

Научно-исследовательский институт
гиперкомплексных систем в геометрии и физике

Учебно-научный институт гравитации и космологии
Российского университета дружбы народов

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН

XVI Международная конференция

ФИНСЛЕРОВЫ ОБОБЩЕНИЯ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

материалы конференции

14 ноября 2020 года
Фрязино, Россия

УДК 530.12(063)
ББК 22.313я431
Ф60

Материалы XVI Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2020) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. – Москва, 11-й формат, 2020 — 162 с.

ISBN 978-5-4465-1195-2

Настоящий сборник содержит доклады, представленные на XVI Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2020), которая проводилась 14 ноября 2020 г. в городе Фрязино. Конференция посвящена проблемам геометризации времени. Она является продолжением серии конференций, проводившихся в России (2004, 2007, 2009-2010, 2012, 2015-2019 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.

- © Research Institute of Hypercomplex Systems in Geometry and Physics
- © NonCommercial Foundation on Research Development in the field of Finsler Geometry “Finsler Prize”
- © Design: Panchelyuga M.S.

Содержание

| | |
|--|----|
| Д.Г. Павлов, С.С. Кокарев, И.Н. Степанов, А.Ю. Попов ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ (ПОЛЯ ВРЕМЕНИ) | 5 |
| Ю.С. Владимиров ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОГРАВИТАЦИИ И ФИНСЛЕРОВА ГЕОМЕТРИЯ | 10 |
| N.M. Glazunov LINE ANISOTROPY OF CUBIC HYPERSURFACES OVER LOCAL FIELDS | 13 |
| Y.V. Dumin ON THE UNUSUAL ROLE OF TIME IN THE UNCERTAINTY-MEDIATED COSMOLOGICAL MODEL | 14 |
| А.В. Коганов ВВЕДЕНИЕ СКРЫТЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВ ЧЕРЕЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОБЪЁМОВ | 17 |
| S. Mauburov SEARCH FOR PERIODICAL VARIATIONS OF NUCLEUS WEAK DECAY PARAMETERS | 23 |
| В.А. Коломбет, В.Н. Лесных КВАТЕРНИОННОЕ КВАНТОВАНИЕ | 24 |
| С.Ф. Левин ШКАЛЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РАССТОЯНИЙ И КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ: СТОХАСТИЧНОСТЬ, НЕАДЕКВАТНОСТЬ, АНИЗОТРОПИЯ, “РАЗЛАДКИ” И РАНГОВЫЕ ИНВЕРСИИ | 29 |
| С.И. Константинов ГЕОМЕТРИЯ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ В СВЕТЕ НОВОЙ ФИЗИКИ | 37 |
| А.Е. Pavlov REDUCED CONFORMAL GEOMETRODYNAMICS OF CLOSED MANIFOLDS | 49 |
| С.В. Петухов УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ПРАВИЛА ГЕНОМОВ ВЫСШИХ И НИЗШИХ ОРГАНИЗМОВ. АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ ГАРМОНИЯ ЖИВОЙ МАТЕРИИ И ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ПОВОРОТЫ | 54 |
| Ю.А. Портнов ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ТИПА ХОАГА В НЕОДНОРОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ | 59 |
| В.Я. Варгашкин АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ СХОДИМОСТИ РЯДА СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ЛАПЛАСА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТОЧНОСТИ ОПИСАНИЯ АНИЗОТРОПИИ МИКРОВОЛНОВОГО РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ | 63 |
| А.П. Никитин ОБЪЁМНОЕ ВРЕМЯ БАРТИНИ | 69 |
| В.В. Пяткин НООСФЕРА И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ: ВЗГЛЯД В БУДУЩЕЕ | 71 |
| А.В. Соловьев О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ КВАНТОВОЙ | |



