137–141.



CYCLES OF TIME IN CLASSICAL COSMOLOGY

A.E. Pavlov

*Institute of Mechanics and Power Engineering, Russian State Agrarian University Moscow
Timiryazev Agricultural Academy, Moscow, 127550, Russia*

alexpavlov60@mail.ru

The last few decades have seen a remarkable progress in cosmology [1]. Observations with more advanced instruments will resolve mysterious questions in the coming decades. The Friedmann equation is used to interpret the observational data. It connects the rate of expansion of the Universe with the energy density of matter and spatial curvature. We get more information about real functions considering them on a complex plane [2]. The application of meromorphic functions of complex time in theoretical cosmology is of interest. In this work, by including the most significant contributions from different states of matter, we obtain analytical solutions of the Friedmann equation. The author hopes the analytical solutions will be useful in the interpretation of the modern cosmological data. In the standard Λ CDM cosmology the Friedmann equation in conformal time is represented by the first integral

$$\left(\frac{a'}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}a^2\rho - k. \quad (1)$$

Here $a(\eta)$ is the scale factor, the prime denotes the derivative with respect to the conformal time η , G is the Newton constant, ρ is the matter sources density, k is the constant of space curvature. The quantity $\mathcal{H} \equiv a'/a$ is the conformal Hubble parameter defining the expansion rate of the Universe. Its present value H_0 calls the Hubble constant. According to Roger Penrose ideas of conformal cyclic cosmology the universe undergoes cycles during its evolution [3]. The history of the Universe is considered without an inflation stage. One eon is a continuation of an other one. There was eon antecedent to the Big Bang. So, it should be another eon after the Big Bang. This picture is prolonged to both directions: in past and towards future. The conformal cyclic cosmology predicts the presence of families of concentric low-variance circular rings in the cosmic microwave background picture [4]. In quantum cosmology, the wave function of the universe is studied in problems of its quantum origin [5]. Quantum tunnel transitions with a change in the signature of spacetime are described in the imaginary time formalism [6]. The description of the classically forbidden state using imaginary time means the complexification of the conformal superspace [7]. This complexification makes the conformal time variable purely imaginary and transforms the Wheeler–DeWitt equation from hyperbolic to elliptic. This is analogous to the transition from the hyperbolic to the elliptic Klein–Gordon equation for Wick rotation.



The problem of integration of the Friedmann equation is reduced to Abel integrals for algebraic functions [8]. The Abel integrals for algebraic functions are named hyperelliptic. In this work there was found the class of solutions of the Friedmann equation. It was proven that the solutions belong to the Weierstrass doubly-periodic functions [9]. It can take an addition information for understanding the evolution of the Universe. Cosmologists prefer the numerical integration of the Friedmann equation. Since the right hand side of the Friedmann equation has a polynomial form, it is of interest to use the theory of doubly periodic functions to find analytical solutions developed in papers of Jacobi, Abel, Weierstrass, Kovalevskaya. The theory has found effective application in problems of analytical mechanics [8] and celestial mechanics [10]. Kovalevskaya raised the problem of finding all integrable cases of rigid body rotations in class of meromorphic at all plane of complex time variable. This statement of the question presented essential extension of the original mechanical problem. Moreover, this extension had purely mathematical character and was not demanded by any mechanical argumentations. This remarkable mathematical extension of studying the mechanical problem on the plane of complex time permitted applying the theory of analytical functions excellent elaborated in XIX-th century. Later on, successfully, the approach was taken into consideration by mathematicians in studying various problems in applied mechanics.

I am grateful to Professor D. G. Pavlov for inviting Professor R. Penrose to lecture in Russia. Lectures on the cycles of time of the universe stimulated me in searching the class of functions in which the solutions of the Friedmann equation are expressed.

References

- [1] A. G. Riess, *Rev. Mod. Phys.* 84, 1165 (2012).
- [2] R. Penrose, *Hypercomplex Numbers in Geometry and Physics.* 10, 62 (2013).
- [3] R. Penrose, *Cycles of Time: An Extraordinary New View of the Universe* (The Bodley Head, London, 2010).
- [4] V. G. Gurzadyan, R. Penrose, *Eur. Phys. J. Plus.* 128, 22 (2013).
- [5] A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* 33, 3560 (1986).
- [6] B. L. Al'tshuler, A. O. Barvinsky, *Physics-Uspekhi.* 39, 429 (1996).
- [7] A. E. Pavlov, *Grav. Cosmol.* 26, 208 (2020).
- [8] V. V. Golubev, *Lectures on Integration of the Equations of Motion of a Rigid Body about a Fixed Point* (URSS, Moscow, 2021).
- [9] A. E. Pavlov, *Grav. Cosmol.* 27 (2021), to be published.
- [10] I. A. Gerasimov, *Weierstrass Functions and their Applications to Mechanics and Astronomy* (Moscow State University Press, Moscow, 1990).



ТРЕУГОЛЬНИК ПАСКАЛЯ И ОБОБЩЕННАЯ КИНЕМАТИКА УСКОРЕНИЯ

Р.М. Ямалеев

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

yamaleev@jinr.ru

Путь, пройденный ускоренно движущимся телом с переменным ускорением, но при постоянной величине “рывка”, описывается полиномом третьей степени от времени.

Обобщенная кинематика n -ого порядка постоянным обобщенным ускорением порядка n описывается полиномом n -ой степени.

В этой работе показано, что такое движение описывается системой полиномов, содержащих полиномы $n, n-1, \dots, 1$ степеней. Переход от одного уровня к другому осуществляется посредством формулы Аппеля. Эволюционная задача генерируется матрицей Паскаля. Динамические уравнения выводятся для тел с единичной массой.

Для четвертого порядка, когда рывок зависит от времени, уравнения кинематики определяются следующей системой уравнений

$$S(t) = \frac{y}{24}t^4 + \frac{1}{6}j(t_0)t^3 + \frac{1}{2}a(t_0)t^2 + v(t_0)t + S(t_0)$$

$$v(t) = \frac{y}{3!}t^3 + \frac{1}{2}j(t_0)t^2 + a(t_0)t + v(t_0)$$

$$a(t) = \frac{y}{2}t^2 + j(t_0)t + a(t_0)$$

$$j(t) = yt + j(t_0)$$

Литература

- [1] R.M.Yamaleev, Pascal matrix representation of evolution of polynomials. Int.J.Appl.Comput.Math.Vol.1 Issue 4 (2015) 513-525.



О ВНЕШНЕЙ ОБУСЛОВЛЕННОСТИ СПЕКТРА ОКОЛОЧАСОВЫХ ПЕРИОДОВ

В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга

Институт теоретической и экспериментальной биофизики, Пущино, Россия
victor.panchelyuga@gmail.com

1 Околочасовые ритмы.

В настоящее время известен колебательный характер изменения многих параметров биологических объектов (морфологических, биохимических, физиологических) от субклеточного до популяционного уровня [1-3] с периодами от годовых до суточных (циркадных). Существуют аргументы в пользу как эндогенного (“биологические часы”), так и экзогенного их происхождения.

Наряду с медленными колебаниями (циркадными, сезонными, годовыми), совпадающими с периодической геофизических процессов и быстрыми - обнаруженными в разных биохимических реакциях, существует многочисленная литература об околочасовых ритмах (ОР) [4-9]. Эти колебания с периодами от десятков минут до нескольких часов были обнаружены в середине XX-века. ОР выявлены в динамике многих биологических систем: размерах клеточного ядра, интенсивности синтеза белка, активности ферментов, концентрации гормонов и АТФ, потребления кислорода, рН цитоплазмы, в органных и организменных ритмах дыхания, в сердечных сокращениях, в активности мозга, в поведенческих реакциях животных и человека и др. Они обнаружены у бактерий, дрожжей, некоторых других одноклеточных, моллюсков, у млекопитающих. Эти ритмы выявляются как *in vivo* так и *in vitro* [4-9].

Отмечается, что несмотря на интенсивные исследования, окончательно механизм возникновения ОР установить не удалось. Возможно, причина этого в том, что данный механизм обусловлен не только биологическими, но в первую очередь физическими свойствами биоструктур. Физическая природа ОР подтверждается следующими факторами: 1) независимостью ритмики ОР от температуры в интервале 18-37 градусов, в то время как биохимические реакции резко от нее зависят; 2) не найден датчик времени или внутренний пейсмейкер ОР; 3) ОР не зависят ни от ядерного ни от АТФ-контроля; 4) ОР наблюдаются даже на тенях эритроцитов, а не только на полноценных клетках. Общность ОР в разных клетках и их органеллах подтверждает универсальность этого явления и его механизма, не связанного со спецификой биохимических процессов в каждом отдельном случае [4-5].

В обзоре [6] природа ОР связывается с одним из трех возможных механизмов: 1) периодические внешние воздействия; 2) генетическая обусловленность; 3) ОР, как имманентное свойство протоплазмы, не навязанное



извне, генетически не запрограммированное и не требующее особой регуляции. Очень интересным является предположение [6] о фрактальной природе ОР.

Суммируя [4-9] можно заключить, что в большинстве работ авторы, в первую очередь, рассматривают ОР только как результат внутренних регуляторных процессов организма или межклеточных взаимодействий. В настоящей работе мы хотели бы представить аргументы в пользу внешней природы фактора, являющегося синхронизатором этих ритмов.

2 Универсальный спектр периодов во временных рядах флуктуаций процессов различной природы.

В работе [10] нами был впервые представлен локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний (МВС-метод). Данный метод является дальнейшим развитием метода минимальных покрытий (ММП) [11], который модифицирует традиционно используемый метод покрытий прямоугольниками, вводя требование минимальности покрытия, достигаемое в случае, когда величина покрывающего прямоугольника точно равняется величине размаха (разности между максимальным и минимальным значением) функции на отрезке временного ряда для которого вычисляется фрактальная размерность.

Т.о., МВС-метод [10] соединил в себе основные идеи ММП-метода с требованием инвариантности фрактальной размерности относительно линейных преобразований (сдвиги, растяжения, зеркальные отражения), а также относительно перестановок элементов отрезка временного ряда на основе которого вычисляется фрактальная размерность. Последнее свойство является отличительной особенностью МВС-метода, придающей ему ряд уникальных свойств. Важнейшим из них является локальность - возможность вычисления фрактальной размерности для коротких (десятки точек) отрезков анализируемого временного ряда.

Одним из первых результатов использования МВС-метода для анализа шумоподобных временных рядов является исследование 329-суточного массива флуктуаций скорости α -распада обнаружившее устойчивый набор периодов в диапазоне 1-115 мин [12]. Также, в работе [12] было показано, что найденные периоды с хорошей точностью совпадают с периодами собственных колебаний Земли. Это совпадение проявляется как для классических, так и для т.н. сейсмогравитационных или длинноволновых колебаний Земли [12].

Для указанного диапазона периодов была показана не только тесная связь найденного спектра со спектром собственных колебаний Земли, но также его универсальный характер: спектры периодов, найденные для флуктуацион-



ных процессов в системах различной природы всегда совпадали с соответствующей частью спектра, найденного для временных рядов флуктуаций скорости α -распада [12]. В силу универсального характера спектра, впервые найденного в [12], в дальнейшем он был назван “универсальным спектром периодов” (УСП).

Свойство универсальности, впервые отмеченное в [12], было подтверждено дальнейшими исследованиями. УСП был найден в флуктуациях температуры мелких млекопитающих и птиц [13] в т.ч., с различным уровнем метаболизма [14]. Также было показано наличие УСП во временных рядах флуктуаций хемилюминесценции планарий [15].

Результаты, рассмотренные выше, относятся к диапазону периодов 1-120 мин. В настоящей работе выполнен дальнейший МВС-анализ 329-суточного массива флуктуаций скорости альфа распада, использованного в [12], а также временных рядов флуктуаций температуры мелких млекопитающих, для дальнейшего исследования спектра периодов в диапазоне 120-300 мин.

3 Заключение. Совпадение ОР с УСП.

В работах [13-14] было показано совпадение УСП со спектрами периодов в флуктуациях температуры мелких млекопитающих и птиц, а также со спектром периодов в флуктуациях хемилюминесценции планарий [15] для диапазона периодов 10-120 мин. Рассмотрим такое совпадение для диапазона 10-300 мин.

Таблица 1. Значения ОР- и УСП-периодов (мин).

ОР	УСП		ОР	УСП		ОР	УСП		ОР	УСП		ОР	УСП	
12	13	12	32	-	32	45	44	46	75	74	75.5	150	150	151
18	18	-	33	33	-	50	51	51	80	80	80	180	180	182
22	20	21.3	34	-	34.4	55	-	55.8	90	91	-	240	240	240
24	-	25	36	37	36.9	60	60	60.7	100	99	99.8			
27	26	27.5	40	-	41.3	66	65	65	105	104	106.3			
30	29	-	42	-	43	69	68	68.3	120	120	118			

В Табл.1 даны значения ОР, которые приведены в [8-9]. Справа от каждого значения ОР даны соответствующие величины УСП-периодов. Первое значение УСП-периода соответствует периодам, найденным в флуктуациях температуры мелких млекопитающих, второе – значению УСП периода, найденного в флуктуациях скорости альфа-распада. Как следует из Табл.1, наблюдается практически полное соответствие ОР- и УСП-спектров в пределах точности $= \pm 1$ мин. Очевидно, что в силу отмеченного совпадения, флуктуации температуры млекопитающих, можно рассматривать как одно из интегральных проявлений ОР, наряду с процессами перечисленными в п.1.



Такое совпадение периодов в спектрах, представленных в Табл.1, которые получены с использованием временных рядов флуктуаций в процессах кардинально различной природы: физических (альфа-распад) и биологических (флуктуации температуры млекопитающих, ОР) на наш взгляд, говорит о наличии внешнего синхронизатора этих ритмов. В пользу именно внешнего синхронизатора говорит также явление, впервые отмеченное в [14], и заключающееся в значительно более четкой выраженности УСП-спектра в флуктуациях температуры млекопитающих в случае пространственно-разнесенных измерений, когда 1) животные не контактируют между собой и 2) воздействующий на них внешний фон является различным. Т.е., в случае, когда устраняются вклады, связанные с “локальной синхронизацией”.

Наличие такого внешнего синхронизатора вступает в кажущееся противоречие с “внутренними” механизмами ОР, которые, в некоторых случаях, детально исследованы [8-9]. Но, как известно, необходимым условием синхронизации является автоколебательный характер синхронизируемых систем [17]. Если генераторы ОР рассматривать, как автоколебательные системы, частоты которых близки к частотам УСП, то, как известно [17], такая система может быть синхронизована сколь угодно слабым внешним воздействием.

В этом случае возникает вопрос о том, как частоты “ОР-автогенераторов” оказались близкими к частотам УСП? Исходя из отмеченной выше связи УСП со спектром собственных колебаний Земли, которые так или иначе модулируют практически все процессы в литосфере (микрофлуктуации атмосферного давления, флуктуации электрического и магнитного полей и др. [16]) и которые, практически в неизменном виде, присутствовали в ходе всей биологической эволюции, задавая слабый, но очень стабильный частотный фон на котором происходило формирование ныне существующих биосистем. Очевидно, наличие такого фона должно вести к “эволюционному импринтингу” УСП-частот, что в конечном итоге и привело к отмеченному выше совпадению ОР- и УСП-периодов.

Литература

- [1] Биологические часы / Под. ред. С.Э. Шноля, М., Мир, 1964 – 694с.
- [2] Колебательные процессы в биологических и химических системах. Т.1. М., Наука, 1967.
- [3] Колебательные процессы в биологических и химических системах. Т.2. Пущино, 1971.
- [4] Эйдуc Л.Х., Литинская Л.Л. О природе клеточной ритмики. Препринт. Институт биологической физики АН СССР, 1973, Пущино-на-Оке, 20с.
- [5] Эйдуc Л.Х., Литинская Л.Л. О биофизическом механизме окологической ритмики и ее роли в обмене веществ // Биофизика, 2006, т.51, вып.1,



- с.108-115.
- [6] Бродский В.Я. О природе околочасовых (ультрадианных) внутриклеточных ритмов. Сходство с фракталами // Известия АН, Сер. биологическая, 1998, №3, с.316-329.
- [7] Бродский В.Я. Околочасовые метаболические ритмы // Биохимия, 2014, т.79, вып.6, с.619-632.
- [8] Ultradian rhythms in life processes / David Lloyd, Ernest L. Rossi (Eds.) Springer-Verlag, 1992, 419p.
- [9] Ultradian rhythms from molecules to mind / David Lloyd, Ernest L. Rossi (Eds.) Springer, 2008, 450p.
- [10] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Фрактальная размерность и гистограммный метод: методика и некоторые предварительные результаты анализа шумоподобных временных рядов // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377-384.
- [11] М.М. Dubovikov, N.V. Starchenko, M.S. Dubovikov // Physica A, 2004, 339, pp. 591-608.
- [12] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний в диапазоне периодов 1-115 мин // Биофизика, 2015, том. 60, вып. 2, с. 395-410.
- [13] М.Е.Диатроптов, В.А.Панчелюга, М.С.Панчелюга Динамика температуры тела у мелких млекопитающих и птиц в 10-120-минутном диапазоне периодов // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2020, т.169, №6, с.706-711.
- [14] Диатроптов М.Е., Панчелюга В.А., Панчелюга М.С., Суров А.В. Околочасовые ритмы температуры тела у млекопитающих и птиц с разным уровнем обмена веществ // Доклады российской академии наук. Науки о жизни, 2020, том 494, №1, с.472-476.
- [15] V.A. Panchelyuga, Kh.P. Tiras, K.N. Novikov, M.S. Panchelyuga, S.E. Nefedova, O.Yu. Seraya On universal nature of periods spectrum in time series of planaria chemiluminescence // CEUR Workshop Proceedings, Vol.2763, pp. 61-63.
- [16] Сейсмогравитационные колебания Земли
(http://geo.phys.spbu.ru/Home_pages/PetrovaSite/)
- [17] Пиковский А., Розенблюм М., Куртс Ю. Синхронизация. М., Техносфера, 2003 - 508с.



О СОПАДЕНИИ УНИВЕРСАЛЬНОГО СПЕКТРА ПЕРИОДОВ С ВРАЩАТЕЛЬНЫМИ ПЕРИОДАМИ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗДНЫХ СИСТЕМ

В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга

Институт теоретической и экспериментальной биофизики, Пущино, Россия

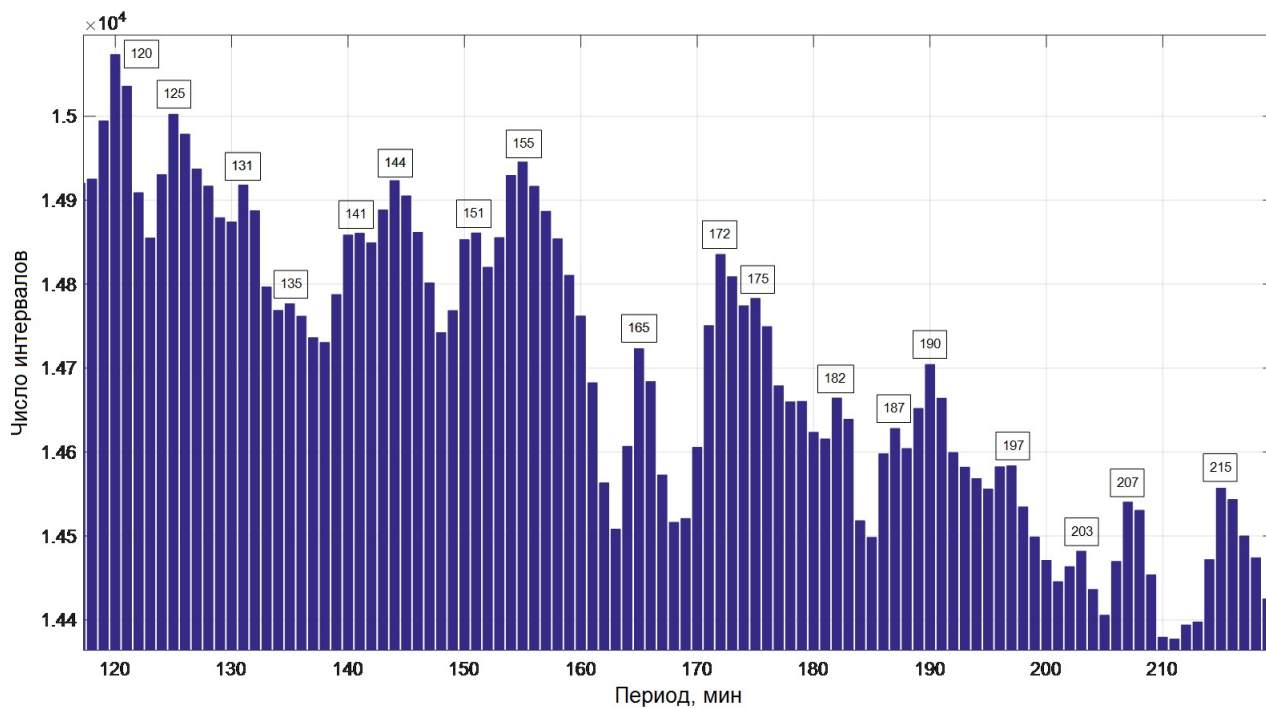
victor.panchelyuga@gmail.com

В работе [1] был развит метод локального фрактального анализа шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний (МВС-анализ). МВС-анализ большого массива временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада позволил выявить спектр периодов в диапазоне 1-120 мин [2] для которого было показано не только совпадение с периодами собственных колебаний Земли, но и его универсальный характер: периоды, найденные разными авторами, в флуктуациях процессов различной природы, всегда совпадали с периодами из найденного спектра [2]. В силу последнего свойства данный спектр был назван “универсальный спектр периодов” (УСП).

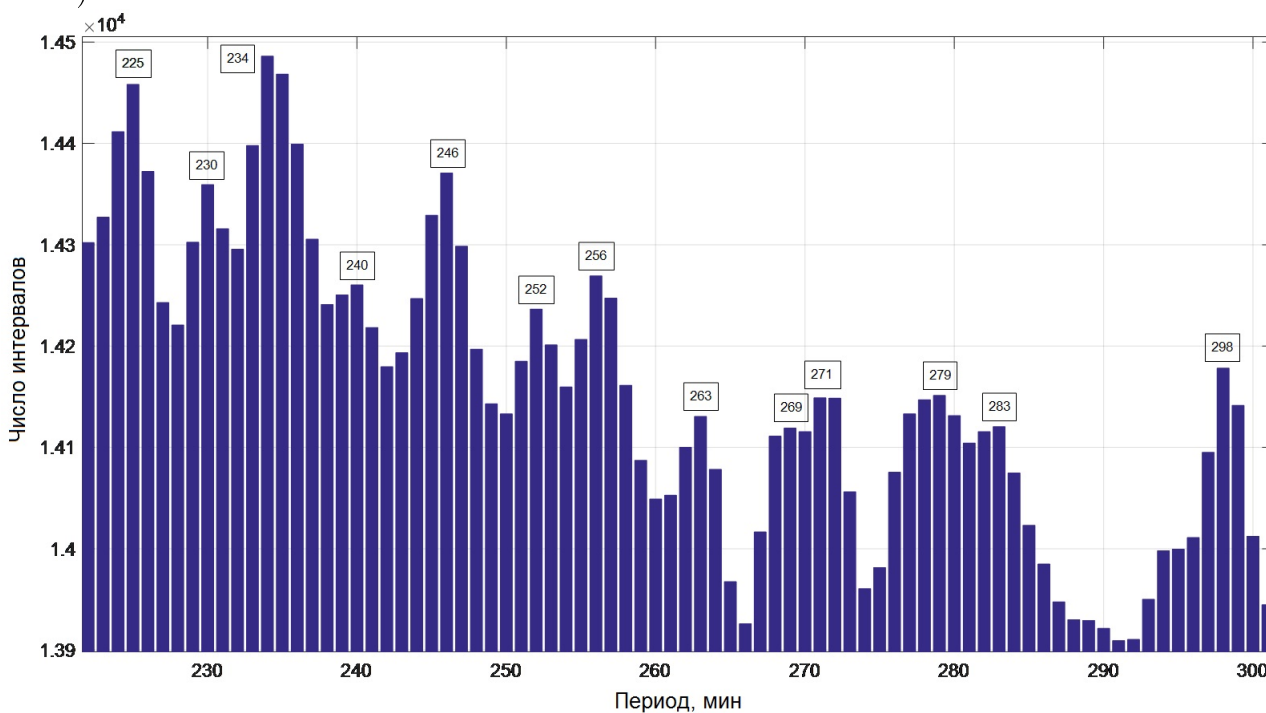
Свойство универсальности, впервые отмеченное в [2], было подтверждено дальнейшими исследованиями. УСП был найден в флуктуациях температуры мелких млекопитающих и птиц [3] в т.ч., с различным уровнем метаболизма [4]. Также было показано наличие УСП во временных рядах флуктуаций хемилюминесценции планарий [5].

Результаты, кратко рассмотренные выше, относятся к диапазону периодов 1-120 мин. В настоящей работе представлен дальнейший МВС-анализ 329-суточного массива флуктуаций скорости альфа-распада, использованного в [2], для исследования спектра периодов в диапазоне 120-300 мин. Используя методику МВС-анализа, описанную в [1], был получен спектр, показанный на рис. 1. Для наглядности диапазон 120-300 мин разбит на две части, которые представлены на рис.1а) и рис.1б). Значения периодов приведены в прямоугольных рамках над соответствующими пиками.

В качестве второго проявления УСП рассмотрим спектр периодов, полученный в ходе измерений флуктуаций температуры мелких млекопитающих. Т.к., температура – сравнительно медленно изменяющийся параметр, то ее измерение чаще чем раз в минуту не имеет смысла. Низкое временное разрешение не позволяет использование МВС-анализа, т.к., в этом случае, отрезок данных, необходимый для вычисления фрактальной размерности, будет порядка 30 мин и “спектр” в 120-300-минутном диапазоне будет состоять всего из шести точек. Потому, для обнаружения УСП был разработан метод, основанный на использовании синхронных временных рядов флуктуаций температуры, полученных от разных животных.



а)



б)

Рис. 1: Спектр периодов во временных рядах 1-секундных измерений флуктуаций скорости альфа-распада для диапазонов 120-220 мин, а) и 220-300 мин, б).