| | |
|--|-----|
| МЕХАНИКИ В ПЛОСКИХ ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ | 75 |
| А.М. Тараненко “ПЛОХОЙ” И “ХОРОШИЙ” РОСТ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ И РАЗМЕРНОСТИ ГИПЕРПРОСТРАНСТВ КАК ЯЗЫК ОПИСАНИЯ ОБОСТРЕНИЯ БОЛЕЗНИ И ВЫХОДА ИЗ НЕЕ | 77 |
| С.В. Сипаров ИНДУКЦИЯ И ДЕДУКЦИЯ В ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ | 83 |
| В.Н. Тимофеев ПЛОСКАЯ ПЛАТФОРМА С ИСКУССТВЕННОЙ ГРАВИТАЦИЕЙ | 89 |
| В.А. Чижев О РАБОТЕ НИКЕЛЬ-ВОДОРОДНОГО КОНТЕЙНЕРА И ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ – ГИПОТЕЗА ВОЗНИКНОВЕНИЯ “СТРАННОГО” ИЗЛУЧЕНИЯ | 95 |
| А.Ф. Турбин КОНТАКТНЫЕ СУПЕРКУБЫ ДМИТРИЯ ПАВЛОВА | 112 |
| S.A. Bogachev, A.G. Kharlamov, I.A. Kishin, A.S. Kubankin, S.N. Mayburov, V.I. Tsekhosh SEARCH OF X-RAY SOLAR ACTIVITY CORRELATIONS WITH ^{55}Fe , ^{60}Co NUCLEUS DECAY RATES | 117 |
| Y.E. Pokrovsky ANISOTROPIES OF HUBBLE CONSTANT AND MATTER DENSITY IN COSMOLOGICAL DATA FOR SN IA | 126 |
| А.В. Лапшин, В.А. Панчелюга ПЕРЕСТАНОВОЧНАЯ ЭНТРОПИЯ КАК ИНСТРУМЕНТ ЛОКАЛЬНОГО АНАЛИЗА ШУМОПОДОБНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ | 128 |
| А.В. Лапшин, В.А. Панчелюга ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ ПРОЦЕССОВ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ С ПОМОЩЬЮ МЕРЫ КУЛЬБАКА . | 137 |
| В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга О СОВПАДЕНИИ СПЕКТРА ПЕРИОДОВ В ФЛУКТУАЦИЯХ СКОРОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА СО СПЕКТРАМИ НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ | 143 |
| А.Б. Молчанов ДЕКОМПАКТИФИКАЦИЯ РАССТОЯНИЙ В РЕЛЯЦИОННОМ ПОДХОДЕ | 149 |
| И.А. Бабенко ВОЗМОЖНЫЙ ЭФФЕКТ, СВЯЗЫВАЮЩИЙ ФИНСЛЕРОВУ ГЕОМЕТРИЮ И ТЕОРИЮ КАЛУЦЫ | 153 |
| Р.М. Ямалеев ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ КАК МЕТРИКУ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА | 156 |



ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ (ПОЛЯ ВРЕМЕНИ)

Д.Г. Павлов, С.С. Кокарев, И.Н. Степанов, А.Ю. Попов

geom2004@mail.ru

В работе [1] было показано, что кроме общеизвестного фундаментального решения релятивистского волнового уравнения в пространстве-времени Минковского, существует еще одно важное для физики его решение, а именно, связанное с геометрическим аналогом потенциала Ньютона для одиночной заряженной материальной точки в трехмерном евклидовом пространстве. Полученное авторами [1] решение описывает полностью сферически симметричный вариант поля, названного гиперболическим, вокруг псевдоевклидовой сферы нулевого размера, иными словами, вокруг псевдоевклидова аналога материальной точки Ньютона. Последний объект было предложено именовать материальным событием. Но поскольку материальная точка Ньютона порождает вокруг себя сферически симметричные фундаментальные поля (гравитационное, электрическое и т.п.), то логично было предположить, что и найденное новое решение в пространстве-времени Минковского так же, при определенных условиях описывает простейший вариант нового, уже четырехмерного поля, названного для определенности гиперболическим, источником которого и является одиночное материальное событие с гиперболическим зарядом.

Главное отличие материального события от понятия события, введенного в обиход физики Германом Минковским, заключается в том, что первое, в отличие от второго, не является точкой пространства-времени, а распределено по всему световому конусу. А отличие найденного нового решения от старого хорошо известного фундаментального решения, записываемого в обобщенных функциях, в том, что оно не нуждается в таких специальных функциях и является прямым четырехмерным обобщением закона Ньютона:

$$P=k\frac{Q}{S^3},$$

где P – напряженность гиперболического поля, k – новая мировая константа, Q – величина гиперболического заряда, S – интервал в пространстве-времени Минковского.

Несмотря на тривиальное написание этого нового физического закона, его смысловое содержание не такое очевидное, как у обычных законов, связанных с полями вокруг материальных точек. Однако в данной работе мы не станем



останавливаться на этом аспекте, а сосредоточимся на экспериментальном доказательстве существования гиперболического поля.

Последовательное развитие высказанной выше идеи показало, что для нового поля возможны условия, когда его четырехмерные “лучи” будут преломляться на трехмерной границе раздела двух разных по плотности сред, а при определенной геометрии границ — фокусировать его плоскопараллельный поток на гиперповерхности псевдоевклидовой сферы нулевого “радиуса”.

Были высказаны так же предположения, что гиперболическое поле тесно связано с потоком времени, в котором мы живем. Если это так, и окружающее нас время и есть простейший случай плоскопараллельного гиперболического поля, то, создав условия для его фокусировки в псевдоевклидову сферу нулевого радиуса, мы, скорее всего, увидим необычные явления вокруг этой сферы, которые можно будет зафиксировать физически. А, кроме того, это будет хороший способ генерации почти идеальных материальных событий, которые в повседневной жизни “в чистом виде” не наблюдаются или происходят очень редко. Отсюда и родилась идея эксперимента под названием “Гиперболическая линза”, о практической реализации которого речь пойдет ниже.

По аналогии с фокусировкой обычной оптической линзой плоскопараллельного электромагнитного потока, для надежд на реализацию гиперболического линзирования нам должны понадобится: мощный источник гиперболического поля (например, аналог Солнца в эксперименте с оптической линзой), большое “расстояние” (более точно интервал) до него для получения плоскопараллельного потока, сама гиперболическая линза и фокальная плоскость, то есть, в данном случае гиперплоскость, на которую будет проектироваться гиперболический “зайчик”.

В качестве аналога Солнца может выступить событие Большого взрыва, в конце концов, в его недрах родились все физические поля, значит, родилось и гиперболическое, если оно имеет физический смысл. Интервал до Большого взрыва от нашего “здесь и сейчас” огромный, по современным представлениям порядка 13,8 миллиардов лет, что вполне достаточно, чтобы считать радиально симметричные лучи от него локально параллельными. С фокальной плоскостью так же все просто, в ее роли может выступить пространственный объем после создания гиперболической линзы, если понадобится, то наполненный специальным веществом, но, возможно, и в виде вакуума.

Что касается самой гиперболической линзы, то практически очевидно, что ее пространственно-временные границы должны представлять собой два соосных псевдоевклидовых гиперболоида (то есть, псевдоевклидовы сферы), с разными радиусами кривизны S_1 и S_2 , общая временная ось которых направлена на Большой взрыв (см. Схему 1). А “наполнение” пространства-времени внутри этих двух гиперболоидов должно состоять из большого равномерного



Принципиальные схемы работы оптической (a) и гиперболической (b) линз

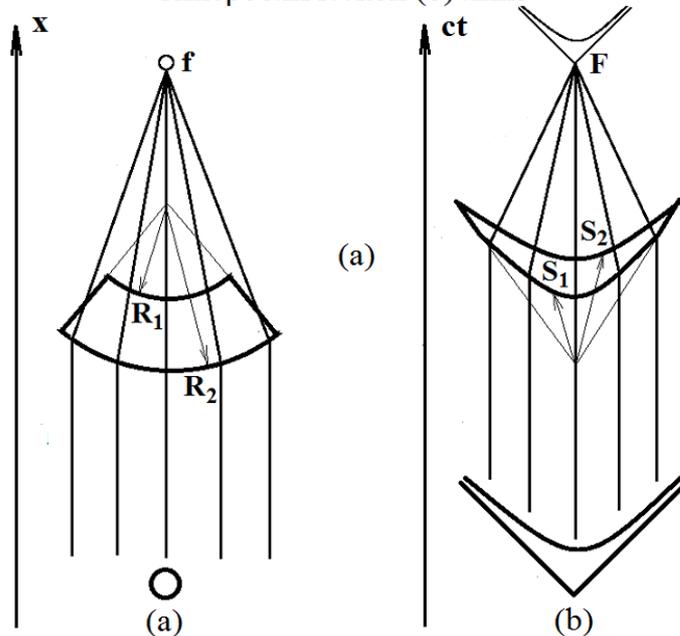


Рис. 1: Схема 1

распределенного множества материальных микрособытий, играющих для гиперболической линзы примерно ту же роль, что и атомы стекла для обычной оптической линзы.

Анализируя различные варианты множества микрособытий, которые могли бы стать “наполнением” гиперболической линзы, мы пришли к предположению, что проще всего в качестве таковых использовать сферическую сходящуюся волну, состоящую из релятивистских электронов, проникающих внутрь отшлифованного по полусфере металлического электрода в вакуумном ускорителе. Если параметры переднего и заднего фронтов такой сферической волны в пространстве-времени образуют гиперповерхность близкую к двум псевдоевклидовым гиперблоидам, то преломление на этих двух границах (вакуум/события переходов электронов из одного энергетического состояния в другое) лучей гиперболического поля, может привести к фокусировке последнего и сходимости их на поверхности светового конуса, вершина которого будет лежать в фокальной гиперплоскости, лежащей в будущем по отношению к линзе.

Описание такого эксперимента будет дано в отдельной статье или можно посмотреть в следующем видео:

<https://www.youtube.com/watch?v=bnkfmQUOq7Q>.

Сейчас же мы опишем более простой эксперимент, заключающийся в попытке визуализации момента столкновения направленных друг к другу фронтов гиперболического поля от двух достаточно сильных гиперболических источников.



Гипотеза наличия в природе еще одного фундаментального поля, кроме четырех известных, появилась после сравнения алгебр и их возможных физических приложений комплексных чисел и, так называемых, двойных еще называемых гиперболически комплексными числами [2]. Аналогия между этими двумя алгебрами настолько полная и глубокая, что предположить наличие соответствующего функциям от последних такого же физического поля, что соответствует функциям от обычных комплексных чисел, показалась автору этих строк – само собой разумеющимся фактом. Самым невероятным в этом предположении оказалось то обстоятельство, что физикам это поле было не известно. По одному из имен двойных чисел данное поле было названо гиперболическим.