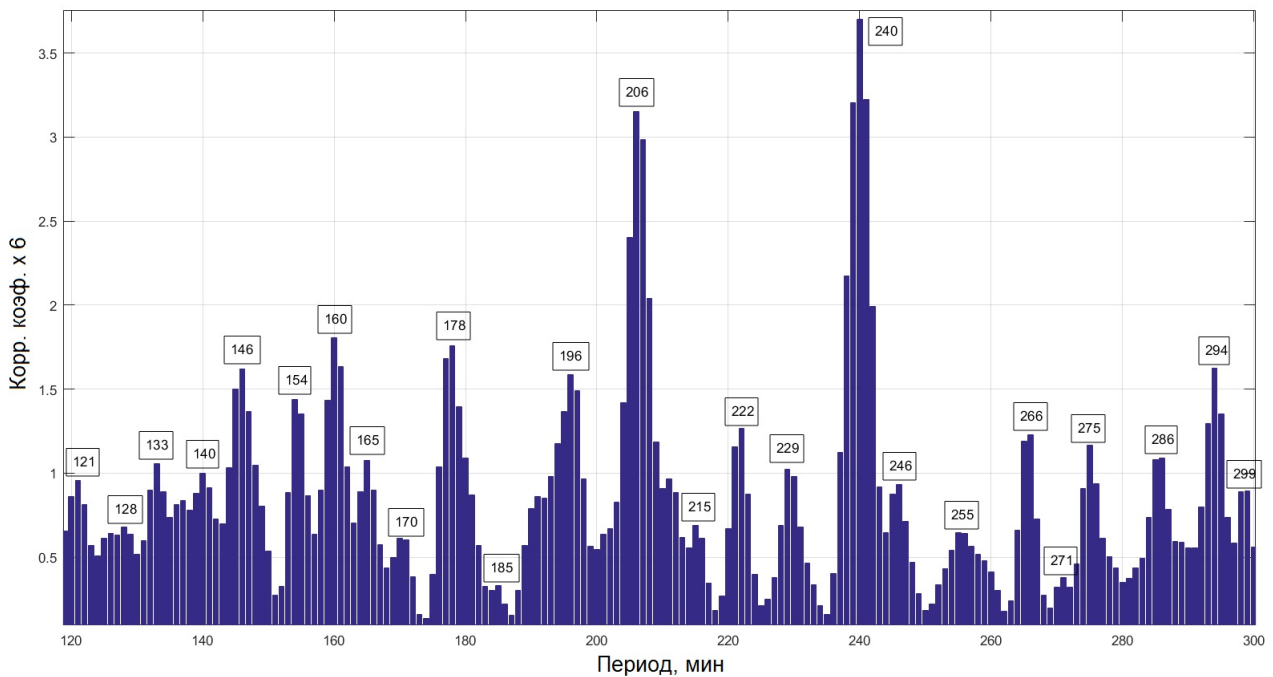


Рис. 2: Спектр периодов во временных рядах 1-минутных измерений флуктуаций температуры мелких млекопитающих в диапазоне периодов 120-300 мин.

Пары таких синхронных временных рядов разбивали на непересекающиеся отрезки длина которых изменялась от 10 до 300 мин с шагом в 1 мин. Отрезки почленно суммировались для каждого значения длины и вычислялся коэффициент корреляции между парами суммарных синхронных отрезков – получали вектор значений коэффициентов корреляции для 290 периодов суммирования. Описанная процедура повторялась для всех возможных пар синхронных временных рядов. После этого, полученные векторы коэффициентов корреляции почленно суммировали и результат сглаживали два раза методом скользящего среднего с использованием пуассоновского окна. Спектр, полученный с использованием описанной процедуры на основе четырех синхронных временных рядов, представлен на рис. 2. Видно, что для некоторых периодов наблюдаются очень выраженные пики. Т.к. спектр, рис. 2, не нормирован, то можно оценить величину коэффициента корреляции, учитывая, что для четырех временных рядов возможно их шесть парных сочетаний.

Необходимо отметить, что спектры, аналогичные показанным на рис. 1 – рис. 2 демонстрируют большую вариабельность амплитуд пиков. С учетом этого на рис. 3 приведены распределения частот встречаемости пиков, построенные на основе 1873 пиков, обнаруженных на спектрах, аналогичных показанному на рис. 2. Учитывая, что точность определения пиков на представленных спектрах ± 1 мин, пики на спектрах рис. 1-рис. 3 можно считать совпадающими, если разность их значений ≤ 2 . С учетом этого, сравнение



спектров на рис. 1 и рис. 3 показывает, что только для пиков 144 мин (рис. 1) и 147 мин (рис. 3) эта разность > 2 ($=3$) и пик 165 мин (рис. 1) отсутствует на рис. 3. Остальные 29 пиков совпадают в пределах указанной точности. Следовательно, спектры, полученные с использованием существенно различных методов анализа, для флуктуаций скорости альфа-распада и для флуктуаций температуры млекопитающих можно считать совпадающими и мы можем говорить о существовании УСП в диапазоне периодов 120-300 мин.

В работе [6] с использованием методики анализа собственных векторов ковариационных матриц [7] проанализированы временные ряды инфранизкочастотных вариаций вертикальной составляющей электрического поля в пограничном слое атмосферы Земли, регистрируемые в течение нескольких десятилетий на экспериментальном полигоне Владимирского университета, а также, параллельно, на ряде других полигонов. В результате были обнаружены некогерентные сложнопериодические компоненты, локализованные на частотах гравитационно-волнового воздействия, которые связаны с вращательными периодами двойных звёздных систем, перечисленных в каталоге [8].

Рассмотрение каталога [8] позволило выявить 18 двойных звездных систем орбитальные периоды которых не превышают 300 мин. Названия этих систем приведены во втором столбце Табл. 1. В третьем и четвертом столбцах таблицы приведены значения орбитальных периодов в днях и минутах, соответственно. Для сравнения в пятом и шестом столбцах Табл. 1 даны значения периодов УСП, присутствующие на спектрах флуктуаций скорости радиоактивного распада (рис. 1) и флуктуаций температуры мелких млекопитающих (рис. 3). Периоды в строках 1-3 пятого столбца взяты из работы [2].

Используя критерий совпадения, рассмотренный выше, можно отметить, что практически для всех 18 случаев разность между значением орбитального периода (столбец 4, Табл. 1) и периодами УСП ≤ 2 . Только для двух периодов в флуктуациях альфа-распада, которые даны в строках 2 и 3 эта разность равна 2.57 и 2.63, также в радиоактивном распаде отсутствуют периоды в строках 6, 12 и 18. В то же время, для всех перечисленных случаев в спектре флуктуаций температуры имеются соответствующие периоды, отличие которых от орбитальных периодов ≤ 2 . В силу этого, можно считать, что орбитальные периоды двойных систем, приведенные в Табл. 1, соответствуют периодам УСП.

Как отмечалось выше, в [2] было показано совпадение УСП со спектром собственных колебаний Земли. Это совпадение, долгое время, служило источником идей о возможном действующем агенте, который обуславливает появление УСП. В силу того, что собственные колебания Земли так или иначе модулируют многие процессы практически во всех геосферах – такая модуляция представлялась основой наблюдаемой универсальности УСП. Но, об-

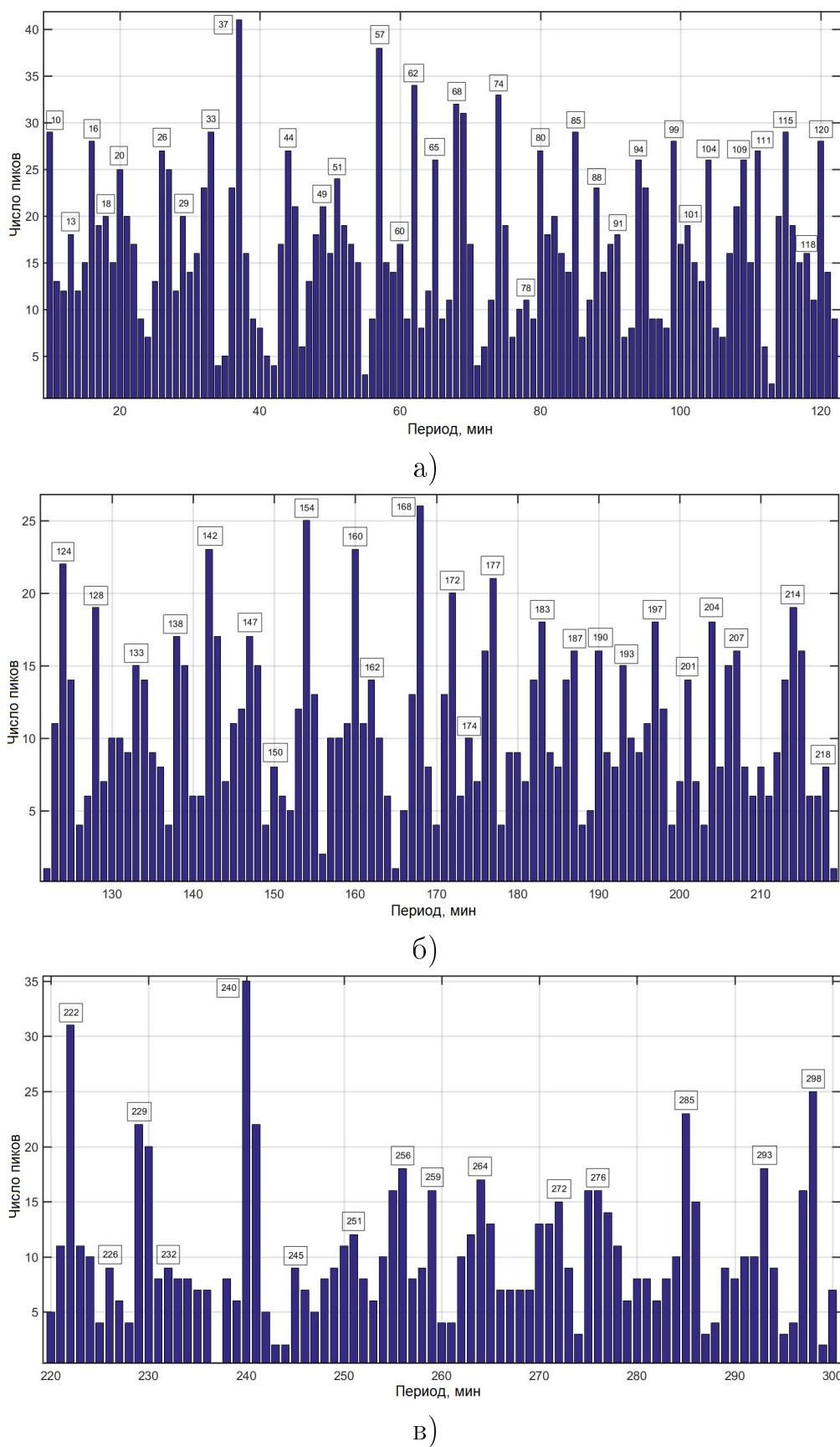


Рис. 3: Частоты встречаемости пиков на спектрах флуктуаций температуры мелких млекопитающих.



Табл. 1. Орбитальные периоды двойных звездных систем в диапазоне до 300 мин и близкие им периоды УСП.

№	Двойные звезды [9]		УСП		
	Название	Орбитальный период		р/р (Рис.1)	Темп. (Рис.3)
		дни	мин		
1	J0024-7204R	0.0662	95.33	95 [2]	95
2	J1807-2459A	0.071092	102.37	99.8 [2]	101
3	B1744-24A J1748-2446A	0.075646111	108.93	106.3 [2]	109
4	J1518+0204C	0.087	125.28	125	124
5	J2051-0827	0.0991102506	142.72	141	142
6	J0737-3039A J0737-3039B	0.102251563	147.24	---	147
7	B0021-72J = J0023-7204J	0.1206649378	173.76	172	172
8	J0024-7204W	0.1330	191.52	190	193
9	J0024-7204O	0.135974305	195.8	196	197
10	B1908+00 J1910+0004	0.140996	203.03	203	204
11	J1701-3006B	0.1445454304	208.15	207	207
12	J0024-7204P	0.1472	211.97	---	210
13	J1701-3006E	0.16	230.4	230	230
14	J2140-2310A	0.17399	250.55	252	251
15	J1953+1846A	0.1766	254.3	256	256
16	J1744-3922	0.19	273.6	272	272
17	J1141-6545	0.1976509587	284.62	283	285
18	J1701-3006F	0.20	288	---	289

наружение Л.В. Грунскоой во временных рядах вертикальной составляющей электрического поля Земли периодов, связанных периодами вращения двойных систем [6-7], а также показанная выше связь орбитальных периодов с УСП, может свидетельствовать о присутствии УСП также в астрофизических системах и, следовательно, о возможном существовании агента космофизической природы, ответственного за формирование УСП.

В пользу такого предположения говорят также обнаруженные ранее совпадения УСП с периодами, найденными в спектрах астрофизических мазеров [9], а также с вращательными периодами астероидов [10]. Дальнейшее изучение астрофизической проявленности УСП является целью наших последующих работ.



Литература

- [1] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Фрактальная размерность и гистограммный метод: методика и некоторые предварительные результаты анализа шумоподобных временных рядов // Биофизика, 2013. том. 58. вып. 2. С. 377-384
- [2] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний в диапазоне периодов 1-115 мин // Биофизика, 2015. том. 60. вып. 2. С. 395-410.
- [3] Диатроптов М.Е., Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Динамика температуры тела у мелких млекопитающих и птиц в 10-120-минутном диапазоне периодов // Бюллетень экспериментальной биологии и медицины, 2020. т.169. №6. С.706-711.
- [4] Диатроптов М.Е., Панчелюга В.А., Панчелюга М.С., Суров А.В. Около-часовые ритмы температуры тела у млекопитающих и птиц с разным уровнем обмена веществ // Доклады российской академии наук. Науки о жизни, 2020. том 494. №1. С.472-476.
- [5] Panchelyuga V.A., Tiras Kh.P., Novikov K.N., Panchelyuga M.S., Nefedova S.E., Seraya O.Yu. On universal nature of periods spectrum in time series of planaria chemiluminescence // CEUR Workshop Proceedings, Vol.2763. pp. 61-63.
- [6] Грунская Л.В., Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Сушкова Л.Т. Выявление спектрально локализованных компонент на частотах астрофизических процессов во временных рядах вертикальной составляющей электрического поля пограничного слоя атмосферы Земли // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, 2014. вып.2. С.54-71.
- [7] Грунская Л.В., Батин А.С., Исакевич В.В., Исакевич Д.В., Сушкова Л.Т. О чувствительности метода собственных векторов при анализе временных рядов // Известия Института инженерной физики, 2011. № 4 (22). С.48-55.
- [8] W.R. Johnston List of pulsars in binary systems
<http://www.johnstonsarchive.net/relativity/binpulstable.html>
- [9] Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С. О совпадении спектра периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада с периодическими компонентами в спектрах астрофизических мазеров // Система “Планета Земля”, М.: ЛЕНАНД. 2019 – С.115-118.
- [10] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. О совпадении спектра периодов в флуктуациях скорости альфа-распада со спектром вращательных периодов астероидов // Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019), М.: 11-й формат, 2019 - С.27-29.



СТАТИСТИКА ЧАСТОТНОЙ НЕЗАВИСИМОСТИ СКАЧКОВ АНИЗОТРОПИИ МИКРОВОЛНОВОГО РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ДАННЫМ ЗОНДА “WMAP” С УГЛОВЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ $RES=9$

В.Я. Варгашкин

Орловский государственный университет им. И.С.Тургенева
finstp@bk.ru

Статистически значимые временные флуктуации температуры микроволнового реликтового излучения были зафиксированы зондом “WMAP” [1] в 501 направлениях небесной сферы. Эти флуктуации соответствуют источникам, объемная спектральная плотность излучения которых превышает пять средних квадратических отклонений в статистическом распределении пиковых значений микроволнового реликтового излучения. Распределение этих источников по небесной сфере изображено на рис. 1 в координатах галактического прямого восхождения α и склонения β . В 463 направлениях среди всех изображенных на рисунке направлений на небесной сфере обнаружены по одному или по несколько точечных источников на опорной частоте 5 ГГц. Прочие источники возможно относятся к типу ложных. Причина флуктуаций объемной спектральной плотности излучения в названных направлениях не установлена.

Одной из возможных причин флуктуаций излучения может служить его гравитационное микролинзирование, в том числе, некомпактными массами. О событиях гравитационного микролинзирования судят по частотной независимости временных функций светимости соответствующих направлений небесной сферы. Явления гравитационного микролинзирования микроволнового реликтового излучения могут вызывать флуктуации светимости также и в прочих направлениях небесной сферы.

Однако временной анализ флуктуаций светимости в частотной области в рассматриваемом случае затруднен, поскольку опубликованные данные являются сильно интегрированными по времени, которое составляет девять отдельных годовых накопительных измерительных циклов. В [2–3] описан способ выявления частотно-независимых флуктуаций температуры. Согласно ему рассчитывают изменения температуры микроволнового реликтового излучения, как разности двух значений температур для двух смежных накопительных периодов измерений по всем направлениям небесной сферы на каждой из частот спутниковых измерений. Затем строят статистические распределения рассчитанных изменений температуры и для различных пар



частот спутниковых измерений устанавливают ширину хвостов этих распределений, при которой вероятность случайного попадания n_1 скачков температуры внутрь таких хвостов одновременно для обеих частот выбранной пары достаточно мала. На следующем этапе путем анализа результатов спутниковых измерений устанавливают количество n_2 направлений небесной сферы, которые характеризуются скачками температуры, соответствующими их попаданиям внутрь установленных выше хвостов одновременно для обеих частот. Если $n_2 \gg n_1$ делают вывод о том, что в рассматриваемом направлении скачки температуры, зафиксированные на каждой из двух частот, обусловлены действием некоторых закономерных физических факторов. Присутствие таких скачков в одних и тех же направлениях небесной сферы на различных частотах спутниковых измерений позволяет предположить, что к исследуемым закономерным физическим факторам может быть отнесено гравитационное микролинзирование микроволнового реликтового излучения.

Настоящая работа направлена на выявление частотно-независимых скачков анизотропии микроволнового реликтового излучения в базе данных зонда “WMAP”. Эта база, в частности, содержит результаты спутниковых измерений, выполненных [4] на пяти его частотных каналах K (23 ГГц); Ka (33 ГГц); Q (41 ГГц); V (61 ГГц) и W (94 ГГц) [4]. Результаты, полученные с использованием двух каналов K и Ka , существенно отличаются по оценке погрешности измерения анизотропии температуры излучения от аналогичных оценок для трех спутниковых каналов Q ; V и W .

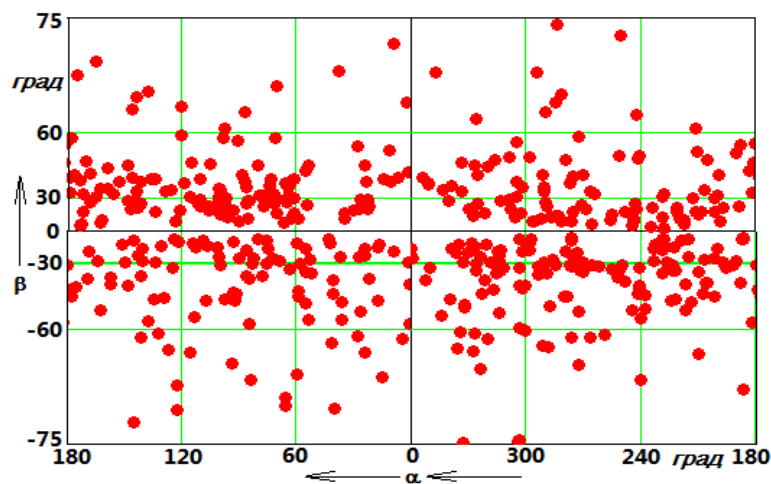


Рис. 1: Распределение переменных точечных источников реликтового излучения по галактическим координатам α и β небесной сферы согласно данным зонда “WMAP” [1]

Поэтому для дальнейшего анализа была использована база данных, полученная с использованием восьми пар радиометров $Q1$; $Q2$; $V1$; $V2$, $W1$; а также $W2$; $W3$ и $W4$, которые были сгруппированы согласно их буквенным обозначениям по трем частотам.

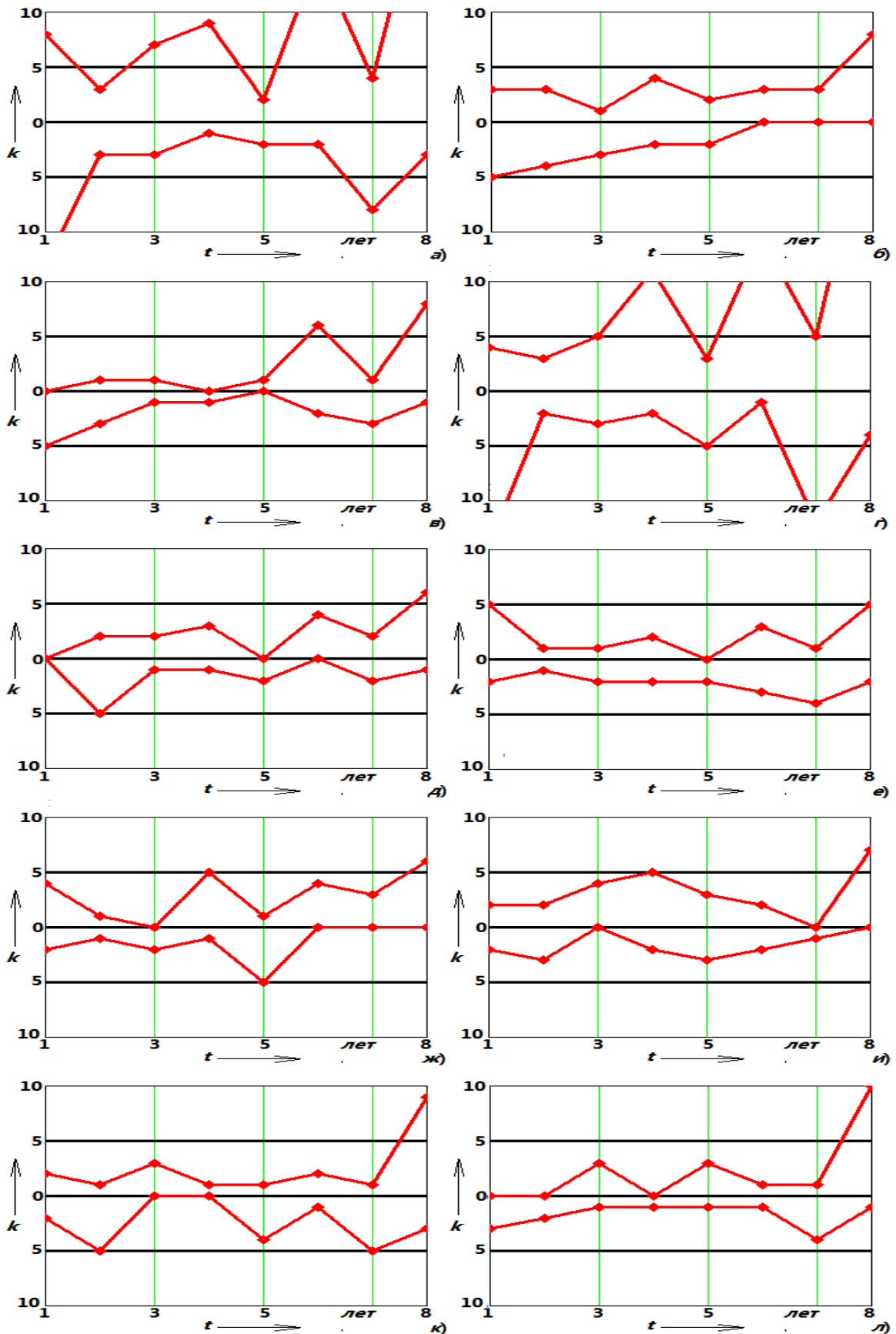


Рис. 2: Зависимости коэффициента k от времени t для пар радиометров Q_1 и V_1 (а); Q_1 и W_1 (б); V_1 и W_1 (в); Q_2 и V_2 (г), Q_2 и W_2 (д); V_2 и W_2 (е); Q_1 и W_3 (ж); V_1 и W_3 (з); Q_2 и W_4 (и); V_2 и W_4 (к)



Процедура выявления частотно-независимых скачков анизотропии в различных направлениях небесной сферы проиллюстрирована для углового разрешения $res = 9$ в координатной системе *HEALPix* [5]. Этому разрешению соответствует покрытие небесной сферы пронумерованными пикселями, в пределах каждого из которых анизотропия температуры считается постоянной. Средний размер такого пикселя в угловом выражении составляет 0,1145 углового градуса, или 6,87 угловых минут. Каждый пиксел стягивает телесный угол $3,9947416 \times 10^{-06}$ *ср*. Таким образом, карта небесной сферы оказывается составленной из 3145728 пронумерованных пикселов.

На рис.2 представлены временные диаграммы отношений $k = n_2/n_1$ количества n_2 спутниковых измерений частотно-независимых изменений анизотропии температуры микроволнового реликтового излучения к их обусловленному случайными факторами числу n_1 на протяжении девяти годичных циклов накопления результатов измерения. Экспериментально устанавливаемое число n_2 при этом соответствовало теоретически рассчитываемому числу n_1 , равному единице.

Рис. 2 (а) соответствует двум описанным выше частотам наблюдений с парами радиометров *Q1* и *V1*. В поле этого рисунка присутствуют два графика, один из которых изображен выше горизонтальной оси $k = 0$, а другой – ниже этой оси. Верхнему графику соответствует положительные приращения анизотропии температуры в хвосте распределения при переходе от предыдущего цикла накопления результатов измерения к последующему, а нижнему графику – отрицательные.

Если в какой-либо из точек на двух графиках рис.2 (а) отношение k превышает значение, равное десяти (а таких точек имеется три), то это означает, что в соответствующих хвостах, присутствует одно изменение анизотропии температуры, которое может быть объяснено с позиций случайности. Остальные $k - 1 = 9$ скачков возникли в силу воздействия на излучение неких неслучайных факторов.

Для повышения достоверности расчетов в них были включено также еще девять сочетаний пар спутниковых радиометров, указанных в подрисуночных подписях.

Выводы

Количество кандидатов в частотно-независимые изменения анизотропии температуры микроволнового реликтового излучения может оцениваться в несколько десятков за время годичного накопительного цикла спутниковых измерений с учетом разрешающей способности этих измерений в 6,87 угловых минут и соответствующем количестве отдельно устанавливаемых направлений на небесной сфере, равным 3145728 в координатной системе *HEALPix* [5].