Идея эксперимента базируется на том теоретическом наблюдении, почерпнутом в особенностях простейших функций двойной переменной, что наличие двух локализованных в разных точках пространства и при этом одновременных источников гиперболического поля в обязательном порядке порождает, как минимум, еще один, но уже фантомный источник, находящийся посередине отрезка, соединяющего первые два источника. Дополнительную интригу создает то обстоятельство, что, согласно другим гипотезам, гиперболическое поле без заметного экранирования может проникать сквозь обычное вещество. Значит, если взять максимально изолированную от внешнего мира затемненную камеру и одновременно инициировать на равных расстояниях от нее два одинаковых источника гиперболического поля, то, независимо от степени экранировки внутри камеры от электромагнитного излучения, внутри нее, все же, можно будет наблюдать слабое свечение, причиной которого будет тот самый фантомный источник, наличие которого подсказывает теория.

Схема эксперимента

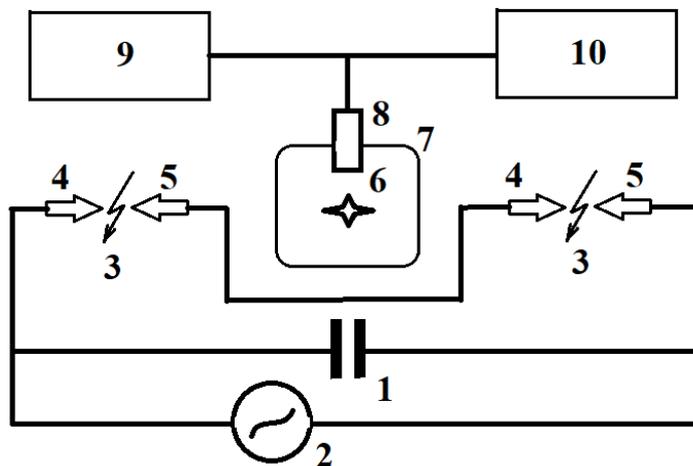


Рис. 2: Схема эксперимента

Схема эксперимента показана на рис. 2.



Здесь 1 – мощный конденсатор емкостью 0,5 мкФ, который периодически заряжается высоковольтным источником питания 2. В электрической схеме предусмотрено два одинаковых воздушных зазора 3, внутри которых одновременно проскакивают электрические искры, когда напряжение на концах электродов 4 и 5 достигает критического значения около 50 КВольт. Эти искры, по нашему предположению, кроме очевидных электромагнитных импульсов рождают внутри себя и два импульса гиперболического поля. Передние фронты от последних идут в разные стороны, сталкиваясь посередине отрезка, соединяющего воздушные зазоры, рождая фантом 6. Если вокруг этого места установить экранированную от электромагнитного излучения камеру 7, снабженную системой регистрации обычного света 8, мы вправе ожидать ее срабатывания от фотонов фантома в моменты возникновения электрического пробоя. Что будут регистрировать включенный в схему осциллограф 9 и видеомонитор 10.

В программе экспериментов запланированы вариации энергии и мощности пробоев, изменение направления токов в обоих разрядах, а также изменение ориентации искровых промежутков с продольного их расположения на ортогональное. Кроме того, планируется посмотреть, что произойдет при замене воздушных зазоров на зазоры в дистиллированной воде и вакууме.

Параллельно с экспериментами началось теоретическое моделирование ожидаемых эффектов. Сначала в пространстве-времени Минковского, а затем в четырехмерном псевдофинслеровом пространстве Бервальда-Моора.

Литература

- [1] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая “статика” в пространстве-времени. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(21), том 11, с. 4-20.
http://hypercomplex.xpsweb.com/articles/740/ru/pdf/_1__n21_pavlov.pdf
- [2] Павлов Д.Г. Гиперболический аналог электромагнитного поля. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, с. 3-15.
http://hypercomplex.xpsweb.com/articles/662/ru/pdf/01_pavlov.pdf



ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОГРАВИТАЦИИ И ФИНСЛЕРОВА ГЕОМЕТРИЯ

Ю.С. Владимиров

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

В моих выступлениях на предыдущих конференциях FERT, как правило, рассматривалось финслерово обобщение релятивистской теории, возникающее в рамках реляционного подхода к физической реальности (см., например, [1]). Этот подход нацелен не на развитие так или иначе задаваемых финслеровых геометрий, а *на вывод самих пространственно-временных представлений, исходя из системы понятий и закономерностей, присущих физике микромира*. В наших работах было показано, что в качестве таковой естественно считать теорию, основанную на математическом аппарате теории бинарных систем комплексных отношений (БСКО) [2, 3]. Этот аппарат строится не на одном множестве элементов, как это имеет место в общепринятых геометриях, а на двух множествах элементов, соответствующих описанию квантовомеханических процессов в рамках S-матричной формулировки квантовой теории.

В наших работах было показано, что для описания свойств классического пространства-времени (его 4-мерности, сигнатуры и других свойств), а также свойств электромагнитных и гравитационных взаимодействий, необходимо использовать математический аппарат БСКО минимального (невырожденно-го) ранга (3,3), что означает, что такая бинарная предгеометрия описывается алгебраическим законом, связывающим все возможные парные (комплексные) отношения между произвольными 3 элементами одного и тремя элементами второго множества, характеризующими состояния микросистем. Было показано, что элементы такого множества описываются 2-компонентными спинорами, что свидетельствует о реальных возможностях такой теории.

В рамках этой теории получен ряд обнадеживающих результатов, таких как биспинорное описание элементарных частиц, вывод прообраза уравнений Дирака, построение теории атома без обращения к понятиям классического пространства-времени и общепринятых уравнений Шредингера, Клейна-Фока или Дирака, которые постулируются на фоне готового пространства-времени и т. д.

Принципиально важным результатом является переход от **бинарной предгеометрии** (от БСКО) к понятиям унарной геометрии на одном множестве, который осуществляется посредством своеобразной “сшивки” элементов двух множеств в элементы одного множества с парными отношениями, получаемыми из бинарных отношений. Показано, что из БСКО ранга (3,3) таким



образом осуществляются переходы к унарной 4-мерной геометрии классического пространства-времени Минковского или к геометрии Лобачевского, описывающей пространство скоростей (импульсное или токовое пространства). Эти результаты можно трактовать как теоретическое обоснование наблюдаемой размерности и сигнатуры классического пространства-времени.

В докладах на предыдущих конференциях по данной тематике показывалось, что для описания электрослабых и сильных взаимодействий БСКО ранга (3,3) недостаточно, – необходимо использовать простейший вариант бинарного “многомерия”, соответствующий переходу к математическому аппарату БСКО ранга (4,4). Показывалось, как в такой теории осуществляется описание трехкварковой структуры барионов, а также описание трех поколений частиц в теории электрослабых взаимодействий.

В рамках теории на базе БСКО ранга (4,4) также осуществляется переход к унарной геометрии (на одном множестве элементов), однако в этом случае такая геометрия имеет 9 измерений, а метрика приобретает кубичный характер, соответствующий одному из видов финслеровой геометрии. По этой причине 3-компонентные спиноры, которыми описываются элементы БСКО ранга (4,4), были названы **финслеровыми спинорами** [4].

На данной конференции с позиций реляционного подхода предлагается другой выход на геометрию финслерова типа. Он основан на обобщении теории прямого межчастичного электромагнитного взаимодействия, основанного на принципе Фоккера-Фейнмана. Уже сам вид подинтегрального выражения действия взаимодействия в какой-то форме содержит обобщение релятивистской теории. Существенным фактором этой теории является наличие в действии парного ток-токового отношения, описываемого геометрией Лобачевского, которая в реляционной форме характеризуется своим алгебраическим законом в виде равенства нулю определителя Грама для отношений между пятью произвольными токами.

В наших работах было показано, что для получения теории прямого межчастичного (линеаризованного) гравитационного взаимодействия, ранее введшегося рядом других авторов, необходимо использовать диагональный 2x2-минор закона пространства Лобачевского. Из этого факта следует ряд любопытных выводов о значениях масс элементарных частиц, о природе и происхождении свободного действия и т. д. [5]. Поскольку в этой теории достигается внутреннее единство электромагнетизма и гравитации, эта теория названа **теорией электрогравитации**.

Но самое главное, что имеет самое непосредственное отношение к тематике данной конференции, это то, что для описания нелинейных слагаемых гравитационного взаимодействия необходимо использовать диагональные 3x3- и 4x4-миноры в законе ток-токовых отношений. Это означает, что такие взаимодействия частиц описываются 3- и 4-частичными отношениями, являющимися-



ся аналогами метрики. Эти обобщения естественно также считать переходом к своеобразным финслеровым геометриям четырех измерений.

Литература

- [1] Владимиров Ю.С. Финслеровы спиноры и структура элементарных частиц. М.:Сборник “Материалы XIV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности””, 2018, с. 22-24.
- [2] Владимиров Ю.С. Реляционная концепция Лейбница–Маха. М.: ЛЕНАНД, 2017.
- [3] Владимиров Ю.С. Метафизика и фундаментальная физика. Книга 3. Реляционные основания искомой парадигмы. М.: ЛЕНАНД, 2018.
- [4] Владимиров Ю.С., Соловьев А.В. Финслеровы n -спиноры с комплексными компонентами. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. Том 5, № 2(10), 2009, с. 90-100.
- [5] Владимиров Ю.С. Реляционная картина мира. Книга 1. Реляционная концепция геометрии и классической физики. М.: ЛЕНАНД, 2020.



LINE ANISOTROPY OF CUBIC HYPERSURFACES OVER LOCAL FIELDS

N.M. Glazunov

Glushkon Institute of Cybernetics NAS, Kiev, Ukraine

glanm@yahoo.com

In Minkowski space-time we can construct any isotropic rays from the apex of the isotropic (light) cone and even straight lines through the apex if we take the union of two isotropic cones [1]. Light beams, their geometry and topology are investigated in papers [2, 3]. It is well known that any smooth cubic surface contains 27 straight lines. We review and investigate straight lines (lines) on cubic hypersurfaces over local archimedean fields of characteristic zero (fields \mathbb{R}, \mathbb{C}), over local nonarchimedean fields \mathbb{Q}_p and over finite fields. These set of lines (if exist) on cubic hypersurfaces connect with Fano varieties and we present respective results from the theory of Fano varieties. Our considerations motivated also extensions and generalizations of Minkowski's conjecture [4] concerning admissible and critical lattices of the region $|x|^p + |y|^p < 1$, $p > 1$. Numerical examples are included.