Литература

- [1] Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results. Bennett, C.L., et.al., 2013, ApJS., 208, 20B.
- [2] Vladimir Ya.Vargashkin. The analysis of frequency-independent jumps of CMB according to the “Planck” data. Journal of Physics: Conference. Series 1051 (2018). Proceeding of XX International Meeting “Physical Interpretations of Relativity Theory”.- London: IOP published house, 2018: 012027.
- [3] Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Final Maps and Results. Bennett, C.L., et.al., 2013, ApJS., 208, 20B.
Vladimir Ya.Vargashkin. The analysis of CMB anisotropy to temporary domain according to WMAP and Planck probes databases. Journal of Physics: Conference. Series 1557 (2020). Proceeding of XXI International Meeting “Physical Interpretations of Relativity Theory”.- London: IOP published house, 2020: 012037.
- [4] N.Jarosik, et al. Design, Implementation and Testing of the MAP Radiometers, 2003, ApJS, 145,413.
- [5] K.M. Górski, Eric Hivon, A.J. Banday, B.D. Wandelt, F.K. Hansen, M. Reinecke, M.Bartelmann HEALPIX - a Framework for High Resolution Discretization, and Fast Analysis of Data Distributed on the Sphere.- 2005, ApJ 622, 759.



КВАНТ ДЕЙСТВИЯ И МНОГОМЕРНАЯ ВСЕЛЕННАЯ. ГДЕ СКРЫТЫ ДРУГИЕ ИЗМЕРЕНИЯ?

В.Г. Жотиков

Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия
zhotikov@yandex.ru

Как известно, 16.10.2018 года в Париже завершилась, длившаяся уже несколько десятилетий, революция в метрологии. Согласно которой, последняя из основных единиц измерения СИ – килограмм лишилась своего материального воплощения. Теперь килограмм должен определяться не платиновой “гирькой”, а сверхточным значением фундаментальной постоянной Планка и сложным измерительным устройством, известным как весы Киббла. Данное обстоятельство представляет физикам принципиально новые возможности для построения современной физической картины мира. В этой связи напомним, что еще в первой половине прошлого века многие ведущие физики Мира того времени, неоднократно обращали внимание на роль, которую должен играть в современном естествознании введенный М. Планком (1909) квант действия h (см., например, Н. Бор (1929 год [1]).

В 70-х прошлого века в квантовой теории поля стала утверждаться концепция суперпространства (см., например, [2]). Наряду с обычными пространственно-временными координатами x, y, z, t были введены дополнительные координаты – θ_α , которые превращают обычное пространство в суперпространство. Эта концепция, как теоретическая конструкция, оказалась очень плодотворной (симметрия, суперструны, супергравитация). Однако, пока мы не имеем достаточных надежных экспериментальных доказательств того, что степени свободы, связанные с дополнительными координатами, существуют. Излагаемые ниже соображения уже сами по себе могут служить доказательством реальности суперпространства, поскольку в них выясняется физический смысл дополнительных координат. Последние, как станет понятным позже, включают в себя спиновые степени свободы. Другими словами, концепция суперпространства приводит к обобщению понятия спина, т.е., к теориям с высшими спинами, в настоящее время активно разрабатываемых физиками во всем мире.

Отметим, что дополнительные координаты пространства должны менять знак системы координат в пространстве на угол 2π вокруг любой оси. Будем обозначать такое, преобразование как $O(2\pi)$. Тоже самое должно иметь место, если вместо $O(2\pi)$ пространственной системы координат 2 раза последовательно изменить знак времени. Такое преобразование в физике называют



операцией двойного обращения времени R^2 [2]. И так, дополнительные координаты должны меняться при $O(2\pi)$ и R^2 . В результате эти преобразования перестают быть тождественными. Тогда возникающие в теории трудности преодолеваются. Дополнительные координаты, следовательно должны быть, по крайней мере, бивекторами. Мы обозначаем их θ_α , где $\alpha = 1, 2$ нумеруют проекции спина $+1/2$ и $-1/2$. Если считать координаты θ_1, θ_2 обычными числами, то это означало бы увеличение размерности пространства и привлекло бы к значительным трудностям с физической ориентацией. Обратим внимание, что дополнительные координаты уже вводились в квантовую теорию поля на основе совершенно других соображений, которые не связаны с преобразованиями при $O(2\pi)$ и R^2 . Речь идет о теориях, теориях суперперструн, теории петлевой квантовой гравитации, М-теории и т.д. и т.п.

Координаты θ_α суперпространства это весьма необычные объекты. Они образуют так называемую алгебру Грассмана. Необычны и правила умножения величин θ_α :

$$\theta_1^2 = 0, \quad \theta_2^2 = 0, \quad \theta_1\theta_2 = -\theta_2\theta_1. \quad (1)$$

В грассмановой алгебре определены и другие операции, включая дифференцирование и интегрирование. Интересно, что здесь интегрирование тождественно дифференцированию. С элементарным введением в алгебру Грассмана заинтересованный читатель может ознакомиться, например, по научно-популярным статьям [7, 8]. Заметим, между прочим, что они были написаны отечественными специалистами по заказу г-на Сороса.

Как известно, в общей теории относительности геометрия пространства определяется его метрикой. А что будет, если сама метрика имела бы квантовые свойства. Это то, что пытается смоделировать, так называемое, *уравнение Уиллера-ДеВитта*: квантовые свойства в геометрии самого пространства. Тогда можно были бы получить квантовые уравнения для самого пространства-времени. Проблема заключается в том, что это уравнение невозможно решить и проверить. Возникает законный вопрос, что делать.

Между тем, способ математически безупречного “введения в оборот” физической науки квантовой метрики, реализующей необходимые свойства существует. И этим мы обязаны метрологам нашего мира. Геометрией, обладающей необходимыми свойствами для проявления в пространствах более высоких измерений чем наше, метрик, наделенных необходимыми квантовыми свойствами, является геометрия ареальных пространств [3, 4]. Соображения на данную тему мы докладывали и не один раз, в том числе, и на конференции FERT-2019. Напомним, о чем пойдет речь. Геометрия ареальных пространств, или как как называют её некоторые авторы, “вступает в игру” когда мы переходим к построению геометрии вариационных вариационного исчисления с кратными интегралами. Кратко дело сводится к следующему.

Рассматривается задача отыскания экстремума m -кратного интеграла от



n независимых функций φ^α ($\alpha = 1, \dots, n$) и их частных производных первого порядка.

$$S = \int \dots \int L(\varphi^\alpha, \varphi_a^\alpha) dx^1 \dots dx^m; \quad \varphi_a^\alpha = \partial\varphi^\alpha / \partial x^a \quad (2)$$

как ориентируемой m -мерной поверхности

$$\varphi^\alpha = \varphi^\alpha(x^a), \quad (\alpha, \beta, \dots, \omega = 1, \dots, n; \quad a, b, c, d, e = 1, \dots, m). \quad (3)$$

Граница этой поверхности может быть закреплённой или подвижной. Значение интеграла (2) при $\varphi_a^\alpha = \partial\varphi^\alpha / \partial x^a$ называется площадью поверхности (3), а функция L метрической функцией. Геометрическое пространство переменных φ^α будем обозначать как X^n . Соответственно геометрическое пространство переменных x^a , по которым производится интегрирование будем обозначать через X^m . Пространство переменных, с размерностью $(m + 1, \dots, n)$ ортогональное к X^m будем обозначать как $X^{(n-m)}$. Геометрическим пространством с m -мерной *ареальной метрикой* называется геометрическое пространство X^n , в котором задан интеграл (2). Этот интеграл должен быть инвариантным относительно любой допустимой параметризации поверхностей (3). Соответственно, геометрическая интерпретация вариационной задачи для кратных интегралов (2) требует построения геометрии пространства X^n , в касательных пространствах E^n которого определена так называемая m -мерная *ареальная метрика*, т.е., определено измерение m -мерных площадей в m -мерных плоскостях пространства X^n . Имеет место условие: $1 \leq m \leq (n-1)$. В данной геометрии мы имеем дело с объемными m -мерными геометрическими объектами в n -мерном пространстве. Необходимые подробности по можно найти в [3], и в приводимом там списке литературы.

Основная идея общей теории относительности (ОТО), культивированная в средствах массовой информации, регулярно иллюстрируется примером помещения тяжелого шара на упругой плоскости. Под действием шара плоскость прогибается, что рассматривается как аналогия искривлен трехмерного мира. Но трехмерный мир, в этом случае, имитируется двухмерной плоскостью, и искривление её происходит в третьем измерении, высшем для данной системы. А поскольку пространство, в котором мы существуем, трехмерно, то его искривление возможно только в четвертом измерении. В противном случае, подобное утверждение теряет смысл [4]. В обсуждаемой схеме число дополнительных координат $(n - m)$. Представить это трудно, однако, при желании, можно. Например, так: в пространстве n измерений каждая из $(n - m)$ -мерных плоскостей пронизывает все перпендикулярные для данного набора m -мерные плоскости, лежащие под каждой из них.

Вернемся к обсуждению некоторых результатов, которые следуют из вариации интеграла действия (2). Его 1-я вариация приводит к уравнению, описывающему основное состояние системы (в нашем смысле, пространство X^m).



2-я вариация интеграла (2) определяет условия устойчивости получаемых решений из 1-й вариации. Оказывается, что получаемые уравнения, (формулы 1-й и 2-й вариаций энергии) содержат компоненты, принадлежащие как X^m , так и к его, так называемому ортогональному дополнению X^{n-m} .

Заключительный раздел мы хотим посвятить некоторым, казалось бы, необычной для физической науки теме. Между тем, они имеют непосредственное отношение к нашей теме. Как не странно, но они пришли в физическую науку из смежных областей. И в первую очередь, из кибернетике и теории управлений.

Речь пойдет о так называемых *клеточных самовоспроизводящихся автоматах* [5]. Другими словами, дискретными динамическими системами, с распределенным управлением и их ролью в современной науке и технике. Первые идея клеточных автоматов была предложена еще в середине 40-х годов прошлого века К. Цузи и С. Уламом, известными математиками, работавшими в то время в Лос-Аламосе. Их идея была доведена до практических результатов Дж. фон Нейманом. Если говорить кратко, то Дж. фон Нейман сумел установить для клеточных автоматов условия, которые позволяли бы производить самоподобные им структуры без каких-либо парадоксов, с математической логикой. [6]. Можно сказать и так. Понятие системы клеточного автомата оказалось для физической науки весьма плодотворным. Существенными чертами последнего являются возможность квантования времени и пространства. Конечное число возможных состояний для каждой точки пространства-времени, и вычислимая локальная функция переходов от одной клетки к своим ближайшим соседям вовсе не обязательно детерминированная или однородная по всему пространству), управляющая работой системы по времени. Мы вернемся к этой теме чуть позже.

Описываемая метрика, самым естественным образом оказывается связанной с обсуждаемой нами темой клеточных автоматов. В свою очередь, возможности клеточных автоматов как элементов, с помощью которых можно описывать состояние пространства и времени [5], мы специально ввели на том основании, что автором её является бывший выпускник МФТИ, а ныне гражданин США.

В настоящее время в средствах массовой информации, в том числе, и в Интернете, активно обсуждается тема “квантования пространства-времени” и наличия в Природе элементарных квантов пространства и времени. Коллеги вводят по этому поводу термин “кристалл пространства и времени”.

На эту роль, с учетом сказанного может, причем, без каких бы-то натяжек, претендовать метрика, “вступающая в игру” в геометрии вариационного исчисления для кратных интегралов [3].

В настоящее время мы, пока весьма предварительно, рассмотрели варианты, которые прогнозируются известными теориями, предсказывающими на-



личие в Природе дополнительных измерений, которые не собираются “скручиваться” на панковских размерах. Оказалось, что наиболее правдоподобный результат предлагает теория петлевой квантовой гравитации. В ней принята схема с $n = 11$ и $m = 4$. Пока, это весьма предварительный вариант, полученный на базе одного из важнейших результатов Дж. фон Неймана (1903 – 1957) [6], гениального математика-универсала, сформулировавшего фундаментальные принципы, на которых основывается работа современных ЭВМ, первая из которых была собрана в 40-х годах в США, при его активном участии.

Подведем итоги. Мы сформулируем их следующим образом. Представленные результаты свидетельствуют в пользу многомерной голографической модели Вселенной. В свою очередь, современная физическая наука не сможет в настоящее время, двигаться вперед достойным ей образом, без привлечения достижений, полученных в таких науках как, современные кибернетика и теории информации.

Литература

- [1] Нильс Бор Квант действия и описание природы – Избранные научные труды. Том II, Изд-во “Наука” 1971., С. 56 – 91.
- [2] Андреев А.Ф. Успехи физических наук 1998, том 168. С. 655.
- [3] Жотиков В.Г. Введение в геометрию вариационного исчисления и ее приложений к теоретической физике. – Томск: Изд-во научно-технической литературы. 2002, 412 с.
- [4] Климишин М.А. Астрономия наших дней. М.: Наука, 1965. С. 498 – 506.
- [5] Беркович С.Я. Клеточные автоматы как модель реальности: поиск новых представлений физических и информационных процессов. Перевод с англ. – М: Изд-во МГУ, 1993. – 112 с.
- [6] Дж. Фон Нейман Теория самопроизводящихся автоматов. Перевод с англ.- М: “Мир”, 1971. – 382 с.
- [7] Бухбиндер И.Л. Знакомство с суперматематикой. СОЖ, № 8, 1998. С. 115 – 120.
- [8] Васильев А.Н. Грассманова алгебра. СОЖ, № 4, 1999. С. 116 – 121.



ПРИНЦИПЫ АЛГЕБРАИЧЕСКОЙ ГОЛОГРАФИИ И ДУАЛИЗМ “ВЕРОЯТНОСТЬ-ДЕТЕРМИНИЗМ” В ГЕНЕТИКЕ

С.В. Петухов

Института машиноведения РАН, Москва, Россия
Московская государственная консерватория, Москва, Россия
spetoukhov@gmail.com, <http://petoukhov.com/>

Живые организмы обладают наследуемыми свойствами, напоминающими свойства голографии с ее нелокальной информатикой. К. Прибрам в книге “Языки мозга” о голографических принципах работы мозга подчеркивал, что голографическое описание не имеет себе равных для объяснения проблем восприятия, особенно проблем формирования изображения и способности распознавать. Но физиологические структуры генетически наследуются, а потому естественно искать алгебро-голографические принципы в алгебраически структурированных системах генетического кодирования.

В цифровой информатике известны методы алгебраической голографии: 1) Битреверсивная голография; 2) Голографическое кодирование на преобразованиях Уолша-Адамара с рандомизацией и перестановкой данных; 3) Логическая голография на функциях Уолша. Автором отмечается, что все эти методы инженерной информатики согласуются со структурами ДНК-информатики [1]. Поясним это на примере бит-реверсивной голографии.

Бит-реверсия означает чтение бинарных чисел в обратном направлении: например, 001 становится 100 (соответствуют десятичным числам 1 и 5). Сайт <https://habrahabr.ru/post/155471/> дает наглядный пример бит-реверсивной голографии: матрица размером 512×512 пикселей, строки и столбцы которой последовательно пронумерованы бинарными числами, содержит некий образ. При чтении каждого из этих бинарных номеров в обратном направлении происходит перенумерация и перестановка строк и столбцов с трансформацией всего данного образа. Если теперь часть этого нового образа повреждается, то повторное бит-реверсивное чтение номеров с перестановкой столбцов и строк восстанавливает исходный образ в распознаваемом виде.

В молекулах ДНК генетическая информация записывается в виде последовательностей 4 нуклеотидов: аденина А, гуанина G, цитозина С, тимина Т. Этот алфавит нуклеотидов ДНК сопряжен с алфавитами 16 дуплетов, 64 триплетов, 256 тетраплетов и т.д. При этом 64 триплета кодируют 20 аминокислот и стоп-сигналов для синтеза белков, и их множество по свойствам этого кодирования разделено на два равных подмножества: 32 триплета имеют сильные корни, а другие 32 триплета слабые корни (отмечено Ю.Б. Румером в 1975 году).



В наших исследованиях структурированной системы генетического кодирования для выявления скрытых взаимосвязей между ее элементами традиционно используется тензорное семейство квадратных матриц $[C, A; T, G]^{(n)}$ [2]. Каждая из этих матриц содержит один из n -плетных алфавитов ДНК с упорядоченным расположением его элементов и бинарной нумерацией столбцов и строк на основе бинарно-оппозиционных молекулярных характеристик нуклеотидов. Рисунок показывает примеры матриц семейства, в которых n -плеты с сильными (слабыми) корнями отмечены черным (белым) цветом:

	11	10	01	00
11	CC	CA	AC	AA
10	CT	CG	AT	AG
01	TC	TA	GC	GA
00	TT	TG	GT	GG

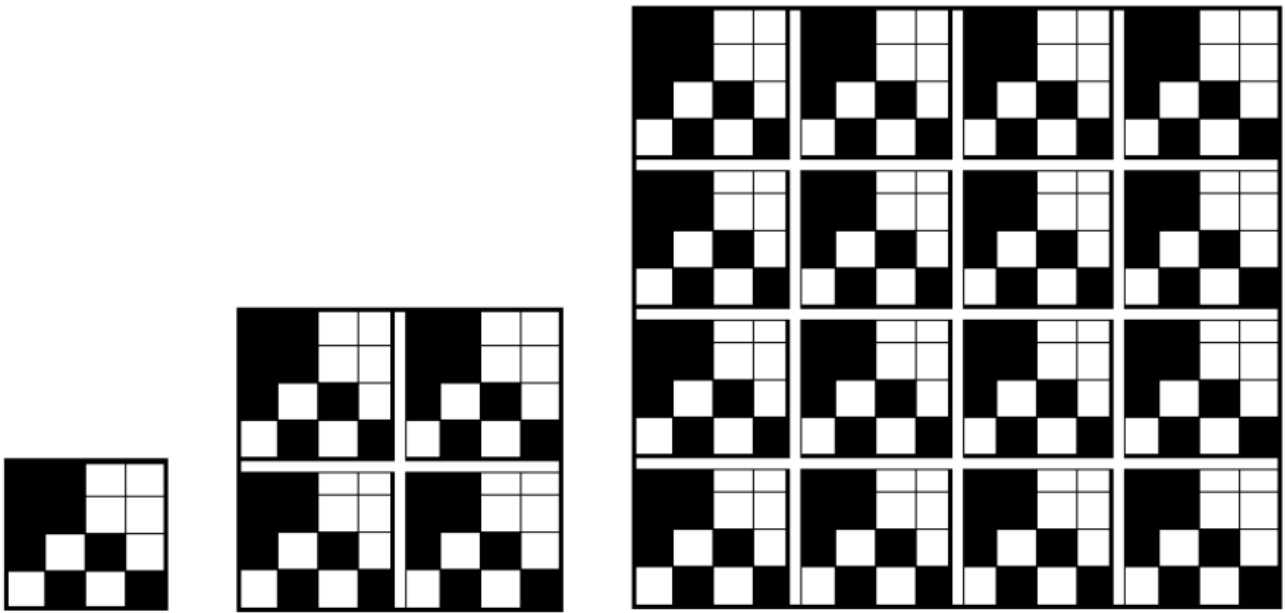
	111	110	101	100	011	010	001	000
111	CCC	CCA	CAC	CAA	ACC	ACA	AAC	AAA
110	CCT	CCG	CAT	CAG	ACT	ACG	AAT	AAG
101	CTC	CTA	CGC	CGA	ATC	ATA	AGC	AGA
100	CTT	CTG	CGT	CGG	ATT	ATG	AGT	AGG
011	TCC	TCA	TAC	TAA	GCC	GCA	GAC	GAA
010	TCT	TCG	TAT	TAG	GCT	GCG	GAT	GAG
001	TTC	TTA	TGC	TGA	GTC	GTA	GGC	GGA
000	TTT	TTG	TGT	TGG	GTT	GTG	GGT	GGG

	1111	1110	1101	1100	1011	1010	1001	1000	0111	0110	0101	0100	0011	0010	0001	0000
1111	CCCC	CCCA	CCAC	CCAA	CACC	CACA	CAAC	CAAA	ACCC	ACCA	ACAC	ACAA	AACC	AACA	AAAC	AAAA
1110	CCCT	CCCG	CCAT	CCAG	CAC	CACG	CAAT	CAAG	ACCT	ACCG	ACAT	ACAG	AACT	AACG	AAAT	AAAG
1101	CCTC	CCTA	CCGC	CCGA	CATC	CATA	CAGC	CAGA	ACTC	ACTA	ACGC	ACGA	AATC	AATA	AAGC	AAGA
1100	CCTT	CCTG	CCGT	CCGG	CATT	CATG	CAGT	CAGG	ACTT	ACTG	ACGT	ACGG	AATT	AATG	AAGT	AAGG
1011	CTCC	CTCA	CTAC	CTAA	CGCC	CGCA	CGAC	CGAA	ATCC	ATCA	ATAC	ATAA	AGCC	AGCA	AGAC	AGAA
1010	CTCT	CTCG	CTAT	CTAG	CGCT	CGCG	CGAT	CGAG	ATCT	ATCG	ATAT	ATAG	AGCT	AGCG	AGAT	AGAG
1001	CTTC	CTTA	CTGC	CTGA	CGTC	CGTA	CGGC	CGGA	ATTC	ATTA	ATGC	ATGA	AGTC	AGTA	AGGC	AGGA
1000	CTTT	CTTG	CTGT	CTGG	CGTT	CGTG	CGGT	CGGG	ATTT	ATTG	ATGT	ATGG	AGTT	AGTG	AGGT	AGGG
0111	TCCC	TCCA	TCAC	TCAA	TACC	TACA	TAAC	TAAA	GCCC	GCCA	GCAC	GCAA	GACC	GACA	GAAC	GAAA
0110	TCCT	TCCG	TCAT	TCAG	TACT	TACG	TAAT	TAAG	GCCT	GCCG	GCAT	GCAG	GACT	GACG	GAAT	GAAG
0101	TCTC	TCTA	TCGC	TCGA	TATC	TATA	TAGC	TAGA	GCTC	GCTA	GCGC	GCGA	GATC	GATA	GAGC	GAGA
0100	TCTT	TCTG	TCGT	TCCG	TATT	TATG	TAGT	TAGG	GCTT	GCTG	GCGT	GCGG	GATT	GATG	GAGT	GAGG
0011	TTCC	TTCA	TTAC	TTAA	TGCC	TGCA	TGAC	TGAA	GTCC	GTCA	GTAC	GTAA	GGCC	GGCA	GGAC	GGAA
0010	TTCT	TTCG	TTAT	TTAG	TGCT	TGCG	TGAT	TGAG	GTCT	GTCG	GTAT	GTAG	GGCT	GGCG	GGAT	GGAG
0001	TTTC	TTTA	TTGC	TTGA	TGTC	TGTA	TGGC	TGGA	GTTC	GTTA	GTGC	GTGA	GGTC	GGTA	GGGC	GGGA
0000	TTTT	TTTG	TTGT	TTGG	TGTT	TGTG	TGTT	TGGG	GTTT	GTTG	GTGT	GTGG	GGTT	GGTG	GGGT	GGGG

Бит-реверсивная перенумерация столбцов и строк переставляет их, порождая матрицы, мозаика которых состоит из повторения мозаики (4×4) -матрицы 16 дуплетов. При этом генетические матрицы рассматриваемого тензорного семейства $[C, A; T, G]^{(n)}$ получают по своей мозаике вид “матричных кристаллов”, унифицированный блок которых показан внизу слева:

Имеет ли этот унифицированный (4×4) -блок алгебраический смысл? Да, имеет. Представляя его черные ячейки элементами “+1”, а белые – элементами “-1”, получаем числовую матрицу, которая оказывается суммой четырех разреженных матриц, набор которых замкнут относительно умножения, причем их таблица умножения является таблицей умножения алгебры 4-мерных сплит-кватернионов Кокла (1849 г). Сплит-кватернионы давно используются в дисковой модели Пуанкаре для описания гиперболических движений в гиперболической геометрии Лобачевского.

Это семейство блочно-унифицированных матриц ДНК-алфавитов неожи-



данно перекликается с темой “*голографических квантовых кодов, корректирующих ошибки*”. Данная тема развивается в Калифорнийском Технологическом Институте США в связи с той же дисковой моделью Пуанкаре и ее замощениями (<http://theory.caltech.edu/~preskill/talks/APS-March-2016-preskill.pdf>). Эта тема Института квантовой информатики и материи в Калтехе включает также рассмотрение пространства-времени как квантового помехоустойчивого кода (arXiv:1503.06237). Здесь же можно упомянуть, что тема голографических принципов устройства мира является одной из актуальных в теоретической физике (работы Д. Бома, Г. т’Хоофта, Х. Малдасена и др.).

Добавим, что разными авторами давно отмечается связь гиперболической геометрией и геометрии Минковского с наследуемыми физиологических структурами: неевклидовой геометрией пространства зрительного восприятия, пространственно-временной организацией локомоций, ростовой трансформации-ей решеток филлотаксиса в растениях (обзор имеется в [1]).

Рассмотрим во второй части доклада авторские материалы о дуализме “вероятность-детерминизм” в генетике. Генетика как наука началась с открытия Менделем вероятностных правил наследования признаков в опытах по скрещиванию организмов. Многие наследуемые процессы в живом имеют стохастический характер. Даже генетически идентичные клетки в пределах одной ткани обнаруживают разные уровни экспрессии белков, разные размеры и структуры в силу стохастического характера взаимодействий отдельных молекул. Этот стохастический характер генетического наследования проявляется, в частности, в том, что у всех людей отпечатки пальцев различны. В целом, на живые тела можно смотреть как на феномен блочно-стохастической организации, в котором при существенной стохастической вариативности локальных характеристик телесных структур их глобальные характеристики



носят детерминированный характер. Сходный феномен автор обнаруживает в геномных ДНК.

Основоположники квантовой механики П. Йордан и Э. Шредингер писали о ключевом отличии живых организмов от неодушевленных объектов: неодушевленные объекты управляются средним случайным движением их миллионов частиц, движение отдельной частицы не существенно для целого; напротив, в живом организме избранные – генетические – молекулы обладают диктаторским влиянием на весь организм, которое обеспечивается квантовыми механизмами амплификации (см. историю квантовой биологии [3]). При этом Йордан утверждал, что упускаемые наукой законы живого являются правилами вероятностей из квантового мира. Доклад освещает найденные автором универсальные правила вероятностей в глобальных характеристиках нуклеотидных последовательностях одиночных нитей ДНК геномов высших и низших организмов.

Эти последовательности локально несут псевдослучайный характер: для них не известно правил как очередности следования нуклеотидов друг за другом, так и расположения экзонов и интронов и пр. Но, как обнаружил автор, глобально – в масштабе всей геномной последовательности – существует целое семейство универсальных правил о процентном составе таких ДНК (они обобщают и дополняют второе правило Чаргафа о примерном равенстве процентов нуклеотидов $\%C \approx \%G$ и $\%A \approx \%T$ в одиночных нитях длинных ДНК).

Особенностью авторского подхода к анализу геномных ДНК, оказавшегося результативным, является рассмотрение каждой из геномных нуклеотидных последовательностей одиночной нити ДНК как набора параллельных n -плетных текстов (кратко, n -текстов), каждый из которых записан в своем n -плетном алфавите (кратко, n -алфавите). Например, последовательность нуклеотидов CAGGATCGACGT... представляется как набор n -текстов: 1-текста C-A-G-G-A-T-C-G-A-C-G-T-...; 2-текста CA-GG-AT-CG-AC-GT-...; 3-текста CAG-GAT-CGA-CGT-...; 4-текста CAGG-ATCG-ACGT-... и т.д. В каждом из этих n -текстовых представлений исследуемой геномной последовательности ДНК вычисляется процентное содержание каждого из видов n -плетов, являющихся членами соответствующего n -алфавита. Полученные данные о процентном составе n -текстов подвергаются сравнительному анализу для выявления закономерных связей стохастических характеристик n -текстов. Такому анализу подверглись геномные ДНК множества эукариот и прокариот [1, 4]. Его результаты говорят об алгебраических инвариантах биоэволюции.

Полученные множества процентов n -плетов в n -текстах этих ДНК производят, на первый взгляд, характер хаотических, причем процент n -плетов одинакового буквенного состава (например, дуплетов CG и GC) зависит от



очередно-сти букв и может отличаться в несколько раз. Расстановка этих процентов в ячейки n -плетов указанных выше матриц $[C, A; T, G]^{(n)}$ позволила выявить семейство геномных правил (законов) сохранения сумм в группировках этих процентов. Так, в этих процентных матрицах любая пара строк, нумерованных бит-реверсными номерами (например, 11 и 00, или 10 и 01), имеет с высокой точностью одинаковые суммы процентов в каждой, хотя отдельные проценты в этих строках существенно различаются. То же верно для любой пары столбцов с бит-реверсными номерами.

Другая группа универсальных геномных правил сохранения сумм отражает взаимосвязь глобальных процентных характеристик n -текстов геномной ДНК. Простейшее из них звучит так: величина процента каждого нуклеотида в 1-тексте геномной ДНК практически равна сумме процентов наборов всех таких n -плетов в ее n -тексте, в которых данный атрибутивный нуклеотид занимает фиксированную позицию, например, первую или вторую. Соответствующие этому правилу наборы n -плетов с одинаковыми суммами процентов называются “стохастически родственными”. Важно, что в равных по величине суммах процентов этих стохастически родственных наборов множества слагаемых обычно существенно различаются. Например, с высокой точностью выполняются равенства процента нуклеотида C суммам процентов n -плетов в следующих стохастически родственных наборах дуплетов, триплетов и т.д. (символ N означает любой из нуклеотидов):
 $\%C \approx \Sigma\%CN \approx \Sigma\%NC \approx \Sigma\%CNN \approx \Sigma\%NCN \approx \Sigma\%NNC \approx \Sigma\%CNNN \approx \Sigma\%NCNN \approx \Sigma\%NNCN \approx \Sigma\%NNNC$. Аналогичное верно, если в качестве атрибутивного элемента берется не нуклеотид, а любой из 16 дуплетов, или любой из 64 триплетов. Конкретные численные данные о процентах в геномных ДНК представлены в [1, 4].

Итак, получен феноменологический факт существования многоуровневого множества числовых равенств (симметрий) сумм процентов в различных группировках n -плетов в n -текстах геномных ДНК, локально имеющих вид псевдослучайных последовательностей. Другими словами, в нуклеотидных последовательностях геномных ДНК мы сталкиваемся с “закономерно лимитированной стохастичностью”: проценты n -плетов, выступающих слагаемыми величинами в многоуровневом множестве этих сумм, могут быть различными, но сами суммы остаются неизменными, что накладывает целую сеть ограничений на произвол процентного состава n -текстов ДНК, то есть на стохастическую организацию ДНК. Полученные данные позволяют думать о дуализме “вероятность-детерминизм” в генетике живых тел с их феноменами лимитированной стохастичности на разных уровнях наследуемой организации (отдаленно переключается с дуализмом “волна-частица” квантовой механики).



Литература

- [1] Petoukhov S. Algebraic Rules for the Percentage Composition of Oligomers in Genomes. Preprints 2021, 2021010360 (2021) 10.20944/preprints202101.0360.v3.
- [2] Петухов С.В. Матричная генетика, алгебры генетического кода, помехоустойчивость. М., РХД (2008).
- [3] McFadden J., Al-Khalili J. The origins of quantum biology. Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences (12 December 2018), 1-13, <https://doi.org/10.1098/rspa.2018.0674>.
- [4] Petoukhov S.V. Algebraic harmony and probabilities in genomes. Long-range coherence in quantum code biology. Biosystems, v. 209, 104503 (November, 2021).



КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ ПЕРВОГО РОДА НА КОНФОРМНО И ПРОЕКТИВНО ПЛОСКИХ МНОГООБРАЗИЯХ

Г.В. Грушевская¹, Н.Г. Крылова^{1,2}

¹Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²Белорусский государственный аграрный технический университет, Минск, Беларусь

Наблюдения космического микроволнового фона свидетельствуют о малом, но конечном значении так-называемого “отношения тензор-скаляр” r , что указывает на необходимость построения космологических моделей, основанных на расширении Стандартной Модели. Стремление r к нулю не требуется при a first-order phase transition в отсутствие кроссовера. Простейшая возможность расширения теории с включением космологических вакуумных переходов 1-го рода состоит в добавлении в модель вещественного скалярного поля, которое будет давать дополнительное слагаемое в лагранжиан Стандартной модели [1]. Согласно представлениям современной космологии, фазовый переход произошел на временном масштабе электрослабого нарушения барионной симметрии [2] вследствие спонтанного нарушения симметрии этого скалярного поля. Геометротермодинамический подход был предложен в [3] для описания некоторых свойств гравитирующих систем. В нем предполагается, что существует соответствие между анти де Ситтеровскими моделями и конформной теорией поля, при этом космологические модели анализируются как термодинамические объекты с энтропией Бекенштейна–Хокинга и температурой Хокинга [4, 5]. Термодинамические модели космологических фазовых переходов основываются на метриках Фридмана–Леметтра–Робертсона–Уолкера, которые учитывают эффекты ненулевого тензора Вейля посредством введения параметра вязкости и времени релаксации (коэффициент, обратный коэффициенту расширения) [6]. Аксиально-симметричные метрики типа Ньюмана–Унти–Тамбурино (НУТ) также перспективны для описания космологических фазовых переходов. Хотя некоторые термодинамические особенности этих метрик исследовались, вследствие сложности этих метрик их геометротермодинамические модели до сих пор не построены. Развитие геометро-термодинамических подходов в космологии требует создания более реалистичных моделей фазовых переходов первого рода.

В данной работе мы развиваем геометротермодинамическую космологических вакуумных фазовых переходов первого рода и исследуем симметричные свойства проективных тензоров кривизны Вейля и Дугласа метрик соответствующих псевдофинслеровых статистических многообразий.

Ранее [7-8] было получено действие dI на статистическом многообразии фазового перехода первого рода на межфазной границе с электрокапилляр-



ным механизмом диссипации энергии с учетом распределения времен релаксации зародышей новой фазы:

$$dl = L(\vec{r}, \vec{r}, \dot{\xi}) ds = \left(-p|V|r^5 e^{\frac{2|V|\xi}{r}} \frac{\dot{\xi}^2}{\dot{r}} + U(\xi, r)\dot{\xi} + m \frac{(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)}{2\dot{\xi}} \right) ds, \quad (1)$$

Из требования экстремальности действия квадрат метрической функции F^2 должен быть пропорционален дифференциалу действия (1):

$$F^2 = L(\vec{r}, \vec{r}, \dot{\xi})\dot{\xi} \equiv A \frac{\dot{\xi}^3}{\dot{r}} + B_i \dot{\xi}^2 - m \frac{(\dot{r}^2 + r^2 \dot{\varphi}^2)}{2}. \quad (2)$$

Из вида метрики (2), конфигурационное пространство фазового перехода является финслеровым.

Показано, что посредством поворота Вика на действии (1) можно построить сферически-симметричную метрику 4D-гиперповерхности, вложенной в контактное 5D-многообразие с аксиально-симметричной обобщенной НУТ-метрикой [3]:

$$dl^2 = \Phi(R) (dx^0 + 4n \sin^2(\theta/2) d\varphi)^2 - \frac{dR^2}{\Phi(R)} - \frac{R^2}{\Phi(R)} (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (3)$$

где $\Phi(r) = 1 - \frac{1}{3}\Lambda (r^2 + 5n^2) + \frac{q_e^2 + q_m^2}{n^2 + r^2} - \frac{1}{n^2 + r^2} (rr_g - \frac{8\Lambda n^4}{3} + 2n^2)$, $\Lambda (\Lambda < 0)$ – космологическая постоянная, $r_g = 2G^* M/c^2$ – гравитационный параметр, q_e и q_m – электрический и магнитный заряды, соответственно [3, 8].

Необходимым и достаточным признаком конформно плоских многообразий является обращение в нуль тензора Вейля:

$$W_{jkl}^i = R_{jkl}^i - \frac{1}{n-2} (g_k^i R_{jl} - g_l^i R_{jk} + R_k^i g_{jl} - R_l^i R_{jk}) - \\ - \frac{1}{(n-1)(n-2)} (g_l^i g_{jk} - g_k^i g_{jl}),$$

где R_{jkl}^i , $R_{jl} = R_{jkl}^k$ – тензоры кривизны Римана-Кристоффеля и тензор Риччи, соответственно. The обобщенная НУТ-метрика (3) является конформно плоской: $W_{jkl}^i = 0$ в подпространстве $\theta = 2\pi k$, $k \in N$.

Проективные преобразования сохраняют проективный тензор кривизны:

$$\tilde{W}_k^i = H_k^i - H \delta_k^i - \frac{1}{n+1} \left(\frac{\partial H_k^j}{\partial y^j} - \frac{\partial H}{\partial y^k} \right) y^i$$

и ассоциированный с ним обобщенный тензор кривизны Вейля:

$$\tilde{W}_{jkl}^i = \frac{1}{3} \left(\frac{\partial^2 W_k^j}{\partial y^i \partial y^l} - \frac{\partial^2 W_l^j}{\partial y^i \partial y^k} \right),$$



где

$$H_k^i = 2 \frac{\partial G^i}{\partial x^k} - \frac{\partial^2 G^i}{\partial x^h \partial y^k} y^h + 2G_{kl}^i G^l - \frac{\partial G^i}{\partial y^l} \frac{\partial G^l}{\partial y^k}, \quad H = \frac{1}{n-1} H_i^i.$$

Прямой расчет компонент тензора кривизны Вейля и обобщенного тензора Вейля для финслеровой метрики (2) даёт сложные для анализа выражения. Поэтому мы разложили компоненты в ряд вблизи точки $\dot{\xi} = 0$ и оставляли только главный член разложения. Показано, что при выборе метрического параметра $B(r, \xi)$ в виде

$$B(r, \xi) = (f_1(\xi)r + f_2(\xi))^2, \quad (4)$$

конформно-инвариантный тензор Вейля обращается в нуль на подпространстве путей $\dot{\varphi} = 0$. Это означает, что подпространство путей вида $\dot{\varphi} = 0$ вблизи $\dot{\xi} = 0$ локально конформно плоское.

Прямой расчет проективно инвариантного обобщенного тензора кривизны Вейля \tilde{W}_{jkl}^i для обобщенной НУТ метрики (3) в подпространстве $\theta = 2\pi k$, $k \in N$ дает 12 ненулевых компонент:

$$\tilde{W}_{212}^1 = \tilde{W}_{223}^3 = -\tilde{W}_{221}^1 = -\tilde{W}_{232}^3 = \frac{1}{2\Phi^2 r} \left[-r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 + \Phi \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} + 2r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \right) \right],$$

$$\tilde{W}_{313}^1 = \tilde{W}_{332}^2 = -\tilde{W}_{331}^1 = -\tilde{W}_{323}^2 = \frac{r}{8\Phi^2} \left[3r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 - 2\Phi \left(2 \frac{\partial \Phi}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \right) \right],$$

$$\tilde{W}_{112}^2 = \tilde{W}_{131}^3 = -\tilde{W}_{121}^2 = -\tilde{W}_{113}^3 = \frac{1}{8r} \left[r \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r} \right)^2 + 2\Phi \left(-\frac{\partial \Phi}{\partial r} + r \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} \right) \right].$$

Для метрики фазового перехода первого рода (2) на подпространстве путей $\dot{\varphi} = 0$, при условии (4) и дополнительных условиях, налагаемых на метрические параметры:

$$A(r, \xi) = f_3(\xi) (f_1(\xi)r + f_2(\xi))^3 + f_4(\xi) (f_1(\xi)r + f_2(\xi))^4,$$

$$f_1^2 (27f_3^2 - 16) - 6f_2 f_4 \frac{\partial f_1}{\partial \xi} + 6f_1 \left(f_4 \frac{\partial f_2}{\partial \xi} + \frac{\partial f_3}{\partial \xi} \right) = 0,$$

ненулевыми остаются 12 компонент проективно-инвариантного тензора Вейля:

$$\tilde{W}_{313}^1 = \tilde{W}_{332}^2 = -\tilde{W}_{331}^1 = -\tilde{W}_{323}^2 = \frac{f_1 r}{2(f_1 r + f_2)}$$

$$\tilde{W}_{331}^2 = -\tilde{W}_{313}^2 = \frac{3}{4} f_2 (f_3 + f_4 (f_1 r + f_2))$$



$$\tilde{W}_{332}^1 = -\tilde{W}_{323}^1 = -\frac{3\dot{\xi}^2}{4\dot{r}^2} (f_1 r + f_2) [2f_3 + f_4 (f_1 r + 2f_2)]$$

$$\tilde{W}_{112}^2 = \tilde{W}_{131}^3 = -\tilde{W}_{121}^2 = -\tilde{W}_{113}^3 = \frac{f_1 f_2}{r}$$

Уравнения геодезических остаются неизменными при проективном преобразовании параметра $s: t = t(s)$, таком что $\bar{G}^i(x^i, y^j) = G^i(x^i, y^j) - P(x^i, y^j) y^i$, где $P(x^i, y^j)$ – произвольная скалярная функция, положительно однородная первой степени по y^i . Необходимым и достаточным условием того, чтобы общее пространство путей сводилось проективным преобразованием к пространству путей ограниченного типа, состоит в том, чтобы тензор Дугласа B_{jkl}^i тождественно обращался в нуль:

$$B_{klh}^j = G_{klh}^j - \frac{1}{n+1} \left[\delta_l^j G_{rkh}^r + \delta_k^j G_{rlh}^r + \delta_h^j G_{rlk}^r \right] - \frac{y^j}{n+1} G_{rlkh}^r = 0,$$

$$G_{klh}^j = \frac{\partial^3 G^j}{\partial y^k \partial y^l \partial y^h}, \quad G_{klhr}^j = \frac{\partial G_{klh}^j}{\partial y^r}.$$

Прямые вычисления компонентов тензора Дугласа для метрики (2) также дают слишком сложные выражения. Вблизи точки $\dot{\xi} = 0$ на подпространстве путей $\dot{\varphi} = 0$ остаются ненулевыми следующие 18 компонент:

$$B_{111}^1 = \frac{3\dot{\xi}}{B\dot{r}^2} \left(2B \frac{\partial A}{\partial r} - 3A \frac{\partial B}{\partial r} \right),$$

$$B_{133}^1 = B_{313}^1 = B_{331}^1 = \frac{15r\dot{\xi}^4 A^2}{8B^4 \dot{r}^5} (14B^3 - 27A^2),$$

$$B_{233}^1 = B_{323}^1 = B_{332}^1 = \frac{6r\dot{\xi}^4 A}{\dot{r}^5},$$

$$B_{233}^2 = B_{323}^2 = B_{332}^2 = \frac{3r\dot{\xi}^3 A}{2B^3 \dot{r}^4} (7B^3 - 27A^2),$$

$$B_{111}^2 = \frac{3}{4B^4 \dot{r}} \left(10B^4 \frac{\partial A}{\partial r} + 108A^3 \frac{\partial B}{\partial r} + AB^2 \left(-21B \frac{\partial B}{\partial r} + 12 \frac{\partial A}{\partial \xi} \right) - 18A^2 B \left(3 \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial B}{\partial \xi} \right) \right),$$

$$B_{133}^2 = -\frac{3r\dot{\xi}^2 A}{2B^3 \dot{r}^3} (7B^3 - 27A^2),$$

$$B_{313}^2 = B_{331}^2 = -\frac{135r\dot{\xi}^4 A^3}{4B^5 \dot{r}^5} (8B^3 - 27A^2),$$

$$B_{311}^3 = B_{131}^3 = B_{113}^3 = \frac{1}{8B^3 \dot{r}} \left(-54A^2 \frac{\partial B}{\partial r} - 6B^2 \frac{\partial A}{\partial \xi} + 9AB \left(3 \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial B}{\partial \xi} \right) \right),$$



$$B_{333}^3 = \frac{9r\dot{\xi}^3 A}{2B^3 \dot{r}^4} (B^3 - 9A^2)$$

Невозможно выбрать такие функции A и B , зависящие от радиальной координаты r , чтобы все компоненты тензора Дугласа B_{jkl}^i тождественно обращались в нуль. Следовательно, в общем случае пространство с метрикой (2) не инвариантно пространству путей ограниченного типа, то есть не является проективно-плоским. В то же время, локально (при $\dot{\xi} = 0$) пространство будет проективно-плоским (все компоненты тензора Дугласа обращаются в нуль), если параметры A и B не зависят от r и соотносятся как $A(\xi)^2 = c_1 B(\xi)^3$, где c_1 – произвольная постоянная. В случае, если функции A и B определяются выражениями:

$$A(r, \xi) = \frac{p(r)^4}{q(\xi)^3}, \quad B(r, \xi) = \frac{p(r)^2}{q(\xi)^2},$$

где $p(r)$ и $q(\xi)$ – произвольные функции указанных координат, в точке $\dot{\xi} = 0$ ненулевое значение принимает только одна компонента тензора Дугласа

$$B_{111}^2 = -\frac{3}{2\dot{r}} \frac{p^4}{q^3} \frac{\partial p}{\partial r}.$$

Итак, анализ свойств тензоров Вейля и Дугласа показал, что существуют конформно и проективно плоские контактные статистические многообразия с псевдофинслеровой метрикой. Такие многообразия могут описывать космологические фазовые переходы первого рода в пространстве-времени с аксиально-симметричной обобщенной НУТ-метрикой.

Литература

- [1] Anderson, G.W. Electroweak phase transition and baryogenesis / G.W. Anderson, L.J. Hall. // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol. 45(8). – P. 2685–2698.
- [2] Gogberashvili, M. Electroweak phase transitions in Einstein’s static universe / M. Gogberashvili // J. Advances in High Energy Physics. – 2018. – Vol. 2018. – Paper 4653202.
- [3] Bravetti, A. Representation invariant Geometrothermodynamics: Applications to ordinary thermodynamic systems/ A.Bravetti, C.S. Lopez-Monsalvo, F. Nettel, H. Quevedo // J. Geom. Phys. – 2014. – Vol. 81. – P. 1 – 9.
- [4] Cvetic, M. Phases of R-charged black holes, spinning branes and strongly coupled gauge theories / M. Cvetic, S.S. Gubser // JHEP. – 1999. – Vol. 1999. – Paper 04.
- [5] Chaturvedi, P. Thermodynamic Geometry and Phase Transitions of Dyonic Charged AdS Black Holes / P. Chaturvedi, A. Das, G. Sengupta // Eur. Phys. J. – 2017. – Vol. C 77. – P. 110.



- [6] Bittencourt, E. Cosmological perturbations and the Weyl tensor / E. Bittencourt, J. Salim, G.B. dos Santos // J. Nonlinear Phenomena in Complex Systems. – 2014. – Vol. 17. – P. 352–354.
- [7] Balan, V. Multiple-Relaxation-Time Finsler-Lagrange Dynamics in a Compressed Langmuir Monolayer / V. Balan, H. Grushevskaya, N. Krylova, M. Neagu // J. Nonlin. Phen. in Complex Sys. - 2016. - Vol. 19, no. 3. - P. 223-253.
- [8] Grushevskaya, H.V. Geometrothermodynamics of gravitating system with axially symmetric metric / H.V. Grushevskaya, N.G. Krylova // J. of Phys. CS. - 2018. - Vol. 1051. - P. 012013.



ИЗОТРОПНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО ИНТЕРВАЛА В ГЕОМЕТРИИ МИНКОВСКОГО И БЕРВАЛЬДА-МООРА

А.В. Лапшин

Институт теоретической и экспериментальной биофизики, Пущино, Россия
НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино, Россия
lavexander@mail.ru

Значение существования изотропных векторов в псевдоевклидовом пространстве Минковского $\mathbb{R}^{1,3}$ сложно переоценить, учитывая тот факт, что в жизни мы обмениваемся световыми сигналами, которые математически описываются множеством изотропных вектров. Интересным фактом представляется то, что, как было показано в [1], квадрат модуля вектора $S^2 = X_i X^i$ в пространстве времени Минковского $\vec{X} \in \mathbb{R}^{1,n-1}$ может быть произвольным образом разложен на квадрат интервала другого вектора \vec{X} и скалярное произведение этого вектора на изотропный вектор \vec{e}_X , соединяющий концы этих двух векторов. Такое разложение из-за наличия физической аналогии было названо сигнальным, но более корректным будет принять название *изотропное разложение*.

Настоящая работа имеет целью рассмотреть проблему существования изотропного разложения в псевдофинслеровых пространствах Бервальда-Моора \mathbb{H}^n , поставленную в [1] и сравнить по сравнению с пространством Минковского $\vec{X} \in \mathbb{R}^{1,n-1}$.

1 Изотропное разложение в пространстве-времени Минковского $\mathbb{R}^{1,n-1}$

Напомним, что изотропное разложение квадрата интервала (т.е. квадрата нормы вектора $\vec{X} \in \mathbb{R}^{1,n-1}$ или скалярного квадрата (\vec{X}, \vec{X})) — это частный случай аналогичного выражения квадрата нормы этого вектора через скалярные квадраты векторов слагаемых (т.е. когда $\vec{X} = \vec{U} + \vec{V}$) и их скалярное произведение. Запишем формулу (1.1.14) в [2, стр. 18]:

$$(\vec{U}, \vec{V}) = \frac{1}{2}\{(\vec{X}, \vec{X}) - (\vec{U}, \vec{U}) - (\vec{V}, \vec{V})\}, \quad (1)$$

и преобразуем её

$$S^2 = (\vec{X}, \vec{X}) = (\vec{U}, \vec{U}) + 2(\vec{U}, \vec{V}) + (\vec{V}, \vec{V}). \quad (2)$$



Если один из векторов-слагаемых является изотропным ($\vec{\mathbf{V}} = \vec{\mathbf{e}}_X$), то его скалярный квадрат $(\vec{\mathbf{V}}, \vec{\mathbf{V}}) = 0$, и (2) переходит в

$$S^2 = (\vec{\mathbf{X}}, \vec{\mathbf{X}}) = (\vec{\mathbf{U}}, \vec{\mathbf{U}}) + 2(\vec{\mathbf{U}}, \vec{\mathbf{V}}) \equiv (\vec{\mathbf{X}}, \vec{\mathbf{X}}) + 2(\vec{\mathbf{X}}, \vec{\mathbf{e}}_X) = \hat{X}_i \hat{X}^i + \hat{X}_i e_X^i + e_{X_i} \hat{X}^i, \quad (3)$$

т.е. формулу (4) в [1].

Данное разложение возможно в псевдоевклидовом пространстве любого числа измерений.

1.1 $n = 2$

Повторяя рассуждения [1], рассмотрим для начала двумерное (псевдоевклидово и псевдофинслерово Бервальда-Моора) пространство $\mathbb{R}^{1,1} \cong \mathbb{H}^2$ и соответствующую ему алгебру двойных чисел $\mathbb{P}_2 \ni h = ct + jx$, $j^2 = 1^2$. Каждое двойное число h_0 рассматривается как радиус-вектор, проведённый из начала координат в точку с координатами (ct, x) . Кроме того, с каждым таким числом связано множество, называемое конусом числа h_0 : $\text{Con}(h_0) = \{h \in \mathbb{P}_2 \mid \|h - h_0\| = 0\}$ [3, стр. 100]. $\hat{h} = h_0 - e_h = ct - r + j(x - r) = \hat{c}\hat{t} + j\hat{x}$

Скалярный квадрат произвольного числа h_0 раскладывается в сумму скалярных произведений двух двойных чисел, одно из которых принадлежит $\text{Con}(h_0)$, следующим образом:

$$h_0 \bar{h}_0 = \hat{h} \bar{\hat{h}} + \hat{h} \bar{e}_h + e_h \bar{\hat{h}} = \hat{h} \star \bar{\hat{h}} + 2\hat{h} \star e_h = c^2 \hat{t}^2 - \hat{x}^2 + 2r(\hat{c}\hat{t} - \hat{x}) = c^2 t^2 - x^2 \Rightarrow (4a)$$

$$\Rightarrow \|h_0\| = \sqrt{\hat{h} \star \bar{\hat{h}} + 2\hat{h} \star e_h} = \sqrt{c^2 \hat{t}^2 - \hat{x}^2 + 2r(\hat{c}\hat{t} - \hat{x})} \quad (4b)$$

где $\hat{h} \star e_h$ – симметричное скалярное произведение в соответствии с [3, ф. (143), стр. 129].

Назовём теперь (4a) **изотропным разложением скалярного квадрата**, а (4b) **модулем изотропного разложения** числа h_0 .

Отметим, что так как $\|e_h = 0\|$,

$$c\hat{t} = \pm \hat{x} \quad (5)$$

1.2 $n = 3$

Аналогичным образом в псевдоевклидовом n -мерном пространстве $\mathbb{R}^{1,n-1}$ можно определить *изотропное разложение скалярного квадрата и его модуль* $\vec{\mathbf{X}} \in \mathbb{R}^{1,n-1} \forall n$, как показывает формула (4). При этом особого внимания

²Изоморфизм между алгеброй и геометрией $\mathbb{P}^2 \cong \mathbb{H}^2$ позволяет использовать букву h для обозначения двойных чисел.