References

- [1] Hawking S.W., Ellis G.F.R. The large scale structure of space-time, Cambridge: Cambridge monographs, 1994.
- [2] Penrose R. Gravitational collapse and space-time singularities, // Phys. Rev. Lett., 14 (3): 57, 1965.
- [3] Garfinkle D., Senovilla J.M.M. The 1965 Penrose singularity theorem, // Class. Quantum Grav., 32 (12), 2015.
- [4] Glazunov N. Abelian varieties and p -divisible groups of Minkowski's conjecture concerning critical lattices of the region, its characteristic $p > 0$ analogues and expansions, Book of Abstracts of the XII International Algebraic Conference, Vinnytsa, p. 34-36, 2019.



ON THE UNUSUAL ROLE OF TIME IN THE UNCERTAINTY-MEDIATED COSMOLOGICAL MODEL

Y.V. Dumin

*Sternberg Astronomical Institute (GAISH), Lomonosov Moscow State University,
Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

dumin@yahoo.com

Existence of the effective Λ -term is a commonly-accepted paradigm of the modern cosmology, which is relevant both to the early Universe (in the form of inflaton potential) and to the modern one (where it appears as the Dark Energy). Unfortunately, the physical essence of this quantity remains absolutely unknown, and its numerical values are drastically different in the early and modern Universe. The first inflationary models were based on the assumption that the effective Λ -term stemmed from the potential energy of the Higgs fields, pertinent to the electroweak or grand-unification theories of elementary particles [1]; but subsequent calculations, in general, did not support this idea. As a result, the Λ -term (or similar quantities) is usually introduced in the modern literature either by postulating the arbitrary additional terms in the gravitational Lagrangians (in the case of inflationary models) or by employing the empirical equations of state of the Dark Energy (in the case of the late Universe).

In the recent paper [2], we tried to provide a more rigorous physical basis for the effective Λ -term, starting from the time–energy uncertainty relation in the Mandelstam–Tamm form, which is appropriate for the long-term evolution of quantum systems [3, 4]. Then, the resulting Friedmann equation takes the form:

$$H^2 \equiv \left(\frac{dR/dt}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} \rho - kc^2 \frac{1}{R^2} + \frac{4\pi C_{UR}}{3\tau} \frac{1}{t}, \quad (1)$$

where H is the Hubble parameter, R is the scale factor of the Universe, ρ is the energy density of ordinary matter, G is the gravitational constant, c is the speed of light, τ is the Planck time, $k=1, 0$ and -1 for the 3D space with positive, zero and negative curvature; and $C_{UR}=1$ or π in the cases of Heisenberg and Mandelstam–Tamm uncertainty relations, respectively.

A quite unusual feature of equation (1) is the explicit dependence on time in its right-hand side. In other words, this is a kind of non-autonomous differential equation, which were never considered in cosmology before. However, this fact does not lead to any physical obstacles and, moreover, provides a number of advantages. A simplest solution, when the 3D space is flat and contribution from



the ordinary matter is negligible, can be written as

$$R(t) = R^* \exp \left[\sqrt{\frac{16\pi C_{UR}}{3}} \sqrt{\frac{t}{\tau}} \right], \quad (2)$$

where $R^* = R(0)$, and only the positive branch (i.e., the expanding Universe) was taken into account.

The uncertainty-mediated cosmological model possesses a number of specific features, some of which look rather appealing:

1. While the standard cosmological model involves a few very different stages (governed by the Λ -term, radiation, dust-like matter, and again Λ -term) with absolutely different temporal dependences $R(t)$, our formula (2) provides a universal description of the entire cosmological evolution, as illustrated in Fig. 1. The corresponding effective Λ -term gradually decays from the very large to very small values.