заслуживает изотропный вектор $\vec{e}_X \in \text{Con}(X)$, лежащий на световом конусе точки $\{X^i\}$. Пусть $n = 3$. Тогда его скалярный квадрат по определению равен нулю:

$$(\vec{e}_X, \vec{e}_X) \stackrel{\text{def}}{=} X_0X^0 - X_1X^1 - X_2X^2 = X_0^2 - X_1^2 - X_2^2 \stackrel{\text{def}}{=} 0. \quad (6)$$

Отсюда получаем

$$X_0^2 = X_1^2 + X_2^2 \Rightarrow X_0 = F(X_1, X_2) = \pm \sqrt{X_1^2 + X_2^2} \quad (7)$$

Назовём $F(X_1, \dots, X_{n-1})$ **изотропизирующей функцией**. При этом (5),(7) — частные случаи такой функции для $n = 2, 3$ при $\vec{X} \in \mathbb{R}^{1, n-1}$.

При этом изотропное разложение будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} S^2 = (\vec{X}, \vec{X}) &= (\hat{X}, \hat{X}) + 2(\hat{X}, \vec{e}_X) = \hat{X}_i \hat{X}^i + (\hat{X}_0 F(e_X^1, e_X^2) - \hat{X}_1 e_X^1 - \hat{X}_2 e_X^2) + \\ &+ (F(e_{X_1}, e_{X_2}) \hat{X}^0 - e_{X_1} \hat{X}_1 - e_{X_2} \hat{X}_2) = \hat{S}^2 + 2(\hat{X}_0 [e_X^0 = F] - \hat{X}_1 e_X^1 - \hat{X}_2 e_X^2). \end{aligned} \quad (8)$$

В частном случае единичной окружности в пространстве при $X_1=X_2=1$:

$$X_0^2 = 1^2 + 1^2 = 2 \Rightarrow X_0 = F(1, 1) = \pm \sqrt{1^2 + 1^2} = \pm \sqrt{2}; \quad (9a)$$

$$S^2 = \hat{S}^2 + 2(\pm \sqrt{2} \hat{X}_0 - \hat{X}_1 - \hat{X}_2). \quad (9b)$$

1.3 $n = 4, \dots$

Формулы (6,7,9) естественным образом обобщаются на четырёхмерный

$$(\vec{e}_X, \vec{e}_X) = X_0X^0 - X_1X^1 - X_2X^2 - X_3X^3 = X_0^2 - X_1^2 - X_2^2 - X_3^2, \quad (10a)$$

$$X_0^2 = X_1^2 + X_2^2 + X_3^2 \Rightarrow X_0 = F(X_1, X_2, X_3) = \pm \sqrt{X_1^2 + X_2^2 + X_3^2}, \quad (10b)$$

$$X_0^2 = 1^2 + 1^2 + 1^2 = 3 \Rightarrow X_0 = F(1, 1, 1) = \pm \sqrt{1^2 + 1^2 + 1^2} = \pm \sqrt{3}, \quad (10c)$$

$$S^2 = \hat{S}^2 + 2(\pm \sqrt{3} \hat{X}_0 - \hat{X}_1 - \hat{X}_2 - \hat{X}_3); \quad (10d)$$

и общий случай $\forall n$:

$$(\vec{e}_X, \vec{e}_X) = X_0X^0 - X_1X^1 - \dots - X_{n-1}X^{n-1} = X_0^2 - X_1^2 \dots - X_{n-1}^2, \quad (11a)$$

$$X_0^2 = X_1^2 + \dots + X_{n-1}^2 \Rightarrow X_0 = F(X_1, \dots, X_{n-1}) = \pm \sqrt{X_1^2 + \dots + X_{n-1}^2}, \quad (11b)$$

$$X_0^2 = 1^2 + \dots + 1^2 = n - 1 \Rightarrow X_0 = F(1, \dots, 1) = \pm \sqrt{1^2 + \dots + 1^2} = \pm \sqrt{n - 1} \quad (11c)$$

$$S^2 = \hat{S}^2 + 2(\pm \sqrt{n - 1} \hat{X}_0 - \hat{X}_1 - \dots - \hat{X}_{n-1}). \quad (11d)$$



2 Изотропное разложение в пространстве-времени Бервальда-Моора \mathbb{H}^3

Рассмотрим тройные числа \mathbb{P}_3 , записанные в линейно зависимом базисе из [4, ф. (9)] (умножив последние на -1 , чтоб оставаться в верхнем полупространстве):

$$\mathbb{P}_3 \ni \begin{cases} p = \tau - 2x_1k_1 - 2x_2k_2 - 2x_3k_3, \\ \bar{p} = \tau - 2x_1k_2 - 2x_2k_3 - 2x_3k_1, \\ \bar{\bar{p}} = \tau - 2x_1k_3 - 2x_2k_1 - 2x_3k_2. \end{cases} \quad (12)$$

Скалярный куб изотропного тричисла $e_p \in \text{Con}(p)$ в форме (12) равен нулю и, как показано в [4, ф. (10)], выражается так

$$\|e_p\|^3 = e_p \bar{e}_p \bar{\bar{e}}_p = \tau^3 - 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) - 8x_1x_2x_3 = 0. \quad (13)$$

Таким образом, задача построения изотропизирующей функции состоит в том, чтобы найти корни приведённого кубического уравнения (13). Это можно сделать с помощью формул Виета:

$$\tau_1 + \tau_2 + \tau_3 = 0, \quad (14a)$$

$$\tau_1\tau_2 + \tau_1\tau_3 + \tau_2\tau_3 = -4(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3), \quad (14b)$$

$$\tau_1\tau_2\tau_3 = -(-8x_1x_2x_3). \quad (14c)$$

Формулы (14b) и (14c) дают элементарный результат:

$$\tau_{1,2,3} = F^l(x_1, x_2, x_3) = (2x_i, -2x_j, -2x_k), \quad (i \neq k \neq j), \quad i, j, k \in \sigma(1, 2, 3), \quad (15)$$

где $\sigma(1, 2, 3)$ — циклическая перестановка индексов.

Выражение (15), таким образом, напоминает (5) простейшей зависимостью от x_i , а коэффициент 2 отсылает к (9b). Однако данная аналогия не полностью корректна, поскольку $F^l(x_1, x_2, x_3)$ не есть изотропизирующая функция в том же виде, что и выше, поскольку между зависимыми переменными имеется линейная связь, которую, в частности, выражает первая из трёх формул Виета (14a).

Из (15) и (14a) вытекает, что

$$x_i = x_j + x_k, \quad (i \neq k \neq j), \quad i, j, k \in \sigma(1, 2, 3). \quad (16)$$

Выражение (16) определяет линейную связь между коэффициентами $\{x_i\}$. Учтём также, что сама переменная τ по определению есть минус сумма этих коэффициентов. Поэтому

$$\begin{cases} \tau = -x_i - x_j - x_k, \\ x_i = x_j + x_k; \end{cases} \Rightarrow \tau_i = -2x_j - 2x_k. \quad (17)$$



С учётом (15) умноженная на -1 система (12) сопряжённых изотропных чисел в линейно зависимом базисе сводится к виду:

$$\mathbb{P}_3 \ni \text{Con}(p) \ni \begin{cases} e_p = 2(x_2 + x_3) + 2(x_2 + x_3)k_1 + 2x_2k_2 + 2x_3k_3, \\ \bar{e}_p = 2(x_2 + x_3) + 2(x_2 + x_3)k_2 + 2x_2k_3 + 2x_3k_1, \\ \bar{\bar{e}}_p = 2(x_2 + x_3) + 2(x_2 + x_3)k_3 + 2x_2k_1 + 2x_3k_2. \end{cases} \quad (18)$$

Выберем в (12) $\{i, j, k\} = \{1, 2, 3\}$. Скалярный куб (13) оказывается равным:

$$\begin{aligned} \|e_p\|^3 &= e_p \bar{e}_p \bar{\bar{e}}_p = -\tau^3 + 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) + 8x_1x_2x_3 = 2^3(x_2 + x_3)^3 + \\ &+ 4(-2)(x_2 + x_3)((x_2 + x_3)x_2 + (x_2 + x_3)x_3 + x_2x_3) + 8(x_2 + x_3)x_2x_3 = \\ &= (8 - 8)(x_2 + x_3)^3 + (-8 + 8)(x_2 + x_3)x_2x_3 = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Необходимо отметить, что система (18) записана в виде, разрешённом относительно τ_i при $i = 1$. Её можно также записать её в виде, разрешённом относительно τ_j и τ_k . Следовательно, имеем три комбинации пар изотропизирующих функций:

$$\begin{cases} \tau_i = F^{(\tau_i)} = -2x_j - 2x_k, \\ x_i = F^{(x_i)} = x_j + x_k; \end{cases} \quad (20a)$$

$$\begin{cases} \tau_j = F^{(\tau_j)} = 2x_k - 2x_i, \\ x_j = F^{(x_j)} = x_i - x_k; \end{cases} \quad (20b)$$

$$\begin{cases} \tau_k = F^{(\tau_k)} = 2x_j - 2x_i, \\ x_k = F^{(x_k)} = x_i - x_j. \end{cases} \quad (20c)$$

Оставаясь в том же “базисе”, используем обе функции (20a) (хотя в линейно независимом достаточно одной), чтобы найти изотропное разложение:

$$\begin{aligned} \hat{p}\hat{\bar{p}}\hat{\bar{\bar{p}}} &= p\bar{p}\bar{\bar{p}} + e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} + p\bar{e}_p\bar{\bar{p}} + p\bar{\bar{e}}_p = \|p\|^3 + e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} + p\bar{e}_p\bar{\bar{p}} + p\bar{\bar{e}}_p \\ e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} &= (F^{(\tau_1)} - 2F^{(x_1)}k_1 - 2e_{x_2}k_2 - 2e_{x_3}k_3)(-\tau + 2x_1k_2 + 2x_2k_3 + 2x_3k_1) \\ &(-\tau + 2x_1k_3 + 2x_2k_1 + 2x_3k_2) = (F^{(\tau_1)} - 2F^{(x_1)}k_1 - 2e_{x_2}k_2 - 2e_{x_3}k_3) \\ &\{\tau^2 - 2\tau[(x_2 + x_3)k_1 + (x_1 + x_3)k_2 + (x_1 + x_2)k_3] - 4(x_2x_3k_1 + x_1x_3k_2 + \\ &+ x_1x_2k_3)\}. \end{aligned} \quad (22)$$

Проводя аналогичное вычисление для других двух слагаемых в (21), получаем

$$\hat{p}\hat{\bar{p}}\hat{\bar{\bar{p}}} = p\bar{p}\bar{\bar{p}} + e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} + p\bar{e}_p\bar{\bar{p}} + p\bar{\bar{e}}_p = \|p\|^3 + (3F^{(\tau_1)} + 2F^{(x_1)} + 2e_{x_2} + 2e_{x_3}) \{3\tau^2 + 2\tau[(x_2 + x_3) + (x_1 + x_3) + (x_1 + x_2)] + 4(x_2x_3 + x_1x_3 + x_1x_2)\}. \quad (23)$$



Преобразуем (23), подставив F из (20а) и $x_1 = -\tau - x_2 - x_3$:

$$\begin{aligned} \hat{p}\bar{\bar{p}} &= p\bar{p}\bar{\bar{p}} + e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} + p\bar{e}_p\bar{\bar{p}} + p\bar{p}\bar{e}_p = \|p\|^3 + (3F^{(\tau_1)} + 2F^{(x_1)} + 2e_{x_2} + 2e_{x_3}) \\ &\{3\tau^2 + 2\tau[(x_2 + x_3) - (\tau + x_2) - (\tau + x_3)] + 4[x_2x_3 - (\tau + x_2 + x_3)(x_3 + x_2)]\} = \\ &= \|p\|^3 + E\{3\tau^2 - 4\tau^2 - 4\tau(x_2 + x_3) + 4[x_2x_3(x_2 + x_3)^2]\} = \|p\|^3 - \\ &- E\{\tau^2 + 4\tau(x_2 + x_3) + 4(x_2 + x_3)^2 - 4x_2x_3\} = \|p\|^3 - E \\ &\{(\tau + 2x_2 + 2x_3)^2 - 4x_2x_3\} = \|p\|^3 + E\{4x_2x_3 - (\tau + 2x_2 + 2x_3)^2\}. \end{aligned} \quad (24)$$

Далее учтём (17) и подставим отсюда значение τ в (24):

$$\begin{aligned} \hat{p}\bar{\bar{p}} &= \|p\|^3 + E\{4x_2x_3 - (\tau + 2x_2 + 2x_3)^2\} = \|p\|^3 + E\{4x_2x_3 - \\ &(-2x_2 - 2x_3 + 2x_2 + 2x_3)^2\} = \|p\|^3 + 4Ex_2x_3. \end{aligned} \quad (25)$$

Полученное разложение скалярного куба числа \hat{p} представляет из себя сумму скалярного куба числа p и выражения, равного произведению интервала Минковского $\mathbb{R}^{1,1}$, записанного в изотропном базисе, и функции E координат изотропного вектора e_p . Вычислим значение последней, подставляя, как и ранее, $e_{x_2} = e_{x_3} = 1$:

$$\begin{aligned} E(e_{x_2}, e_{x_3}) &= F^{(\tau_1)}(e_{x_2}, e_{x_3}) + 2F^{(x_1)}(e_{x_2}, e_{x_3}) + 2e_{x_2} + 2e_{x_3} \Rightarrow \\ &\Rightarrow E(1, 1) = F^{(\tau_1)}(1, 1) + 2F^{(x_1)}(1, 1) + 2 \cdot 1 + 2 \cdot 1 = -2 \cdot 1 - 2 \cdot 1 + \\ &+ 2(1 + 1) + 2 + 2 = 4. \end{aligned} \quad (26)$$

В этом случае изотропное разложение составит:

$$\hat{p}\bar{\bar{p}} = p\bar{p}\bar{\bar{p}} + e_p\bar{p}\bar{\bar{p}} + p\bar{e}_p\bar{\bar{p}} + p\bar{p}\bar{e}_p = \|p\|^3 + 16x_2x_3. \quad (27)$$

Формулы (20), (25), (27) аналогичны формулам (11) и их частным случаям.

3 Изотропное разложение в пространстве-времени Бервальда-Моора \mathbb{H}^4

Пространство \mathbb{H}^4 порождается соответствующими поличислами $h_4 \equiv P \in \mathbb{P}_4$, называемыми квадрачислами [5].

Такое же подробное исследование вопроса, как в случае \mathbb{H}^4 заняло бы слишком много времени, однако оно и не нужно. Чтобы получить аналог (27) в виде

$$\|\hat{P}\|^4 = P\bar{P}\bar{\bar{P}}\bar{\bar{P}} + e_P\bar{P}\bar{\bar{P}}\bar{\bar{P}} + P\bar{e}_P\bar{\bar{P}}\bar{\bar{P}} + P\bar{P}\bar{e}_P\bar{\bar{P}} + P\bar{P}\bar{\bar{P}}\bar{e}_P, \quad (28)$$



рассчитаем, к примеру, последнее слагаемое из (28) в “физическом”, базисе, полагая в качестве изотропизирующей функции простейшую $e_{P_i} = R, \forall i = [1, 4] \in \mathbb{Z}$:

$$\begin{aligned}
 P\bar{P}\bar{P}\bar{e}_P &= (ct + j_1x + j_2y + j_3z)(ct + j_1x - j_2y - j_3z)(ct - j_1x + j_2y - j_3z) \\
 &(R - j_1R - j_2R + j_3R) = R[ct - j_1x + j_2y - j_3z - j_1(ct - j_1x + j_2y - j_3z) - \\
 &- j_2(ct - j_1x + j_2y - j_3z) + j_3(ct - j_1x + j_2y - j_3z)] \cdot \\
 &\cdot ((ct + j_1x)^2 - (y + j_1z)^2) = R(1 - j_1 - j_2 + j_3)(ct + x - y - z) \cdot \\
 &\cdot (c^2t^2 + x^2 - y^2 - z^2 + 2j_1ctx - 2j_1yz) = (1 - j_2)R(1 - j_1)\{c^3t^3 + c^2t^2x - \\
 &- c^2t^2y - c^2t^2z + ctx^2 + x^3 - x^2y - x^2z - cty^2 - xy^2 + y^3 + y^2z - ctz^2 - \\
 &+ yz^2 + z^3 + 2j_1(ctx - yz)(ct + x - y - z)\} = R(1 - j_1 - j_2 + j_3) \cdot \\
 &\cdot \{c^3t^3 + x^3 + y^3 + z^3 - c^2t^2x - c^2t^2y - c^2t^2z - ctx^2 - xz^2 - x^2y - x^2z - \\
 &- cty^2 - xy^2 - y^2z - ctz^2 - xz^2 - yz^2 + 2(ctyz + xyz + ctxy + ctxz)\}
 \end{aligned} \tag{29}$$

Исходя из (29) можно сделать вывод, что сумма последних четырёх слагаемых в (28) равна произведению выражения в скобках $\{\dots\}$ на сумму взаимносопряжённых изотропных векторов, которая будет равна $4R$. Стало быть, получаем

$$\begin{aligned}
 \|\hat{P}\|^4 &= \|P\|^4 + 4R\{c^3t^3 + x^3 + y^3 + z^3 - c^2t^2x - c^2t^2y - c^2t^2z - ctx^2 - x^2y - \\
 &- x^2z - cty^2 - xy^2 - y^2z - ctz^2 - xz^2 - yz^2 + 2(ctyz + xyz + ctxy + ctxz)\} = \\
 &= \|P\|^4 + R\{4ct(c^2t^2 - x^2 - y^2 - z^2) + 8xyz + 4x(x^2 - c^2t^2 - y^2 - z^2) + \\
 &+ 8ctyz + 4y(y^2 - c^2t^2 - x^2 - z^2) + 8ctxz + 4z(z^2 - c^2t^2 - x^2 - y^2) + 8ctxy\}
 \end{aligned} \tag{30}$$

Таким образом, сигнальное разложение $\|\hat{P}\|^4$ выглядит как сумма $\|P\|^4$ и произведения значения изотропной координаты R на четыре четвёрки метрик Чернова $S^3(\omega)$ [6, ф. (3.2), стр. 66] с различными выделенными направлениями:

$$\|\hat{P}\|^4 = \|P\|^4 + 4R\{S^3(\omega_{(ct)}) + S^3(\omega_{(x)}) + S^3(\omega_{(y)}) + S^3(\omega_{(z)})\}. \tag{31}$$

И при $R = 1$, как и выше, очевидно,

$$\|\hat{P}\|^4 = \|P\|^4 + 4\{S^3(\omega_{(ct)}) + S^3(\omega_{(x)}) + S^3(\omega_{(y)}) + S^3(\omega_{(z)})\}. \tag{32}$$

4 Заключение

Таким образом, на основании вышеизложенного главный вывод следующий. Изотропное разложение в метриках Бервальда-Моора обладает свойством



понижения порядка: скалярный n -мерный модуль вектора раскладывается на сумму скалярного n -мерного модуля другого вектора и комбинацию смешанных произведений этого вектора с изотропным вектором, соединяющим концы вектора-слагаемого и вектора-суммы, дающую выражение степени $n - 1$.

Если предполагать физическую значимость геометрии \mathbb{H}^4 , а также учитывать, что электромагнитные потенциалы Льенара-Вихерта представляют собой выражение, имеющее в знаменателе линейную комбинацию вида (1) (см. [7, стр. 237, ф. (2.3.46)], [8, стр. 114, ф. (5.51)], [9, стр. 128, ф. (238a)]), с которой мы стартовали, то может так оказаться, что более сложные комбинации окажутся связанными с потенциалами уже других физических полей, не электромагнитных. Тогда изотропное разложение финслеровых метрик может помочь приблизиться к т.н. теории Великого объединения или Окончательной теории, о которой пока остается только мечтать.

Литература

- [1] Лапшин А.В. Сигнальное разложение пространственно-временного интервала / Материалы XIII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2017) / ред. Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. – Москва, 11-й формат, 2017, С. 56 – 58
- [2] Пенроуз Р., Риндлер В. Спиноры и пространство-время. Два-спинорное исчисление и релятивистские поля. — М.: Мир, 1987. — 528 с.
- [3] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Алгебра, геометрия и физика двойных чисел, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(19), том 10, 2013. С. 86 – 161
- [4] Лапшин А.В. Времениподобная переменная и линейно зависимые базисы в пространстве Бервальда-Моора \mathbb{H}^3 / Материалы XVII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2021) / ред. Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. – Москва, 11-й формат, 2021
- [5] Павлов Д.Г. Четырехмерное время, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1, 2004. С. 33 – 42
- [6] Чернов В.М. Об определяющих уравнениях для элементов ассоциативно-коммутативных конечномерных алгебр и ассоциированных метрических формах, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2(4), 2005, 1, 2004. С. 57 – 74
- [7] Хрюнов А.В. Основы релятивистской физики. — М.: Физматкнига; Изд-во МФТИ, 2003. — 448 с.
- [8] Мёллер К. Теория относительности. — М.: Атомиздат, 1975. — 400 с.
- [9] Паули В. Теория относительности. — М.-Л.: ГИТТЛ, 1947. — 320 с.



ВРЕМЕНИПОДОБНАЯ ПЕРЕМЕННАЯ И ЛИНЕЙНО ЗАВИСИМЫЕ БАЗИСЫ В ПРОСТРАНСТВЕ БЕРВАЛЬДА-МООРА \mathbb{H}^3

А.В. Лапшин

Институт теоретической и экспериментальной биофизики, Пущино, Россия
НИИ Гиперкомплексных систем в геометрии и физике, Фрязино, Россия
lavexander@mail.ru

Задача выделения времениподобной координаты в пространстве Бервальда-Моора \mathbb{H}^3 становится актуальной при попытке сравнить его особенности с хорошо известным трёхмерным пространством Минковского $\mathbb{R}^{1,2}$ в поисках возможных физических приложений. При этом сама постановка такой задачи связана с иным, нежели для двойных чисел h_2 , порождающих пространство $\mathbb{R}^{1,1} \cong \mathbb{H}^2$ или для четверных чисел h_4 , порождающих пространство \mathbb{H}^4 , способом записи числа $h_3 \equiv p$ не в изотропном базисе.

Итак, рассмотрим трёхмерное псевдофинслерово пространство Бервальда-Моора \mathbb{H}^3 и соответствующую ему алгебру тройных чисел \mathbb{P}_3 не столько в изотропном $\{e_1, e_2, e_3\}$, сколько в неизотропном базисе гиперболических мнимых единиц $\{j_1, j_2, j_3\}$ [1, стр. 111]:

$$j_1 = e_1 - e_2 - e_3, \quad j_2 = -e_1 + e_2 - e_3, \quad j_3 = -e_1 - e_2 + e_3 \quad (1a)$$

$$e_i^2 = e_i, \quad e_i e_k = 0 \quad (i \neq k); \quad (1b)$$

$$j_i^2 = -j_1 - j_2 - j_3 = 1, \quad j_i j_k = j_l \quad (i \neq k \neq j); \quad (1c)$$

$$\mathbb{P}_3 \ni \begin{cases} p = A_1 e_1 + A_2 e_2 + A_3 e_3 = j_1 x_1 + j_2 x_2 + j_3 x_3, \\ \bar{p} = A_3 e_1 + A_1 e_2 + A_2 e_3 = j_1 x_3 + j_1 x_2 + j_3 x_2, \\ \bar{\bar{p}} = A_2 e_1 + A_3 e_2 + A_1 e_3 = j_1 x_2 + j_1 x_3 + j_3 x_1; \end{cases} \quad (1d)$$

$$\|p\|^3 = p \bar{p} \bar{\bar{p}} = A_1 A_2 A_3 = \\ = x_1^3 + x_2^3 + x_3^3 - x_1^2 x_2 - x_1 x_2^2 - x_1^2 x_3 - x_1 x_3^2 - x_2^2 x_3 - x_2 x_3^2 + 2x_1 x_2 x_3. \quad (1e)$$

Три числа, записанные в (1d) в изотропном и неизотропном базисах, являются взаимно сопряжёнными, а (1e) представляет собой выражение для *куба модуля или скалярного куба* тройного числа в базисах $\{e_i\}$ и $\{j_i\}$. Первое равенство (1e) получается в изотропном базисе в виде скалярного трипроизведения [2].

Нам понадобятся также формулы 141 – 143 из [1, стр. 111] преобразования



коэффициентов и базисных единиц:

$$A_1 = x_1 - x_2 - x_3, \quad A_2 = -x_1 + x_2 - x_3, \quad A_3 = -x_1 - x_2 + x_3; \quad (2a)$$

$$e_1 = -\frac{j_2 + j_3}{2}, \quad e_2 = -\frac{j_1 + j_3}{2}, \quad e_3 = -\frac{j_1 + j_2}{2}; \quad (2b)$$

$$x_1 = -\frac{A_2 + A_3}{2}, \quad x_2 = -\frac{A_1 + A_3}{2}, \quad x_3 = -\frac{A_1 + A_2}{2}. \quad (2c)$$

1 Выделение времениподобной переменной в p

Из (1d) видно, что времениподобная переменная в записи числа явно не выделена. Чтобы следовать общей логике, сначала преобразуем выражения (1d) так, чтобы времениподобная переменная τ явно присутствовала. Для этого воспользуемся соотношением (1c) и выразим j_3 через остальные

$$j_3 = -1 - j_1 - j_2 \quad (3a)$$

и подставим в (1d), получая

$$\mathbb{P}_3 \ni \begin{cases} p = -x_3 + j_1(x_1 - x_3) + j_2(x_2 - x_3), \\ \bar{p} = -x_2 + j_1(x_3 - x_2) + j_2(x_1 - x_2), \\ \bar{\bar{p}} = -x_1 + j_1(x_2 - x_1) + j_2(x_3 - x_1). \end{cases} \quad (3b)$$

Далее, преобразуем (3b), чтобы выделить $\tau = -x_1 - x_2 - x_3$:

$$\begin{cases} p = -x_3 + j_1(x_1 - x_3) + j_2(x_2 - x_3) | \pm (x_1 + x_2), \\ \bar{p} = -x_2 + j_1(x_3 - x_2) + j_2(x_1 - x_2) | \pm (x_1 + x_3), \\ \bar{\bar{p}} = -x_1 + j_1(x_2 - x_1) + j_2(x_3 - x_1) | \pm (x_2 + x_3); \end{cases} \quad (4)$$

и получим такие выражения:

$$\begin{cases} p = \tau + x_1(1 + j_1) + x_2(1 + j_2) + x_3(-j_1 - j_2), \\ \bar{p} = \tau + x_1(1 + j_2) + x_2(-j_1 - j_2) + x_3(1 + j_1), \\ \bar{\bar{p}} = \tau + x_1(-j_1 - j_2) + x_2(1 + j_1) + x_3(1 + j_2). \end{cases} \quad (5)$$

Таким образом, получены три взаимносопряжённых тричисла, выраженные через линейно зависимую (следует из (1c)) комбинацию базисных единиц.

2 Новый линейно зависимый "базис" $\{1, k_i\}$

Из выражений (10) может быть получен нетривиальный базис линейно зависимых единиц алгебры \mathbb{P}_3 . Преобразуем (10):

$$\begin{cases} p = \tau - x_1(-1 - j_1) - x_2(-1 - j_2) - x_3(j_1 + j_2), \\ \bar{p} = \tau - x_1(-1 - j_2) - x_2(j_1 + j_2) - x_3(-1 - j_1), \\ \bar{\bar{p}} = \tau - x_1(j_1 + j_2) - x_2(-1 - j_1) - x_3(-1 - j_2). \end{cases} \quad (6)$$



Далее, введём новые базисные единицы:

$$k_1 = \frac{-1 - j_1}{2}, \quad k_2 = \frac{-1 - j_2}{2}, \quad k_3 = \frac{j_1 + j_2}{2}; \quad (7a)$$

$$k_1 + k_2 + k_3 = -1; \quad (7b)$$

$$k_1^2 = \frac{-1 - j_1}{2} \frac{-1 - j_1}{2} = \frac{1 + 2j_1 + 1}{4} = \frac{1 + j_1}{2} = -k_1, \quad (7c)$$

$$k_2^2 = \frac{-1 - j_2}{2} \frac{-1 - j_2}{2} = \frac{1 + 2j_2 + 1}{4} = \frac{1 + j_2}{2} = -k_2, \quad (7d)$$

$$k_3^2 = \frac{j_1 + j_2}{2} \frac{j_1 + j_2}{2} = \frac{1 + 2(-1 - j_1 - j_2) + 1}{4} = \frac{-j_1 - j_2}{2} = -k_3; \quad (7e)$$

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = 1; \quad (7f)$$

$$k_i^3 = k_i^2 k_i = -k_i k_i = -k_i^2 = -(-k_i) = k_i; \quad (7g)$$

$$k_1 k_2 = \frac{-1 - j_1}{2} \frac{-1 - j_2}{2} = \frac{1 + j_1 + j_2 - 1 - j_1 - j_2}{2} = 0, \quad (7h)$$

$$k_1 k_3 = \frac{-1 - j_1}{2} \frac{j_1 + j_2}{2} = \frac{-j_1 - j_2 - 1 - (-1 - j_1 - j_2)}{2} = 0, \quad (7i)$$

$$k_2 k_3 = \frac{-1 - j_2}{2} \frac{j_1 + j_2}{2} = \frac{-j_1 - j_2 - (-1 - j_1 - j_2) - 1}{2} = 0. \quad (7j)$$

Соотношения (7), кроме (7b) и (7f) могут быть записаны в виде аналога таблицы Кэли — четырёхмерную кубическую матрицу Кэли для линейно зависимого "базиса" $\{1, k_i\}$:

$$\begin{array}{cccccccc}
 & & & & k_3 & 0 & 0 & -k_3 \\
 & & & & k_2 & 0 & -k_2 & 0 \\
 & & k_1 & -k_1 & 0 & 0 & & \\
 1 & k_1 & k_2 & k_3 & & & & \\
 & & & & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 & & & & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 & & -k_1 & k_1 & 0 & 0 & & \\
 k_1 & -k_1 & 0 & 0 & & & & \\
 & & & & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 & & & & -k_2 & 0 & k_2 & 0 \\
 & & 0 & 0 & 0 & 0 & & \\
 k_2 & 0 & -k_2 & 0 & & & & \\
 & & & & -k_3 & 0 & 0 & k_3 \\
 & & & & 0 & 0 & 0 & 0 \\
 & & 0 & 0 & 0 & 0 & & \\
 k_3 & 0 & 0 & -k_3 & & & &
 \end{array} \quad (8)$$

Что касается собственно линейно независимых элементов $\{k_i\}$, то сравни-



вая (7a) с (2b), можно увидеть, что

$$k_1 = -e_1, \quad k_2 = -e_2, \quad k_3 = -e_3, \quad (9)$$

то есть базис $\{1, k_i\}$ также является изотропным, но с непривычными свойствами (7,c,d,e).

3 Скалярный куб тричисла в "базисе" $\{1, k_i\}$

Запишем тричисла в "базисе" $\{1, k_i\}$, умножив (6) на -1 :

$$\begin{cases} p = -\tau + 2x_1k_1 + 2x_2k_2 + 2x_3k_3 = \text{Rep} + 2\text{Imp}, \\ \bar{p} = -\tau + 2x_1k_2 + 2x_2k_3 + 2x_3k_1 = \text{Rep} + 2\overline{\text{Imp}}, \\ \bar{\bar{p}} = -\tau + 2x_1k_3 + 2x_2k_1 + 2x_3k_2 = \text{Rep} + 2\overline{\overline{\text{Imp}}}. \end{cases} \quad (10)$$

Выражение после второго знака $=$ введено для того, чтобы показать, что при перемножении этих чисел для получения скалярного куба есть всего 8 видов слагаемых, а в силу правил (7) или (8) при перемножении "мнимых частей" сохраняются только слагаемые вида $x_1x_2x_3$. Итак:

$$\begin{aligned} \|p\|^3 = p\bar{p}\bar{\bar{p}} &= (-1)^3 \{ \text{Re}^3 p + 2\text{Re}^2 p (\text{Imp} + \overline{\text{Imp}} + \overline{\overline{\text{Imp}}}) + 2^2 \text{Rep} (\text{Imp}\overline{\text{Imp}} + \text{Imp}\overline{\overline{\text{Imp}}} + \\ &+ \overline{\text{Imp}}\overline{\overline{\text{Imp}}}) + 2^3 \text{Imp}\overline{\text{Imp}}\overline{\overline{\text{Imp}}} \} = (-1) \{ -\tau^3 + 2\tau^2(x_1 + x_2 + x_3)(k_1 + k_2 + k_3) - \\ &- 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3)(k_1^2 + k_2^2 + k_3^2) + 8x_1x_2x_3(k_1 + k_2 + k_3) \} = (-1) \{ -\tau^3 + \\ &+ 2\tau^2(-\tau)(-1) - 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) - 8x_1x_2x_3 \} = (-1) \{ \tau^3 - \\ &- 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) - 8x_1x_2x_3 \} = -\tau^3 + 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) + 8x_1x_2x_3. \end{aligned} \quad (11)$$

Стоит отметить, что если заменить $\tau = -x_1 - x_2 - x_3$, то выражение (11) полностью совпадёт с (1e):

$$\begin{aligned} \|p\|^3 &= -\tau^3 + 4\tau(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) + 8x_1x_2x_3 = -(-x_1 - x_2 - x_3)^3 + \\ &+ 4(-x_1 - x_2 - x_3)(x_1x_2 + x_1x_3 + x_2x_3) + 8x_1x_2x_3 = x_1^3 + x_2^3 + x_3^3 - \\ &- (4 - 3)(x_1^2x_2 - x_1x_2^2 - x_1^2x_3 - x_1x_3^2 - x_2^2x_3 - x_2x_3^2) + (6 - 12 + 8)x_1x_2x_3 = \\ &= x_1^3 + x_2^3 + x_3^3 - x_1^2x_2 - x_1x_2^2 - x_1^2x_3 - x_1x_3^2 - x_2^2x_3 - x_2x_3^2 + 2x_1x_2x_3. \end{aligned} \quad (12)$$

Литература

- [1] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая теория поля на плоскости двойной переменной, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, 2010. С. 78 – 127
- [2] Павлов Д.Г. Обобщение аксиом скалярного произведения, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1 (1), том 1, 2004, с. 5-23



ПОДХОД К ОБОБЩЕНИЮ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛОРЕНЦА В ОКТОНИОНАХ И СООБРАЖЕНИЮ СИММЕТРИИ

М.В. Харинов

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Санкт-Петербургский
Федеральный исследовательский центр Российской академии наук” (СПб ФИЦ РАН),
Санкт-Петербург, Россия*

khar@iias.spb.su

В статье дается краткий обзор результатов, полученных в процессе работ по обобщению преобразований Лоренца на восьмимерное пространство-время. Приводятся дополнительные сведения по матрицам Адамара, умножению октонионов и преобразованиям Лоренца, отсутствующие в современных справочниках по физике и математике.

Введение

Уильям Роуэн Гамильтон интерпретировал кватернионы как вектора вещественного четырехмерного пространства-времени [1]. Для того, чтобы октонионы (октавы [2]) содержательно трактовать как восьмимерное пространство-время, полезно обобщить для них преобразование Лоренца. Для решения неоднозначной задачи обобщения преобразования Лоренца с удвоением размерности пространства-времени необходимы дополнительные соображения, коими, по всей видимости, являются общие соображения симметрии. Правда, последние сами нуждаются в уточнении. При этом работа сводится к тому, чтобы: а) формализовать насколько это возможно, о какой симметрии идет речь; б) научиться уверенно работать с неассоциативными октонионами; в) уточнить основные свойства преобразований Лоренца, пользуясь аппаратом кватернионов. Текущее состояние работ по трем перечисленным направлениям отражено в трех последующих разделах статьи.

Перестановочная симметрия матриц Адамара

К настоящему времени понятие симметрии трактуется многозначно. Простейшей но, вероятно, недостаточно изученной является интуитивно воспринимаемая зеркальная симметрия, определяемая совпадением элементов на симметричных местах относительно главной диагонали квадратной матрицы. К неожиданным свойствам указанной симметрии приводит обобщение разложения линейного оператора на симметричную и кососимметричную части посредством операции эрмитова сопряжения [3,4].



При k коммутирующих операциях типа эрмитова сопряжения, составляющих абелеву группу с элементами второго порядка, получается аддитивное разложение оператора на 2^k симметрично-кососимметричных частей, которые под действием каждой из k операций либо не меняются, либо меняют знак [4]. Например, если вместе с эрмитовым сопряжением рассматривать обращение оператора, то получим разложение обратимого оператора на четыре части. При трех операциях получим аддитивное разложение на восемь частей. В этом случае, преобразование столбца операторов, преобразованных сочетаниями трех операций, в столбец симметрично-кососимметричных частей и обратно с точностью до множителя определится симметричной матрицей, показанной слева на рис. 1.

1	■	■	■	■	■	■	■
2	■	■	■	■	■	■	■
3	■	■	■	■	■	■	■
4	■	■	■	■	■	■	■
5	■	■	■	■	■	■	■
6	■	■	■	■	■	■	■
7	■	■	■	■	■	■	■

2	7	4	5	5	1	6	3
4	4	5	2	7	7	7	7
7	2	1	6	3	6	1	5
1	3	3	7	6	5	3	1
3	5	6	3	2	4	4	2
6	1	2	1	4	2	2	4
5	6	7	4	1	3	5	6

На рис. 1 слева показана симметричная матрица обсуждаемого разложения, строки которой пронумерованы по порядку. Черные поля обозначают положительные значения $+1$, а белые поля — отрицательные значения -1 . Черно-белая матрица 7×7 — это симметричная *редуцированная* нормализованная матрица Адамара с вычеркнутой строкой и столбцом из одних $+1$ [4]. Справа на рис. 1 показан октет столбцов цифровых обозначений, определяющих перестановки строк черно-белой матрицы, которые сохраняют ее симметрию. Циклическое повторение каждой перестановки также не нарушает симметрию черно-белой матрицы, показанной слева. Три первых столбца задают перестановки 3-го порядка, следующие три столбца — перестановки 4-го порядка и пара последних столбцов — перестановки 7-го порядка. Всего перестановками строк получается 28 симметричных матриц с учетом исходной черно-белой матрицы. Можно проверить на компьютере, что симметричные редуцированные нормализованные матрицы Адамара среди матриц из различных строк обладают максимальной перестановочностью.

При абстрактной формализации понятия симметрии может учитываться, что, вопреки сложившимся стереотипам, множество S сохраняющих симметрию перестановок α, β , не является группой, а только удовлетворяет условию:

$$\alpha \in S, \quad \beta \in S \quad \Rightarrow \quad \alpha\beta\alpha \in S, \quad (1)$$



где S является объединением циклических подгрупп группы H перестановок строк, сохраняющих неизменным набор столбцов [4].

Произведение трех гиперкомплексных чисел

Посредством разложения на симметрично-кососимметричные части для произведения $(u_1 \bar{u}_2) u_3$ трех октонионов u_1 , u_2 и u_3 выводится аддитивное разложение на три взаимно-ортогональные части [5]:

$$(u_1 \bar{u}_2) u_3 = \{u_1, u_2, u_3\} + [u_1, u_2, u_3] + \langle u_1, u_2, u_3 \rangle, \quad (2)$$

где черта над центральным кватернионом обозначает сопряжение: $\bar{u}_2 \equiv 2(u_2, i_0) i_0 - \bar{u}_2$, а i_0 обозначает мультипликативную единицу.

Взаимно ортогональные слагаемые — тройной антикоммутатор $\{u_1, u_2, u_3\}$, тройной коммутатор $[u_1, u_2, u_3]$ и ассоциатор $\langle u_1, u_2, u_3 \rangle$ двойко определяются формулами (3)-(5) с альтернативными вариантами порядка умножения:

$$\{u_1, u_2, u_3\} = \frac{(u_1 \bar{u}_2) u_3 + (u_3 \bar{u}_2) u_1}{2} \equiv \frac{u_1 (\bar{u}_2 u_3) + u_3 (\bar{u}_2 u_1)}{2}, \quad (3)$$

$$[u_1, u_2, u_3] = \frac{(u_1 \bar{u}_2) u_3 - u_3 (\bar{u}_2 u_1)}{2} \equiv \frac{u_1 (\bar{u}_2 u_3) - (u_3 \bar{u}_2) u_1}{2}, \quad (4)$$

$$\langle u_1, u_2, u_3 \rangle = \frac{(u_1 \bar{u}_2) u_3 - u_1 (\bar{u}_2 u_3)}{2} \equiv \frac{u_3 (\bar{u}_2 u_1) - (u_3 \bar{u}_2) u_1}{2}, \quad (5)$$

где выражение (4) для $[u_1, u_2, u_3]$ есть, определение восьмимерного тройного векторного произведения, которое завершает многолетний поиск [6–8] двойного обобщения понятия обычного векторного произведения.

Благодаря разложению (2)-(5) на симметрично-кососимметричные части произведения $(u_1 \bar{u}_2) u_3$ выкладки с октонионами перестают быть искусством и становятся рабочим инструментом при решении прикладных задач.

1 Преобразования Лоренца в кватернионах

Лоренцевский буст L в кватернионах двойко записывается как линейная комбинация поворота и простейшего мультипликативного ортогонального преобразования [10–12]:

$$L \{u\} = \bar{a} u a - sh\theta \cdot n \bar{u} = L^+ \{u\} = a u \bar{a} - sh\theta \cdot \bar{u} n, \quad (6)$$

где крест обозначает эрмитово сопряжение, $a = i_0 \cdot ch \frac{\theta}{2} + n \cdot sh \frac{\theta}{2}$, $\bar{a} = i_0 \cdot ch \frac{\theta}{2} - n \cdot sh \frac{\theta}{2}$, n — единичный вектор вдоль скорости, θ — быстрота (rapidity): $th\theta = \frac{v}{c}$, v — величина скорости, c — скорость света.



Примечательно, что в [13] получена “половина” выражения (6).

Выражения (6) Лоренцевского буста через ортогональные преобразования оправдывают рассмотрение вещественного пространства-времени с вещественным же скалярным произведением.

Выражения (6) в кватернионах Лоренцевского буста, равно как и выражение поворота $V\{u\} = \bar{b}ub$, $(b, b) = 1$, в силу альтернативности умножения, не зависят от порядка умножения и сохраняют смысл в октонионах, что может учитываться при восьмимерном обобщении преобразований Лоренца.

В [14], в последнем абзаце раздела “Кватернионы в векторной символике” ортогональное преобразование bub комплексной плоскости в пространстве кватернионов Эрвин Маделунг относит к классу преобразований Лоренца. Уместно было бы дополнить указанный абзац формулами (6), чтобы начинающий читатель не смешивал преобразования Лоренца с ортогональными преобразованиями.

Дополнительные соображения для восьмимерного обобщения преобразований Лоренца может дать анализ собственных векторов преобразований Лоренца, тем более что, с точки зрения собственных векторов, композиция пары бустов описывается так же просто, как и единственный буст ([11,12]). Недостатком являются громоздкие выкладки при получении конечных лаконичных выражений для собственных векторов. Для полноты картины следует найти лаконичное решение, что планируется сделать, опираясь на соображения симметрии, описанные в первом разделе.

Следует заметить, что вычисления в кватернионах, сами по себе, эквивалентны вычислениям с использованием традиционного векторного произведения. Однако, последнее использует интуитивное “правило буравчика”, что ограничивает его обобщение на пространство размерности большей трех.

Исследование финансировалось в рамках бюджетной темы 0060-2019-0011 (Фундаментальные основы и технологии больших данных для социокиберфизических систем).

Литература

- [1] Hamilton, W.R.: Lectures on quaternions, Dublin: Hodges and Smith, 1853, 890 pp.
- [2] Кантор И.Л., Солодовников А.С.: Гиперкомплексные числа. М.: Наука, 1973, 144 с.
- [3] Корн Г., Корн Т.: Справочник по математике (для научных работников и инженеров), М.: Наука, 1970. 720 с.
- [4] Kharinov M.: Symmetry of the Triple Octonionic Product, ArXiv preprint, arXiv: 1806.05494[math.RA], 14 pp. (2018).
- [5] Kharinov, M.V.: Product of three octonions, Springer Nature, Adv. Appl.



- Clifford Algebras, 29(1), 16 pp. (2019), DOI:10.1007/s00006-018-0928-x.
- [6] Okubo, S.: Triple products and Yang-Baxter equation. I. Octonionic and quaternionic triple systems, Journ. Math. Phys. 34(7), 3273–3291 (1993).
- [7] Dray, T., Manogue, C.A.: The octonionic eigenvalue problem, Springer Nature, Adv. Appl. Clifford Algebras, 8(2), 341–364 (1998).
- [8] Silagadze, Z.K.: Multi-dimensional vector product, J. of Phys. A: Math. Gen. 35(23), Institute of Physics Publishing, 4949–4953 (2002).
- [9] Sweetser, D.B.: Lorentz Boosts Using Quaternions, (2010), <https://www.youtube.com/watch?v=DrVm1JTM8X4>, from 3:24 till 3:32.
- [10] Kharinov, M.V.: The Quartet of Eigenvectors for Quaternionic Lorentz Transformation, Springer Nature, Adv. Appl. Clifford Algebras, 30(25), 20 pp. (2020).
- [11] Харинов М.В.: Квартет собственных векторов для композиции лоренцевских бустов в пространстве кватернионов // XV Межд. конф. Финслеровы обобщения теории относительности (FERT-2019). Материалы конференции, М.: РУДН, 24–26 октября 2019, С. 195–200.
- [12] Казанова Г.: Векторная алгебра, М.: “Мир”, 1979, 118 с.
- [13] Маделунг Э.: Математический аппарат физики, М.: Государственное издательство физико-математической литературы. 1960, 618 с.



СУПЕРАЛГЕБРА ГАМИЛЬТОНИОНОВ (АЛГЕБРА СУПЕРКОМПЛЕКСНЫХ ЧИСЕЛ)

А.Ф. Турбин

НПУ имени М. Драгоманова, Киев, Украина
turbin@imath.ua

Кватернион – гиперкомплексное число, геометрически реализуемое в четырёхмерном пространстве. Система кватернионов предложена в 1843 У. Гамильтоном (W. Hamilton). Кватернионы явились исторически первым примером гиперкомплексной системы, возникшей при попытках найти обобщение комплексных чисел. Комплексные числа изображаются геометрически точками плоскости, и действия над ними соответствуют простейшим геометрическим преобразованиям плоскости. Из точек пространства трех и выше измерений нельзя “устроить” числовую систему, подобную полю действительных или комплексных чисел. Однако, если отказаться от коммутативности умножения, то из точек 4-мерного пространства можно устроить числовую систему (в пространстве трех, пяти и выше измерений нельзя построить даже такую систему).

Кватернионы образуют 4-мерную алгебру над полем действительных чисел с базой $1, i, j, k$ (“базисные единицы”) и следующей таблицей умножения “базисных единиц”:

	$\vec{1}$	\vec{i}	\vec{j}	\vec{k}
$\vec{1}$	$\vec{1}$	\vec{i}	\vec{j}	\vec{k}
\vec{i}	\vec{i}	$-\vec{1}$	\vec{k}	\vec{j}
\vec{j}	\vec{j}	$-\vec{k}$	$-\vec{1}$	\vec{i}
\vec{k}	\vec{k}	$-\vec{j}$	$-\vec{i}$	$-\vec{1}$

Делители единицы алгебры кватернионов $\vec{1} = (1, 0, 0, 0)$, $\vec{i} = (0, 1, 0, 0)$, $\vec{j} = (0, 0, 1, 0)$, $\vec{k} = (0, 0, 0, 1)$ образуют группу (гамильтонову группу) порядка 8.

Всякий кватернион может быть записан в виде $\vec{q} = q_0\vec{1} + q_1\vec{i} + q_2\vec{j} + q_3\vec{k}$.

Число $\Delta(\vec{q}) = \sqrt{q_0^2 + q_1^2 + q_2^2 + q_3^2}$ называют нормой кватерниона \vec{q} . Квадрат нормы $\Delta^2(\vec{q}) = q_0^2 + q_1^2 + q_2^2 + q_3^2$ может быть любым целым положительным числом.

Рассмотрим гиперсферу $S_3(m) = \{(x_0, x_1, x_2, x_3) \in E^4 : x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = m\}$ радиуса \sqrt{m} , $m \in \mathbb{N}$. Точки на гиперсфере $S_3(m)$ (кватернионы!) с целочисленными координатами с заданной нормой $\Delta(\vec{q}) = \sqrt{q_0^2 + q_1^2 + q_2^2 + q_3^2} = m$ – целые кватернионы.



Кватернион $\vec{q}(\sqrt{m})$ с нормой \sqrt{m} – точка на гиперсфере $S_3(\sqrt{m}) = \{\vec{x} = (x_0, x_1, x_2, x_3) \in E^4 : x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = m\}$ радиуса \sqrt{m} . Найти все $\vec{q}(\sqrt{m})$ можно, решив диофантово уравнение

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = m, \quad x_k \in Z.$$

Выпуклая оболочка точек на гиперсфере $S_3(m)$ с целочисленными координатами – выпуклый многогранник в E^4 . Этот многогранник я называю гамильтонионом и обозначаю $HP_m\{\dots\}$.

Примеры гамильтонионов.

1. Рассмотрим диофантово уравнение

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = 1, \quad x_k \in Z \tag{1}$$

Его решения – кватернионы

$$\pm \vec{1} = (\pm 1, 0, 0, 0), \quad \pm \vec{i} = (0, \pm 1, 0, 0), \quad \pm \vec{j} = (0, 0, \pm 1, 0), \quad \pm \vec{k} = (0, 0, 0, \pm 1)$$

– делители единицы алгебры кватернионов. Построим выпуклую оболочку решений уравнения (1) в координатном представлении (рис.1), в гиперсферической визуализации (рис. 2), в многомерной перспективе (рис. 3)

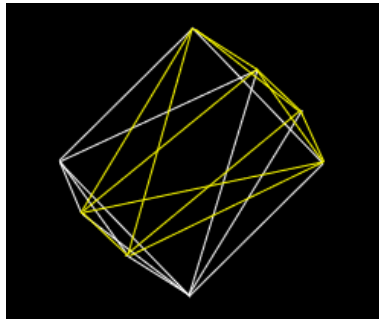


Рис. 1:

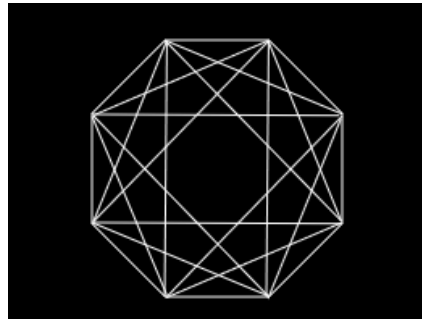


Рис. 2:

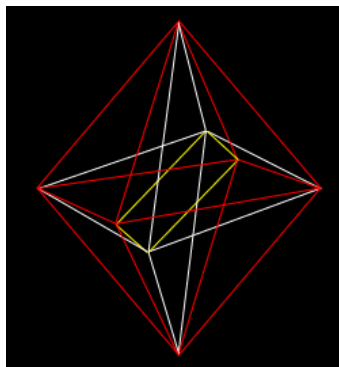


Рис. 3:

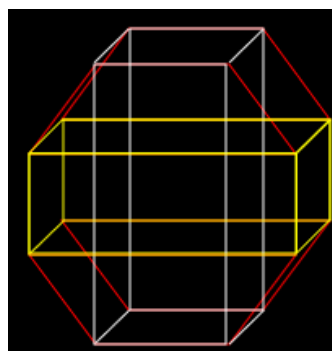


Рис. 4:

Трёхмерные грани гамильтониона Да Винчи
 $HP_1\{(\pm 1, 0, 0, 0) + \text{permutations}\}$ (8, 24, 32,16) – октаэдры (6, 12, 8).



Гамильтонион Да Винчи как гипероктаэдр двойственен гиперкубу (16, 32, 24, 8) (рис. 4)

2. Рассмотрим диофантово уравнение

$$x_0^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 = 2, x_k \in \mathbb{Z} \quad (2)$$

Его решения: $(\pm 1, \pm 1, 0, 0)$ + перестановки (24 решения). Построим выпуклую оболочку решений уравнения (2) в координатном представлении (рис.5), в гиперсферической визуализации (рис.6), в многомерной перспективе (рис.7).