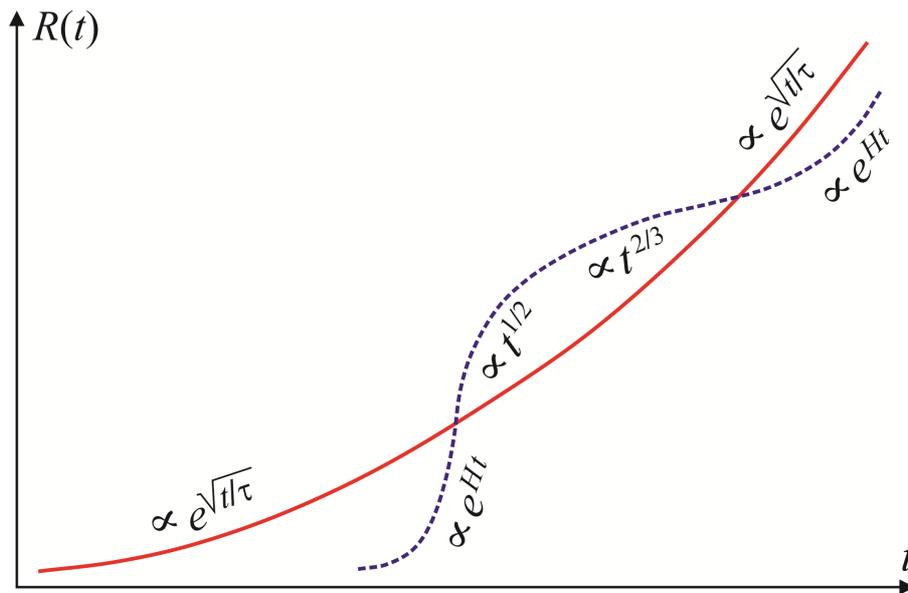


Рис. 1: Sketch of the temporal evolution of the scale factor $R(t)$ in the standard cosmology (blue dashed curve) *vs.* the uncertainty-mediated model (red solid curve)

2. As follows from the analysis of causal structure of the respective space–time, the present-day cosmological horizon comprises a single domain developing from the Bing Bang [5]. Therefore, the problems of homogeneity and isotropy of the observed space–time, the absence of topological defects, *etc.* should be naturally resolved, as in the standard inflationary mechanism.

3. The cosmological evolution described by formula (2) does not have a singularity and, as in the standard exponential inflation, naturally explains the observed approximately flat 3D space, i.e., solution with zero curvature is formed “dynamically”, starting from the arbitrary initial conditions [6].



4. Since the “quasi-exponential” function (2) increases much slower than the pure exponent, age of the Universe T becomes much greater than in the standard cosmology T^* , namely,

$$T \approx (T^*/\tau)T^*, \quad (3)$$

where $T^* \approx 14\text{Gyr} \approx 4 \times 10^{17}$ s, and $(T^*/\tau) \approx 10^{61}$ is a huge numerical factor. However, such anomalous lifetime seems to not be a fatal failure of the model, because the most of well-known problems are associated with insufficient rather than excessive age of the Universe (so that some astronomical objects do not have sufficient time to form).

5. Of course, a number of finer predictions of this model, such as the spectrum of primordial fluctuations, the processes of leptogenesis, nucleosynthesis, *etc.* are still to be studied in more detail.

References

- [1] Linde A.D. // Rep. Prog. Phys., v. 47, p. 925, 1984.
- [2] Dumin Yu.V. // Grav. Cosmol., v. 25, p. 169, 2019.
- [3] Mandelstam L.I., Tamm I.E. // Izv. Akad. Nauk SSSR (Ser. Fiz.), v. 9, p. 122, 1945, in Russian.
- [4] Deffner S., Campbell S. // J. Phys. A: Math. Theor., v. 50, p. 453001, 2017.
- [5] Dumin Yu.V. // Grav. Cosmol., v. 26, p. 259, 2020.
- [6] Dumin Yu.V. // Grav. Cosmol., under consideration, 2020.



ВВЕДЕНИЕ СКРЫТЫХ СОСТОЯНИЙ КВАНТОВ ЧЕРЕЗ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОБЪЁМОВ

А.В. Коганов

*Федеральное государственное учреждение Федеральный научный центр
Научно-исследовательский институт системных исследований РАН, Москва, Россия
akoganov@yandex.ru*

1 Введение

В работе [1] было показано, что корреляцию квантовых частиц (запутанность) можно объяснить возникновением у них в момент взаимодействия при рождении особых скрытых состояний. Это состояние определяется не значением каждого измеряемого параметра для каждой частицы (как пытались делать раньше), а особым оператором, который действует на пространстве эрмитовых операторов и отображает каждый такой оператор в одну из его собственных функций. Эта функция играет роль чистого состояния частицы после измерения, а соответствующее собственное значение является числовым результатом измерения. При этом операторы измерений, действующие в разных гильбертовых пространствах, считаются различными даже при одинаковом формальном определении. Вероятностные свойства квантовых частиц определяются в такой модели статистикой по ансамблю однотипных измерений большого числа частиц. Доказано, что при таком введении скрытого состояния можно объяснить корреляцию частиц без противоречия с теорией относительности, не смотря на кажущееся взаимное влияние частиц со скоростями выше световых. Корреляция заложена в формировании скрытых состояний квантов в последовательности рождения запутанных пар, когда частицы ещё находятся в радиусе взаимодействия друг друга. Наличие большого числа дополнительных параметров у так определённых операторов внутреннего состояния позволяет избежать противоречий, на которых основано доказательство фон Неймана о невозможности определения скрытого состояния кванта в форме фиксированного значения измеряемой величины. Ключевым моментом является то обстоятельство, что операторы измерения одного и того же параметра в разные моменты времени определены на разных пространствах Гильберта. Это позволяет задавать произвольную последовательность значений измерения для разных частиц. В частности, можно удовлетворить статистике волновых функций, независимо от наличия корреляций.