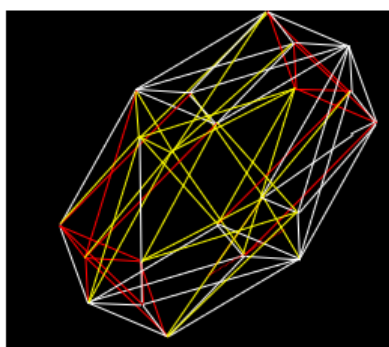


Рис. 5:

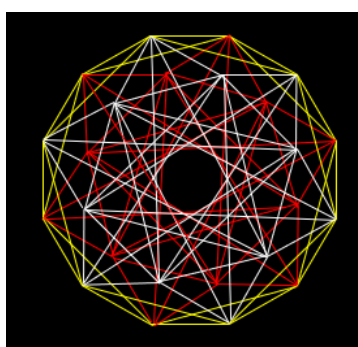


Рис. 6:

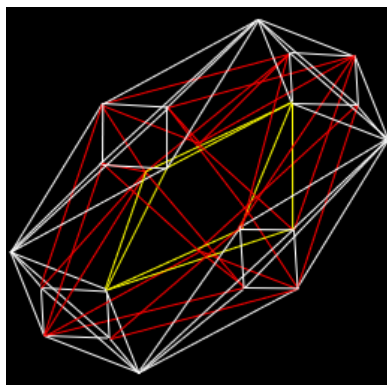


Рис. 7:

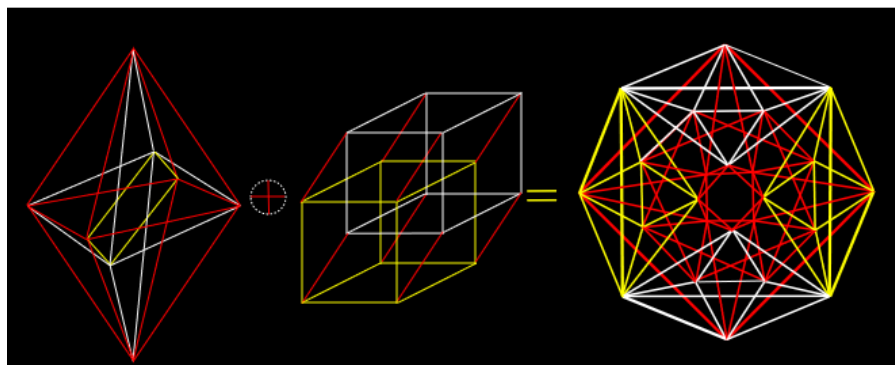


Рис. 8:



Трёхмерные грани гамильтониона Николая Кузённого $HP_2 \{(\pm 1, \pm 1, 0, 0) + \text{permutations}\} (24, 96, 96, 24)$ – октаэдры $(6, 12, 8)$.

Гамильтонионы $HP_m \{\dots\}$ – геометрические расширения рациональных чисел (суперчисла): их можно складывать, вычитать, умножать и делить. На рис.8 показан результат сложения гамильтониона Да Винчи с ему двойственным – гамильтонион Николая Кузённого.

Множество целых гамильтонив с операциями сложения, вычитания, умножения и деления я называю супералгеброй гамильтонионов и обозначаю через SAH .

Выпуклая оболочка делителей единицы кольца целых кватернионов – гамильтонион Да Винчи – единица супералгебры гамильтонионов SAH .



О СВЯЗИ ВСЕХ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ КОНСТАНТ И ВРЕМЕНИ

А.П. Никитин

anikitinaaa@mail.ru

В этой статье, что существует связь между всеми фундаментальными константами: постоянной Хаббла H , постоянной Планка h , временем t , скоростью света c , постоянной тонкой структуры α , постоянной Ридберга R_∞ , постоянной Больцмана k и абсолютной температурой-энергией “реликтового” излучения T_r , когда мощность движения Космоса – абсолютный инвариант, что констатирует абсолютную “нелокальность” и единство нашего мира.

1 А. Эйнштейн о космологической проблеме ОТО и структуре пространства

Статья А. Эйнштейна “К космологической проблеме ОТО” [1, с.349]: “После того как из результатов Хаббла стало ясно, что внегалактические туманности распределены в пространстве равномерно и что они разбегаются..., предположение (2) о статической природе пространства уже не оправдываются и возникает вопрос, может ли объяснить эти результаты общая теория относительности” [1, с.349-350]. А.Эйнштейн после изучения астрофизических экспериментальных результатов Хаббла в 1929 году, пришел к выводу, что “отличие плотности материи от нуля не должно теоретически связываться с пространственной кривизной, а должно связываться с расширением пространства” [1, с.415]. “Единственной переменной во времени величиной остается “коэффициент расширения”. [1, с.415]

Предлагаем пойти дальше А.Эйнштейна и, выдвинув гипотезу стока истока (конвергенции-дивергенции) материи-энергии, найти фундаментальную связь космологической постоянной Хаббла H не только со средней плотностью Вселенной ρ , но и с константой квантовой теории - постоянной Планка h , а также с временем “расширения” Вселенной t , скоростью света c , постоянной тонкой структуры α и абсолютной температурой-энергией “реликтового” излучения T_r , когда мощность движения Космоса — абсолютный инвариант, что констатирует абсолютную “нелокальность” и единство мира.

2 Постоянная Хаббла. Время расширения Вселенной - возраст Вселенной.

Известно, что в классической астрофизике постоянная Хаббла — это коэффициент H , входящий в закон Хаббла, который связывает расстояние до космического объекта r с его скоростью v его удаления: $v = Hr$.



Значение постоянной Хаббла H в современную эпоху³, имеющей размерность обратную времени, согласно последних наблюдений WMAP1, в системе размерностей SI (MLT), применяемой в современной физике, равно $H = 2,2816878 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1}$ (70,4109 (km/s) Mpc) [4, 5], и соответственно “хаббловское” время расширения Вселенной $t = 1/H = 0,438272 \cdot 10^{18} \text{s}$. В 1931 г., Хаббл написал де Ситтеру по поводу интерпретации соотношения “красное смещение – расстояние”: “Мы используем выражение ‘видимые’ скорости, чтобы подчеркнуть эмпирический характер их связи”. “Очень похоже на то, что красное смещение не из-за расширения Вселенной, и большинство спекуляций о структуре вселенной должны быть пересмотрены.” (Эдвин Хаббл, RASP, 1947)

Современная астрофизика интерпретирует закон Хаббла однозначно как проявление расширения космического пространства Вселенной согласно ОТО, а метрическое расширение пространства является увеличением расстояния между двумя отдалёнными частями Вселенной с течением времени и является ключевым элементом космологии БВ.

Согласно стандартной космологической модели Λ CDM, возраст Вселенной t составляет $\sim 13,799$ миллиарда лет, $t = 1/H_0$, где H_0 – постоянная Хаббла.

3 Мощность движения и плотность энергии Космоса.

Мощность N движения (материально-энергетического тока) абсолютного Космоса, как скорость движения энергии E в единице объёма в единицу времени t , является величиной постоянной и однозначной, т. е. всеобщим физическим абсолютным инвариантом:

$$N = \frac{dE}{dt} = invariant,$$

а работа, совершаемая Космосом в единицу времени, равна:

$$N \cdot t_P = \frac{dE}{dt} \cdot t_P = h = constant - \text{квант энергии}$$

Единственный, известный нам, глобальный наблюдаемый фундаментальный фактор движения Космоса во времени t и 3-х мерном пространстве — это *постоянная Хаббла* $H = 1/t$, которая определяет движение всех производных процессов, как образование и движение барионной материи, рождение и развитие сознания и всех других. В пространстве-времени, с помощью которых

³Постоянная Хаббла по миссии WMAP равна $H_{0W} = 71,00$ (km/s) Mpc = $2,3007 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1}$, $T_W = 13,75$ млрд. лет = $0,43392 \cdot 10^{18} \text{s}$, а по последним сведениям миссии “Planck” [6] – постоянная Хаббла $H_{0P} = 67,80$ (km/s) Mpc = $2,197 \cdot 10^{-18} \text{s}^{-1}$, $T_P = 13,82$ млрд. лет = $0,436126 \cdot 10^{18} \text{s}$, на 4.06.2016 г. есть сообщение, что $H_{0W} = 73,23$ (km/s)Mpc.



мы описываем наш мир, в системе размерностей LT^4 (длина-время), постоянная Хаббла имеет физический смысл скорости образования барионной материи во Вселенной, или массовый (материальный) ток в единице объёма в единицу времени и имеет размерность m^3s^{-3} ($m^3s^{-2} \cdot s^{-1}$), т.е. равна размерности массы m^3s^{-2} , делённой на время s . Определим плотность барионной материи ρ_{bm} Космоса в единичном сферическом объёме ($1m^3$), как равную производной по времени от куба постоянной Хаббла H^3 (изменение по 3-м направлениям пространства в сферическом объёме) в системе размерностей LT :

$$\rho_{bm} = (H^3)' = \frac{dH^3}{dt} = 3H^2 \quad m^3s^{-2} \text{ в } 1 m^{-3},$$

Согласимся для удобства с принятым уже до нас соглашением, или “конвенцией”, как писал А. Пуанкаре, что разность энергетических потенциалов барионной материи составляет c^2 с размерностью m^2s^{-2} (можно было бы принять $\sim H^2$). Тогда плотности энергии барионной материи и “тёмной материи” в единице объёма за время t в LT составят (в скобках $\{\}$ приведены последние данные миссии “Planck”^{*}): плотности энергии:

1. барионной материи

$$\rho_{ebm} = 3H^2c^2 \quad m^5s^{-4} \text{ в } 1 m^3 \Omega = 0,0596831 \{ \Omega_b = 0,049 \}$$

2. “тёмной материи” в единичном сферическом объёме в $4\pi/3$ раза больше

$$\rho_{edm} = 4\pi H^2c^2 \Omega = 0,2500000 \{ \Omega_{CDM} = 0,259 \}$$

3. плотность “гравитационной” энергии фактической “барионной материи”

$$\rho_{Gbm} = 9H^2c^2/5\Omega = 0,035809862$$

4. плотность “гравитационной” энергии “тёмной материи”

$$\rho_{Gde} = 16\pi^2 H^2c^2/5\Omega = 0,62831853 \{ \Omega_\Lambda = 0,6911 \}$$

5. плотность энергии вращения (spin) барионной материи

$$\rho_{Sbm} = 6H^2c^2/5 \Omega = 0,02387324$$

6. нейтрино, реликтового, “тёмного” (dark radiation) и других излучений

$$\rho_{nr} \sim 0,9261\% \text{ от } \rho_{edm} \sim 0,002315268 \sum \rho_e \Omega = 0,002315268$$

Суммарная энергетическая плотность Вселенной в LT составит [13, 20, 21]:

$$\sum \rho_e = 4\rho_{edm} = 16\pi H^2c^2 = 16\pi c^2/t^2 \quad m^5s^{-4} \text{ в } 1 m^3 \Omega = 1,000000 \{ \Omega = 1,0000 \}$$

⁴анализ размерностей в LT даёт в этой системе для гравитационной постоянной $G = 1/4\pi$ и при $G = 6,67384 \cdot 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2}$, $1kg = 4\pi G = 8,386595 \cdot 10^{-10} m^3 s^{-2}$; то есть для того, чтобы перевести размерности из SI (MLT) в LT надо их умножить на $4\pi G m^3 s^{-2}$; и, соответственно, размерность энергии в LT будет $m^5 s^{-4}$, а мощность имеет размерность $m^5 s^{-5}$.



Энергия Вселенной в объёме 1m^3 в 1s , то есть мощность Вселенной τ равна:

$$\tau = \sum \rho_e t = 16\pi H c^2 = 16\pi c^2/t = \text{constant} m^5 s^{-4} \text{ в } 1\text{m}^3 \text{ в } 1\text{s}.$$

4 Постоянная Планка и планковские величины.

Известно, что постоянная Планка (Planck constant), равная $h = 6,626070040 \cdot 10^{-34} \text{J s}$ (CODATA- 2014), является основной константой квантовой теории - физики микромира, связывая величину кванта энергии с его частотой.

По примеру М. Планка, и в нашей парадигме, есть возможность установить “планковские” единицы из соображений размерности, сферического стока и истока материи в Космосе с абсолютной величиной энергии $\tau = 16\pi H c^2$ ($m^5 s^{-4}$) в 1m^{-3} в 1s , т.е. мощностью, и с соответствующим энергетическим потенциалом $c^2(m^2 s^{-2})$. Действительно, в системе размерностей ЛТ, (если принять в качестве фундаментальных физических постоянных h, H, c , при мощности материально-энергетического тока в Космосе $\tau = 16\pi H c^2$), планковские единицы равны:

$$t_P = \frac{\tau}{8\pi^2 c^5} = 2H/\pi c^3 \quad (s)$$

$$l_P = \frac{\tau}{8\pi^2 c^4} = 2H/\pi c^2 \quad (m)$$

$$m_P = \frac{\tau}{2\pi c^2} = 8H \quad (m^3 s^{-2})$$

$$E_P = m_P c^2 = \frac{\tau}{2\pi} = 8H c^2 \quad (m^5 s^{-4})$$

$T_P = E_P/k_{LT} = 8H c^2/k_{LT}$ – планковская температура в ЛТ.

$N = E_P/t_P = 4\pi c^5 (m^5 s^{-5} \text{ в } t_P) = \text{constant}$ – мощность движения Космоса в планковской системе единиц.

$\tau = \sum \rho_e t = 16\pi H c^2 = 16\pi c^2/t = \text{constant} (m^5 s^{-4} \text{ в } 1\text{m}^3 \text{ в } 1\text{s})$ – мощность движения Космоса в ЛТ, где c – скорость света, $k_{LT} = k \cdot 4\pi G$ – постоянная Больцмана в ЛТ, t – время расширения Вселенной.

5 Фундаментальная связь постоянных Планка и Хаббла.

При определённых выше энергетической плотности Вселенной и соответствующем энергетическом потенциале, сферическом стоке материи и евклидовой геометрии Космоса за время Планка t_P однозначно и необходимо образуется квант материи-энергии:

$$h_{LT} = \tau \cdot t_P = 32H^2/c \quad m^5 s^{-3} = \text{постоянная Планка в ЛТ!}$$



В “нашей” системе размерностей MLT постоянная Планка h равна (например, из равенства значения времени и длины Планка для рассматриваемых систем размерностей): $h = 8H^2/G\pi c$, (а приведённая постоянная Планка $\hbar = h/2\pi = 4H^2/G\pi^2 c$)

Физический смысл постоянной Планка — энергия, “генерируемая” в Космосе, в единице объёма 1 м^3 в единицу времени Планка t_P , то есть абсолютная мощность энергии Космоса в планковской системе единиц.

С этой точки зрения соотношения неопределённостей Гейзенберга для координаты и импульса и энергии и времени, выражаемые формулами:

$$\Delta x \Delta p_x \geq \hbar = h/(2\pi), \quad \Delta E \Delta t \geq \hbar,$$

являются соотношениями, показывающими, что минимально возможная в природе работа-энергия не может быть менее постоянной Планка.

6 Постоянная тонкой структуры.

Ричард Фейнман называл постоянную тонкой структуры “одной из величайших проклятых тайн физики: магическое число, которое приходит к нам без какого-либо понимания его человеком”.

Постоянная тонкой структуры α введена А.Зоммерфельдом как $\alpha = 2\pi e^2/hc$, где e — элементарный электрический заряд, h — постоянная Планка, c — скорость света.

Позже, в 1919 году, в своей монографии “Строение атома и спектры” А.Зоммерфельд находит значение постоянной тонкой структуры α как отношение скорости электрона v_1 на первой боровской орбите атома водорода к скорости света c , как и принято в современной классической физике:

$$\alpha = v_1/c = 1/137,03599 = 7,2973525 \cdot 10^{-3}.$$

В нашей парадигме, соответственно, отношение квадратов этих скоростей как отношение разницы энергетических потенциалов

$$v_1^2/c^2 = \Delta\varphi_1/\Delta\varphi_0 = \alpha^2.$$

Эти отношения можно написать для всех энергетических уровней атома водорода: $v_n^2/c^2 = \Delta\varphi_n/\Delta\varphi_0 = r_e/r_n = (\alpha/n)^2$, тогда отношение площади сферы электрона к площади сферы с Боровским радиусом $S_e/S_1 = \alpha^4$ и отношение соответствующих объёмов $V_e/V_1 = \alpha^6$.

Отношение плотности энергии в электроне к плотности энергии в протоне равно $\rho_e/\rho_p = \alpha^2 \Delta\varphi_e/\Delta\varphi_p$, где $\Delta\varphi_e = c^2$ и $\Delta\varphi_p = 3,188855 \cdot c^2$ — энергетические потенциалы на поверхностях электрона и протона соответственно.



Для боровской орбиты $\Delta\varphi_1/\Delta\varphi_p = \alpha^2/3, 188855$. Следовательно, при постоянном материальном потоке в процессе стока или истока материи изменение плотности барионной энергии в единицу времени составляет α^2 , что указывает на то, что физический смысл постоянной тонкой структуры – энергетический.

С другой стороны, из формулы (5), постоянная тонкой структуры равна

$$\alpha = \frac{4\pi E_p \tau}{aS}, \text{ где } E_p = m_p c^2 \text{ – энергия протона.}$$

Интересно отметить, что плотность энергии реликтового излучения ε_r , о чём указано выше, равна энергии ионизации атома водорода ε_i , делённой на квадрат постоянной тонкой структуры: $\varepsilon_r = \varepsilon_i/\alpha^2$.

Согласно излагаемой научной парадигмы движение материи как способ существования Космоса – это периодический сток-исток (конвергенция-дивергенция) - динамическое материально-энергетическое “мерцание” - “пульсация” с частотой Планка, то есть процесс “образования” видимой барионной материи и её обратное превращение в “тёмную материю”-энергию Космоса, в ходе которого поглощаются и излучаются фотоны-кванты излучения по спектру близкому к излучению абсолютно чёрного тела.

Удивительно, что плотность энергии ε излучения (стока-истока) материи Вселенной (атомов водорода и гелия) равна $\varepsilon = h\nu/\alpha = h/H\alpha = \varepsilon_r$ - плотности энергии реликтового излучения!

где h – постоянная Планка, ν – частота, равная $t = 1/H = 0, 4382721 \cdot 10^{18} s^{-1}$, H – постоянная Хаббла, α – постоянная тонкой структуры.

Можно записать $\varepsilon_r = h/H\alpha = 32H/\alpha c = 32/\alpha ct = 32/\alpha R$, где R – радиус Вселенной.

7 Постоянная Ридберга.

Постоянная Ридберга (Rydberg constant) R_∞ – фундаментальная физическая постоянная, введённая эмпирически шведским ученым Йоханнесом Робертом Ридбергом в 1890 году при изучении спектров излучения атомов, равная $R_\infty = \alpha^2 m_e c / 2h = 10973731, 586508 m^{-1}$, $R_\infty c = 3, 289841964 \cdot 10^{15} Hz$, $R_\infty hc = R_y = 2, 179872325 \cdot 10^{-18} J (kgm^2s^{-2})$ (CODATA 2014).

Постоянная Ридберга R – это: 1) предельное значение наивысшего волнового числа любого фотона, который может быть испущен атомом водорода, 2) волновое число фотона с наименьшей энергией, способного ионизировать атом водорода в его основном состоянии.

R_y – Ридберг – единица измерения энергии, соответствующая энергии фотона, волновое число которого равно постоянной Ридберга, т. е. энергии ионизации атома водорода.



В системе ЛТ можно записать: $R_y/R_\infty = h_{LT}c = 32H^2$, где H – постоянная Хаббла.

8 Реликтовое излучение.

Известно, что реликтовое излучение (РИ) (лат. relictum) - Cosmic microwave background radiation (СМВ) – космическое сверхвысокочастотное фоновое тепловое излучение, которое равномерно заполняет Космос. РИ (СМВ) обладает высокой степенью изотропности и спектром, свойственным для абсолютно черного тела с температурой $T_0 = 2,72548\text{К}$. Максимум РИ (СМВ) по закону Вина приходится на частоту $\nu = 160,4 \text{ ГГц} = 160,4 \cdot 10^9 \text{с}^{-1}$, что соответствует длине волны $\lambda = 1,87\text{мм} = 1,87 \cdot 10^{-3}\text{м}$. ($\nu\lambda = c$). Оно изотропно с точностью до 0,01 %. Дипольная анизотропия (разница между наиболее холодной и горячей областью составляет $\sim 6,706\text{мК}$), вызванную доплеровским смещением частоты излучения из-за нашей собственной скорости относительно системы отсчёта, связанной с РИ (СМВ). Красное смещение для РИ (СМВ) ~ 1000 .

Плотность энергии РИ (СМВ) составляет $0,25\text{eV}/\text{см}^3 = 4 \cdot 10^{-14}\text{J}/\text{м}^3$ или $\sim 400 - 500$ фотонов/ см^3 (~ 412 фотонов/ см^3).

Известно, что длина волны, при которой энергия излучения абсолютно черного тела максимальна, определяется законом смещения Вина (Wilhelm Wien):

$$\lambda_{max} = 0,00289776829/T = 2,89776829 \cdot 10^{-3}/T,$$

где T – температура в кельвинах, λ_{max} – длина волны с максимальной интенсивностью в m .

Закон Вина в общем виде записывается как $\lambda_{max} = b/T$, где $b = ch/k\alpha_W$, тогда

$$\lambda_{max} = ch/\alpha_W kT, \text{ откуда } h = \lambda_{max}\alpha_W kT/c = \alpha_W kT/\nu_{max},$$

$$ch = \lambda_{max}\alpha_W kT \text{ и } h\nu_{max} = \alpha_W kT, \text{ (в } MLLT),$$

где c – скорость света, h – постоянная Планка, $k = 1,38064852 \cdot 10^{-23}\text{J}/\text{K} = 1,38064852 \cdot 10^{-23}\text{kgm}^2/\text{s}^2/\text{K}$ – постоянная Больцмана, $\alpha_W \sim 2,821439\dots$ (корень уравнения $\alpha_W/3 = 1 - e^{-\alpha}$) – постоянная Вина.

Если постоянная Планка – мощность Космоса, т.е. энергия Космоса в единицу времени Планка, то мощность умноженная на время t даст энергию Космоса в 1 с в 1 м^3 , то есть мощность – плотность энергии Космоса. Достаточно разделить её на постоянную тонкой структуры – мы должны получить плотность энергии РИ (СМВ). Действительно, $\varepsilon_r = ht/\alpha = h/H\alpha$.

Если происходит сток, – должно происходить и излучение: согласно экспериментальным данным во Вселенной на 1 нуклон-ядро атома - протон приходится 10^9 фотонов. Энергия 1 фотона максимума РИ (СМВ) с частотой



$\nu = 160,4$ ГГц $= 1,604 \cdot 10^{11} s^{-1}$ равна $\varepsilon_{max} = h\nu = 1,06282 \cdot 10^{-22} kgm^2/s^2$. Количество фотонов в $1 sm^3$ оценивается в 400-412 фотонов ($400-412 \cdot 10^6$ фотонов в $1m^3$), энергия которых равна $\varepsilon_\gamma = 1,06282 \cdot 10^{-22} kgm^2/s^2 \cdot 400 \cdot 10^6 = 4,25128 \cdot 10^{-14} J$. Возьмём для оценки среднюю энергию в 65% от максимальной $\varepsilon_{max} \cdot 0,65 \sim \varepsilon = 6,9 \cdot 10^{-24} kgm^2/s^2$. При плотности вещества во Вселенной $\rho_c \sim 1,0005 \cdot 10^{-26} kg/m^3$, что составляет $\sim 6(0,597)$ нуклонов в $1m^3$, плотность энергии излучения фотонов при “пульсации” вещества составит $4,12 \cdot 10^{-14} J/m^3$, что практически равно экспериментальной энергетической плотности РИ, равному $\varepsilon_r = 4,005 \cdot 10^{-14} J/m^3$.

Из вышеизложенных соображений, необходимо сделать вывод, что так называемое “реликтовое” излучение – это “сегодняшнее” излучение периодически “пульсирующих”, энергетически “осциллирующих”, атомов водорода и гелия (точнее ~ 6 нуклонов в $1m^3$), из которых состоит почти вся материальная Вселенная.

9 Заключение.

Исходя из вышеизложенного, связь между всеми фундаментальными константами нашего мира: постоянной Хаббла H , постоянной Планка h , временем “расширения” Вселенной t , скоростью света c , постоянной тонкой структуры α , постоянной Ридберга R_∞ и абсолютной температурой-энергией “реликтового” излучения T_r , и мощностью Космоса τ в системе размерностей LT можно записать следующим образом:

$$h = \tau pt = 32H^2/c = 32/ct^2 = H\alpha\varepsilon_r = \alpha\varepsilon_r/t = R_y/cR_\infty$$

или $hc = \tau tpc = 32H^2 = 32/t^2 = H\alpha\varepsilon_rc = \alpha\varepsilon_rc/t = R_y/R_\infty = H\alpha c n k T_r = 4\pi G \lambda_{max} \alpha_W k T_r$, откуда, $ht = \alpha\varepsilon_r$, $\varepsilon_r = h/H\alpha = 32H/\alpha c = 32/\alpha ct = 32/\alpha R$, $\alpha = h/H\varepsilon_r$, $c = 32H^2/h = 32/ht^2$, $c^2 = 32^2 H^4/h^2$, где H – постоянная Хаббла, t – время расширения – возраст Вселенной, R – радиус Вселенной, $t_P = 2H/\pi c^3$ – время Планка, h – постоянная Планка, c – скорость света, G – гравитационная постоянная, k – постоянная Больцмана, $\varepsilon_r = nkT$ – энергетическая плотность реликтового излучения РИ (СМВ), $\alpha = 1/137,03599... = 7,2973525 \cdot 10^{-3}$ – постоянная тонкой структуры, R_∞ – постоянная Ридберга (Rydberg constant), R_y – Ридберг – единица измерения энергии, соответствующая энергии фотона, волновое число которого равно постоянной Ридберга, т. е. энергии ионизации атома водорода, T_r – абсолютная температура РИ (СМВ) в кельвинах К, λ_{max} – длина волны РИ (СМВ) с максимальной интенсивностью в м, ν_{max} – частота волны РИ (СМВ) в s^{-1} , ($\lambda_{max} \cdot \nu_{max} = c$), $\tau = 16\pi H c^2 = \text{constant}$ ($m^5 s^{-4}$, в $1m^3$ в $1s$) – мощность движения Космоса, $4\pi G$ – коэффициент перевода из системы размерностей LT в MLT: $[LT] = 4\pi G \cdot [1kg MLT]$, $\alpha_W \sim 2,821439...$ (корень уравнения $\alpha_W/3 = 1 - e^{-\alpha}$) – постоянная В.Вина (Wilhelm Wien).



Литература

- [1] Эйнштейн А СНТ т.2 М.: Наука
- [2] Верховданов О В Космологические результаты миссии “Планк”. Сравнение с WMAP и ВИСЕР2” УФН 186 3 (2016)
- [3] Планк М Избранные труды. М.: Наука, 1975 (с.650 – 666)
- [4] Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP1) Observations: Sky Maps, Systematic Errors, and Basic Results.
- [5] The Cosmological Parameters // In:J.Beringer et al. (Particle Data Group), Review of Particle Properties .Phys. Rev.D86,010001 (2012)
- [6] Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. Planck Collaboration
- [7] Дюкас Э, Хофман Б. Альберт Эйнштейн как человек Albert Einstein: the Human Side.
- [8] Кузнецов Б Г Эйнштейн. Жизнь. Смерть. Бессмертие. - 5-е изд., - М.: Наука, 1980. с. 540-541
- [9] Поль Дирак Воспоминания о необычайной эпохе.— М.: Наука, 1990 ISBN 5-02-014344-8
- [10] Planck Collaboration (2015), Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters (PDF, p32, T4, Age/Gyr)., arXiv:1502.01589
- [11] Lawrence, C. R. Planck 2015 Results (18 March 2015).
- [12] Fixsen, D. J. The Temperature of the Cosmic Microwave Background // Astrophysical Journal. 2009. Т.7 07. с. 916- 920. DOI:10.1088/0004-637X/707/2/91. Bibcode: 2009 ApJ...707..916F. ArXiv:0911.1955
- [13] Никитин А.П. О фундаментальной связи постоянных Планка и Хаббла. Метафизика №4(26) (2017) с.153-160. <http://lib.rudn.ru/35>
- [14] Никитин А.П. Новая научная парадигма. Проблемы исследования Вселенной, т.38, №1 (2018), с.217, http://scicom.ru/files/journals/piv/volume38/piv_vol38_issue1.pdf
- [15] Никитин А.П. Космофизика. Сложные системы №3(28) 2018. <https://elibrary.ru/item.asp?id=36286910>



СТУПЕНЬКИ ФРАКТАЛЬНЫХ УСЛОЖНЕНИЙ КАК КЛЮЧ К НЕЙРОБИОЛОГИЧЕСКОЙ РАСШИФРОВКЕ МЕХАНИЗМА И ИЗЛЕЧЕНИЯ НЕВРОЗОВ, РАСТРОЙСТВ ЛИЧНОСТИ, ПСИХОЗОВ

А.М. Тараненко

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия
taranenko1@rambler.ru

1 Горячая актуальность темы нейрофракталов

Математики, строящие предсказания для восходящей ветви мировой экономической динамики, ожидают, что рецессия экономик сменится на рост **исключительно** за счет 6й волны Кондратьевского технологического цикла, “НаноБиоИнфоКогнито” [1], она создаст новые области потребления и спроса, которые приведут к смене рецессии мировой экономики, нынешней новой “великой депрессии” - на рост до 2050г. [1]. Начало 6й волны относят к 2013г., а начало 5й волны предыдущего цикла микроэлектроники и технологий коммуникаций – к 1982г. В 6й волне важную роль будет играть **конвергенция** наук [2] в НБИК. Нам представляется, что это произойдет за счет новой парадигмы в обработке и модельной расшифровке экспериментальных данных - фракталы и гиперпространства. Обоснованием этому утверждению служит то, что моделирование космологических, экономических, био- и когнитивных процессов приводит исследователей к сходным новым фрактальным и **сложнотопологическим** методам расшифровки пространственной и временной организации процессов. Наша работа дает прорывной фрактально-**многогенераторный** подход для четверки (1) применение молекулярных нанолечарств, (2) расшифровка болезней, (3) биоинформатика - поиск, накопление, организация и обработка данных и их моделирование, расшифровка **триггеров** динамики, (4) расшифровка болезней мозга и схем их лечения через **нейрофракталы**. По нашему мнению, именно эта четверка вскрывает “общие принципы **управления** ментальными процессами” [2], с целью **прорыва** в технологиях искусственного интеллекта, которые есть корень прорыва в НБИК. Решающее технологическое соревнование США, ЕС, КНР, РФ происходит именно в этих технологиях, кто победит, за теми будущее. Здесь конкурируют два подхода – экстенсивный, изобретение все более мощных суперкомпьютеров, охват неаналитическим, нейросетевым обучением на **сверх-больших выборках** массивов данных для миллиардов людей, или для стай тысяч и миллионов дронов, и интенсивный, построение топологически ориентированных аналитических методов. Фракталы это пример конвергенции



топологии и алгебры. Пропасти же между этими двумя крайностями, нейросетями и фрактальными моделями, по нашему мнению - нет. Многослойные сети, лежащие в основе нейросетей, описываются алгеброй матричного умножения для слоев сети, как структур с **переменной** топологией. Ввиду перемножения сеть это усилитель, генератор, они изучены в электронике, био- или когнитивных науках. Для таких усилителей известны бифуркационные и фрактальные методы изучения, и получаемый при их помощи зоопарк топологий [3-4] для правильных (**периодических**) или для неправильных, **хаотических**, фрактальных режимов временного и пространственного поведения. Т.о., модельные нейрофракталы “объясняют” нейросети.

2 Новизна работы. Модель

В этой работе мы покажем, что выраженные изменения, **скачки** фрактальной пространственной и временной (ΦP) плотности в 3х-4х главных отделах нервной системы, “тройке-четверке” (вегетативной системе, стволе, лимбике, коре), позволяют вскрыть биомедицинский, биофизический, и топологический (**N**) **механизм** (1) тревоги и депрессии, посттравматического стрессового расстройства, (2) аутизма, (3) истерического и так называемого ананкастного синдрома, психопатии, (4) шизофрении, и др. психозов. Эту четверку назовем **универсальной линейкой** фрактальных **нейроболезней**. Биоинформационная расшифровка данных для четверки “зоопарка” $\Phi P_{-1,-2,-3,-4}$ электроэнцефалограмм (ЭЭГ) мозга (шок, спячка, нейровоспаление, аутоиммунное поражение мозга), 4х типовых ступенчатых изменений **плотности ткани** мозга при различных перечисленных выше болезнях, типовых 4х ступенчатых **скачков** ключевых **гормонов** и нейротрансмиттеров мозга и организма, типовых четырех **процентных соотношений** дельта, тета, альфа, бета, гамма ритмов в 3х отделах мозга, привели нас к построению 2-4 генераторной модели мозга [4]. Скачки **размерности** $\Phi P_{-1,-2,-3,-4}$ временных **фракталов** в такой модели приводят к “каскаду вниз” уплощения, дегенерации когнитивной работы мозга [3-4]. А применение четверки простых химических лекарств естественного происхождения, позволяет управлять нейрорегенеративными процессами $\Phi P_{+1,+2,+3,+4}$ и излечением всего спектра, линейки болезней мозга. В т.ч. тяжелых, психотических. Клинические предпосылки этих прорывов мы взяли из литературы [5] и ряда наших кейсовых исследований 2007-2021г.г.

3 Перевод высказанных терминов нейронаук и хода решения задачи на язык для неспециалистов

Проведенная расшифровка позволяет на простом языке сформулировать, как отвечает мозг на требования когнитивной работы, к которым он не готов, как



он срывается в решении когнитивных задач и заболевает. Мозгом управляют механизмы сознания и самосознания, они важны для четкого развития и формирования личности, активной позиции, ответственности, собранности, освоения 4х **ступеней** сложности когнитивных задач. Собранности и сознанию отвечает **с-троение** трех отделов мозга, на языке генераторов это означает **ненарушенное** взаимодействие “нижнего” генератора Г1 (ганглии вегетативной нервной системы в стволе, гиппокамп, таламус), и “верхнего” генератора Г2 (префронтальная и лобная кора, височная и теменная кора), тогда возникает “хорошая” [3] топологическая размерность $N=3-6$ машины смыслов, в частности, для этого требуется ненарушенная масса миндалины, участка **связи** Г1 и Г2. Клинически показано, что даже шизофрения - это болезнь нарушения механизма сознания. В таком состоянии мозг пытается решать задачи более высокой сложности, но глубина **продуктивной** фантазии у него снижена, за счет срыва сознательного когнитивного контроля, коры на подкорку и тело, сужается **диапазон** “поисковых” бета и гамма частот мозга, фантазия компенсируется за счет нарушенных механизмов фантазирования, “плохого” усложнения фракталов [3-4]. У такого человека нарушен механизм сна, увеличены тета-ритмы мозга [5], это означает, что бодрствование имеет аспекты сна наяву, генератор Г2 “забивает” генератор Г1. Лечение механизмов сна цитокинами, которые управляют ревитализацией мозга, исправляют **потерю плотности** тканями мозга, оно показало некие первые надежды в лечении шизофрении [5]. Но есть данные, что у большого процента шизофреников мозг **самостоятельно**, с лекарствами или без, восстанавливает массу, которую он терял на первых годах болезни, но это не приводит к исцелению. Нам представляются более глубинными методы окситерапии (см.[4]), которые не просто восстанавливают массу мозга, а активируют параллельно и в 4 этапа [4] его **поисковую** активность. Это приводит к “качественному” восстановлению массы мозга. Дело в том, что обучение мозга идет через образование запоминающих замкнутых петель из многих **вставочных** интернейронов, и одни петли надо “зачеркнуть”, другие заново образовать или отремонтировать. Это не достижимо чисто биохимически, а требует участия переобучения. Имеются данные для окситерапии летчиков и диспетчеров, с участием методик переобучения. Быстрые полетные задачи означают срыв мозга на бета и гамма частотах, **подобный** проблемам при шизофрении. По нашему мнению, окситерапия при помощи ряда взаимозаменяемых методик [4] должна включить так называемый ген ГИФ – фактора, отвечающий за защиту клеток от так называемого **окислительного стресса** ОС-1 и ОС-2 и **воспалительного стресса**, ВС-1, и ВС-2 (аутоиммунный) (см.рис.1) у когнитивных перегрузок так называемым СОД, детоксикатором нейронов [4]. Это позволяет повысить “хорошую” размерность N с 3-4 до 11-12, до нормы. Генераторы Г1 и Г2 описывают структуры (например, префронтальную кору



и гиппокамп, либо же левые и правые доли коры и лимбика), у которых **две половинки** - познание в **пространстве** и познание в **области смыслов**. При перегрузке и необученности мозга провал успеха одной половинки тянет за собой провал другой, и размерность N системы двух генераторов снижается. При успехе в одной подсистеме она запускает старт другой, как бы преодоление “трения покоя” при толкании тяжелого вагона. Это дает размерность N не 6, а 12. Хорошо известно, что обучение тела двигательным автоматизмам может повышать находчивость мозга, обученная двигательная половина раскачивает смысловую, и наоборот. Для лечения непсихотических заболеваний, неврозов и психопатий [6] успешно применяются методы когнитивно-поведенческой терапии. Они основаны, по нашему мнению, на вышеописанном переобучении нейронов. Восстановление вставочных интернейронов требует сперва уменьшить повреждения от воспалительного стресса, или развернуть его на ревитализацию нейронов. Это требует, по нашим наблюдениям на

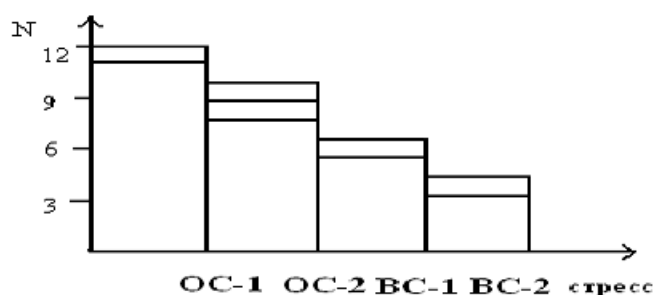


Рис. 1: Снижение размерности системы N для различных стадий окислительного стресса.

кейсах обучения простым, но нагрузочным алгоритмам, например, 80 пролетов лестниц высокоэтажки, под контролем пульса, давления, и при принятии естественных антиоксидантов и противовоспалительных веществ [4], и роли термических водных (15мин-час) и воздушных ($5^0 - 19^0$ С, 1-2ч.) закалочных процедур. Это, в синергии, может вызывать так называемый эффект прекодиционирования [4] с ролью ГИФ-фактора.

4. *Универсальная 4-линейка болезней мозга.* (1) **Тревога**, по нашему мнению, связана с неумением **ставить вопросы** к задаче (Полья). Новые задачи требуют новых вопросов. Логик-инсайтолог Полья считал что решение задач имеет 4 этапа, топологического или аналитического **достроения** схемы задачи. (2) **Аутизм** связан не с нарушением когнитивных функций, а с **дефицитом** коммуникаций с обучающими преодолению когнитивных стрессов коучами. Тем не менее, это приводит к взрыву развития центра фантастики в префронтальной коре, и росту ее массы, что может подавлять эмоциональный мозг, гиппокамп, снижать плотность его ткани (это дает механизм **депрессии**), и взрывать “плохую” фрактальную размерность $\Phi R_{-1,-2,-3,-4}$, что ведет к нейровоспалению на базе нарушения так называемого латерального



торможения в гиппокампе. Фильтр входа 5 чувств тогда снижен, торможения не хватает, мозг “перегревается”, перевозбуждается, воспаляется, плотность тканей снижается воспалением. Запущенный аутизм ведет к (3) истерии (зависимость личности от “хлопальщиков” нарушает самостоятельную собранность мозга, и его экзекьюторного отдела в лобной коре (упорство и спокойность характера)), психопатии и (4) шизофрении. При научении контакту с миром нейронарушения восстанавливаются, коуч обучает фильтру входа впечатлений и сильной обученной фантазии. Оба генератора Г1 и Г2 повышают размерность и связь между собой, и генерируют “хорошие” размерности нейрофракталов, мозг выздоравливает. В основе психопатии лежит с-троенность тревоги и выбора избегающего поведения от решения задачи, и ананкастного поведения, страха полноценной когнитивной нагрузки для добросовестного решения задач. Выбирается воровство когнитивных решений и иных ресурсов у добросовестных решателей, появляется нейрорегородка между правым и левым полушарием мозга, или разрастание мозолистого тела, их соединяющего. Это искажает работу центра фантастики в “плохие” фракталы, что не позволяет объединиться эмоциональному мозгу и коре, “хорошая” размерность N мозга падает с 12 до 6-4, поведение подпадает под власть подсознательных автоматизмов и обучения у психопатических коучей. Оно рефлексивно, как у собак, стимул-реакция, а может быть и ниже собак, рептильно, потому что собаки эмпатичны. (4) При психозах нравственного эмоционального нарушения может не быть, но снижение когнитивности снижает N . Так “расшифровывается” вся 4-линейка! Летальные случаи коронавируса создает - **сходно**, за счет нейровоспаления, снижения N , схема лечения та же!

Литература

- [1] Акаев А., Коротаев А. Шестой большой цикл Кондратьева в развитии мировой экономики вступает в силу. <https://m.polit.ru/article/2016/06/14/kondratiev/> 14.6.2016.
- [2] Асеева И.А., Пащенко Е.Н. НБИК-технологии в инновационной цивилизации: проблемы формирования общественного мнения. // Социология и управление. 2014. Том 1, вып. №1. DOI: 10.18413/2408-9338-2014-1-1-36-45.
- [3] Тараненко А.М. “Плохой” и “хороший” рост фрактальной размерности и размерности гиперпространств как язык описания обострения болезни и выхода из нее. // М-лы XVI Междун. конф. “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2020) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. Москва, 2020, 162с. — С. 77-82.
- [4] Тараненко А.М. Четыре ступени окситерапии для поэтапной смены фрактальности нейроосцилляций. // Естественные и технические науки”. 2020. Т.150, № 12. — С.34-38, DOI: 10.25633/ETN.2020.12.05,



<https://yadi.sk/d/zMM9v7PsFLPbAQ> .

- [5] Воронов А.А., Пухкало К.В., Савин К.А., Ярош С.В. Редукция (обратное развитие) дефектной симптоматики как результат длительного применения цитокинов на примере пациентов, страдающих простой формой шизофрении (доказательная психиатрия). // Академический журнал Западной Сибири. 2018. Т.6 (77). — С.19-33.
- [6] Кент А. Кил Психопаты. Достоверный рассказ о людях без жалости, без совести, без раскаяния. Kent A. Kiehl PhD The PSYCHOPATH WHISPERER. The Science of Those Without Conscience Copyright ©2014 by Kent A. Kiehl ©Перевод и издание на русском языке, ЗАО “Издательство Центрполиграф”, 2015, 319с.



ВОЗМОЖНАЯ ОСНОВА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ФИНСЛЕРОВЫХ МЕТРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ

С.В. Лебедев

НИИ ГСГФ, МГТУ им. Н.Э. Баумана, Россия

Линейная однородность финслеровых метрических функций и «аддитивность» метрики – основные требования к финслеровой геометрии. Анализ линейной однородности финслеровых функций приводит к выводу о суперпозиции нескольких однородных качеств (с образованием итогового результата того же качества) как источнику финслеровых свойств; количество однородных качеств составляет размерность финслерова пространства; линейная однородность есть прямое следствие «анализа размерностей». Приводится пример образования 2-мерных и 3-мерных финслеровых функций, возникающий при анализе художественных текстов.



НООСФЕРА КАК ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ ЛИНЗА

В.В. Пяткин

*МИРЭА – Российский технологический университет
Институт информационных технологий Кафедра практической и прикладной
информатики pvv3773@mail.ru*

*Будущее наступает тогда, когда появляются следствия, вызванные
первоначальной причиной*

Н.А. Козырев

В своих публикациях Д.Г. Павлов выдвигает гипотезу о том, что фундаментальным элементом мироздания является не элементарная частица, а одиночное (точечное) материальное событие, порождающее в свою очередь по аналогии с элементарными частицами, поле, названное гиперболическим, силовые линии которого заполняют собой пространство-время.

Под точечным элементарным событием понимается пространственно-временная сингулярность с разрядами, являющимися аналогами зарядов у элементарных частиц.

“1. Источниками гиперболического поля оказываются не элементарные частицы, как это имело место в случае электрического поля, а точечные события в пространстве-времени, при этом место зарядов занимают разряды.

2. Напряженность поля, порождаемого разрядами, имеет гиперболический характер, то есть силовые линии заполняют собой не пространство, а пространство-время, при этом эквипотенциальные линии поля (в случае двух измерений) являются гиперболами.” [1].

Предполагается также, что разряды характеризуются величиной полной энергии и могут быть не только положительными и отрицательными, но и вещественными мнимыми и гиперкомплексными величинами.

“Разряды гиперболического поля могут быть не только положительными или отрицательными, но вещественными, мнимыми и гиперкомплексными величинами.” [1].

Это предположение, основанное на фундаментальных теоретических математических построениях, по всей видимости, в полной мере пока не раскрыто и по-видимому нуждается в дальнейших интерпретациях и рискну предположить может быть непосредственно связано с видами событий или с их природой (материальной, энергетической или даже “чисто” информационной).

Гипотеза гиперболического поля предполагает, что его источником являются *точечные события в пространстве-времени*, а разряды, порождающие



гиперболическое поле, возникают в связи переходом энергии из одной формы в другую, которое и является собственно точечным (одиначным или элементарным) материальным событием.

Рассматривая событие как изменение формы энергии можно прийти к выводу, что эти явления могут относиться не только к непосредственно материальным объектам элементарным частицам, планетам, звёздам и т.п. Например, многими учёными давно высказываются идеи о связи энергии информации и энтропии, а недавно появились публикации в которых рассказывается о передаче энергии системе исключительно за счёт информационного воздействия. Подобная возможность описывается, например, в публикации “*Информационный тепловой двигатель: преобразование информации в энергию с помощью управления с обратной связью*” (*Information heat engine: converting information to energy by feedback control*) [2] Таким образом, можно предположить, что информационные процессы, то есть процессы связанные с получением, обработкой, преобразованием и передачей информации, также могут приводить к переходам энергии из одних форм в другие. Следовательно, основываясь на представлениях о связи материи энергии и информации, можно сделать вывод, что поскольку информационные процессы могут приводить к переходу энергии из одной формы в другую, то эти же информационные процессы могут представлять собой потоки таких же (в том смысле что их тоже можно считать событиями – источниками гиперболических полей) событий или разрядов порождающих гиперболические поля, так же как и в случае с чисто материальными точечными событиями.

В свою очередь связь энергии информации и энтропии позволяет предположить, что в дальнейшем, будет возможно обобщить предположения относительно существования гиперболического поля и на события как понятие теории систем, определяющая как *явление*, состоящее в существенном (качественном) изменении состояния объекта (например, фазовый переход — изменение агрегатного состояния вещества). Рассматривая событие с точки зрения теории систем, можно прийти к выводу, что событие неизбежно приводит к изменению состояния системы, а, следовательно, с одной стороны, имеет информационную составляющую в виде информации об изменении её структуры, а с другой может быть связана с возможным изменением энергетического состояния системы.

На мой взгляд, понимание материальных событий как элементарной основы мироздания и источников гиперболических полей открывает достаточно широкие перспективы не только для дальнейших теоретических построений, о которых Д.Г. Павлов пишет: “*У нас появляется возможность говорить о гиперболических источниках и стоках, гиперболических вихрях и вихреисточниках, мультиполях, гиперболической функции Жуковского и т. д. и т. п.*” [3], но и для их практических и прикладных интерпретаций. Предпо-



лагаю, что в рамках гипотезы гиперболического поля можно будет дать интерпретацию явлений, которым К.Г. Юнг дал название “синхронистичность” под которыми сам Юнг понимал не просто совпадение событий во времени, а относил их к любой “нефизической” (непрямой, неочевидной) взаимосвязи событий.

Развитие гипотезы гиперболического поля привело к концепции гиперболической линзы, которая могла бы фокусировать гиперболические поля по аналогии с обычной линзой фокусирующей световой поток. Д.Г. Павлов описывает гиперболическую линзу следующим образом: *“Основное отличие гиперболической линзы от оптической заключается в том, что вместо электромагнитного в роли фокусируемого поля выступит гиперболическое поле, а вместо оптической линзы должна выступить четырехмерная область пространства-времени, имеющая заранее просчитанные границы и физические свойства, отличные от свойств окружающей среды. Другими словами, идея заключается в том, чтобы, пользуясь предполагаемыми свойствами гиперболического поля, описанными выше, заставить его “силовые линии”, испущенные некоторым далеким, но сильным источником сфокусироваться в пространстве-времени за “линзой” [4].*

Если можно распространить идею гиперболического поля на события связанные получением преобразованием и передачей информации (информационными событиями), то на них также возможно распространить и идею гиперболической линзы. В таком случае можно предположить возможность формирования гиперболической линзы на основе информационных событий.

Возникает вопрос, какие аргументы кроме теоретических, можно привести в защиту идеи возможности формирования гиперболической линзы на основе информационных событий? Экспериментально сформировать такую линзу достаточно проблематично по многим причинам, связанным с недооформленностью концепции, сложности математического аппарата и т.д. В то же время есть ещё один вариант – Если это явление теоретически предсказано, необходимо выяснить наблюдается ли оно в окружающем мире и в чём заключаются его проявления? Поскольку информация связана с материальными явлениями и существует повсеместно, то и гиперболические линзы на их основе могут возникать где угодно? Где же в природе искать такие линзы?

Относительно проявления гиперболических линз из информационных событий в окружающей реальности рискну предположить, что наиболее ярким примером может являться сфера, где наиболее интенсивно протекают информационные процессы, например человеческое общество, распределённое на поверхности планеты. Представляется, что в настоящий момент именно в границах этой пространственно – временной области наиболее интенсивно протекают процессы, связанные с получением обработкой и передачей инфор-



мации. Эта мысль очевидным образом возвращает к идее Ноосферы, которая было предложено профессором математики Сорбонны Эдуардом Леруа, который трактовал её как “мыслящую” оболочку, формирующуюся человеческим сознанием. Леруа пришёл к этой идее совместно со своим другом — крупнейшим геологом и палеонтологом-эволюционистом, и католическим философом Пьером Тейяром де Шарденом основываясь на лекциях по геохимии, которые в 1922/1923 годах читал в Сорбонне Владимир Иванович Вернадский.

Можно предположить, что в Ноосфере как среде где наиболее интенсивно протекают информационные процессы (процессы получения, преобразования и передачи информации), могут сложиться условия, для формирования из информационных процессов, структур, формирующих различные гиперболические линзы. Возможно, что этим можно объяснить не только множество примеров связанных с синхронистичностью, приёма сверхсветовых сигналов и получения информации из будущего или прошлого, но и развитие цивилизации, разума и жизни в целом. На мой взгляд, развитие этих представлений в перспективе может стать основой формирования информационного общества на принципах отличных от доминирующих в настоящий момент концепций.

Литература

- [1] Павлов Д.Г. Гиперболический аналог электромагнитного поля Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, 2010, с.3-15
- [2] Information heat engine: converting information to energy by feedback control Shoichi Toyabe, Takahiro Sagawa, Masahito Ueda, Eiro Muneyuki, Masaki Sano Department of Physics, Faculty of Science and Engineering, Chuo University, Kasuga, Tokyo 112-8551, Japan Department of Physics, Graduate School of Science, University of Tokyo, Hongo, Tokyo 113-0033, Japan
- [3] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. h -голоморфные функции двойной переменной и их приложения, Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, 2010, с. 44-77
- [4] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая “статика” в пространстве-времени Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(21), том 11, 2014, с.4-20

УДК 530.12(063)
ББК 22.313я431
Ф60

Материалы XVII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2021) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2021 — 124 стр.

ISBN 978-5-4465-1195-2

Настоящий сборник содержит доклады, представленные на XVII Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2021), которая проводилась 3 – 5 декабря 2019 г. в городе Москва (Российский университет дружбы народов). Она является продолжением серии конференций проводившихся в России (2004, 2007, 2009, 2010, 2012, 2015 – 2020 гг.), Египте (2005, 2006, 2008 гг.), Румынии (2011, 2014 гг.) и Венгрии (2013 г.). Материалы данных конференций печатались в журнале «Гиперкомплексные числа в геометрии и физике». Статьи и видеозаписи выступлений можно найти на сайте <https://hypercomplex.su/>. Тематика настоящей конференции фокусирована на следующих направлениях: изучение геометрических свойств времени; финслеровы расширения геометрии; гиперкомплексные числа и функции, связанные с финслеровыми пространствами; алгебраические фракталы; экспериментальные исследования и астрофизические наблюдения, свидетельствующие о возможной анизотропии реального пространства-времени. Особое внимание уделяется геометриям с метрическими функциями Бервальда-Моора, а также исследованиям свойств гиперболического поля.

Научное издание

XVII Международная конференция
Финслеровы обобщения теории относительности

Printed by Printing house “11 format”
Varshavskoe road, 36, b.1, Moscow.
+7 (499) 788-78-56, www.avtoreferat.ru, riso@mail.ru