Такая конструкция в экспериментах с запутанностью (например, при проверке неравенств Белла) требует дополнительного определения операторов



внутреннего состояния для возникающих в источнике пар запутанных частиц. И тут возникает новая трудность. В большом числе опытов показано, что запутанность проявляется даже тогда, когда измерительная аппаратура (или формирует взаимодействие частицы) появляется на пути одной из частиц уже после рождения пары. Иными словами, внутреннее состояние кванта должно знать о будущих взаимодействиях частицы до того, как эти взаимодействия были организованы в экспериментальной установке. Ситуация проявляется даже тогда, когда взаимодействие организуется волевым путем, решением оператора. Возникает иллюзия, что частица в момент рождения знает о намерениях человека.

Для устранения этого противоречия важно заметить, что с точки зрения теории относительности аппаратура влияет на частицу только тогда, когда мировая линия её физических компонент пересекается с мировой линией частицы (или пучка частиц). Именно в точке (области) этого пересечения происходит взаимодействие, меняющее состояние частицы. Иными словами, в четырехмерном пространстве-времени информация о будущих событиях, в которых примет участие частица, содержится уже в момент рождения частицы. Таким образом, противоречие можно устранить, если в момент рождения частицы (как компонента коллектива запутанных частиц) в области генерации частиц будет доступна информация с достаточно большого отрезка мировой линии каждой рождённой частицы.

С другой стороны, если действует принцип близкодействия, то в системе отсчёта центра энергии для коллектива рождённых частиц (КЧ) этот процесс должен быть локальным. Поскольку все квантовые процессы характеризуются неопределённостью координат, естественно построить модель, в которой частица рождается в некоторой области пространства-времени, которая характеризуется интервалом неопределённости времени и шаром неопределённости в пространстве вокруг центра энергии коллектива частиц (ЦЭКЧ) (рисунок 1 левый). Но тогда, в системе отсчёта лаборатории, где расположен генератор частиц, форма области неопределённости будет деформирована в соответствии с преобразованием Лоренца для скорости ЦЭКЧ (рисунок 1 правый). Ниже будет показано, что в такой модели информация, содержащаяся в области неопределённости начального расположения ЦЭКЧ, достаточна для объяснения эффекта нелокальности для коллектива частиц,двигающихся с достаточно большими скоростями. Чем ближе скорость ЦЭКЧ к скорости света, тем больше интервал времени, на котором можно наблюдать запутанность КЧ даже с учётом возникновения новых взаимодействий на пути КЧ в системе отсчёта лаборатории. Точнее, в системе отсчёта лаборатории область неопределённости ЦЭКЧ будет пересекать область пространства времени, где возникают новые взаимодействия КЧ с прибором, возникающим после рождения КЧ.

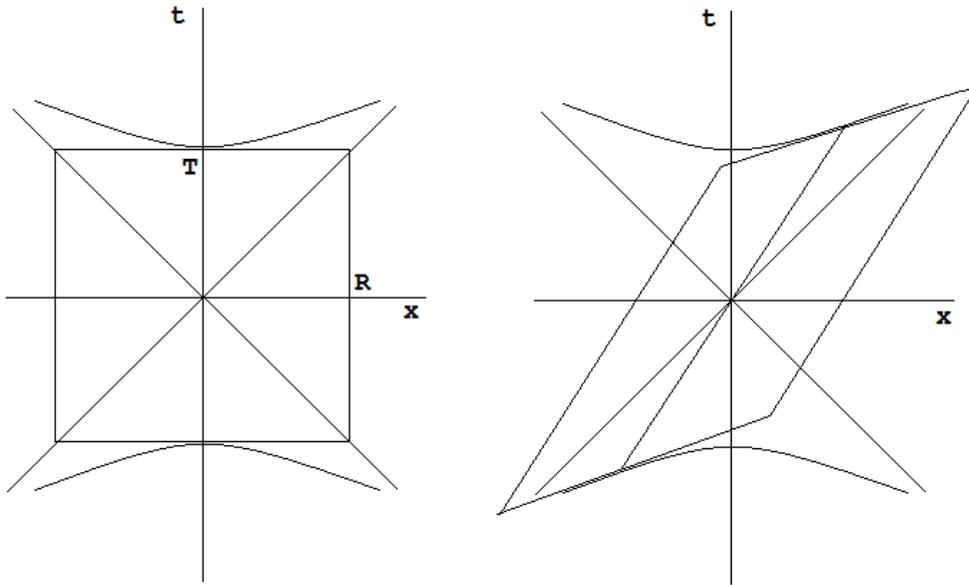


Рис. 1: Слева показана область неопределённости ЦЭКЧ в сопутствующей системе отсчёта. Справа — область неопределённости в лабораторной системе отсчёта, относительно которой коллектив частиц движется. Диагональные линии показывают изотропные направления в сечении пространства.

2 Область неопределённости рождения коллектива частиц

Для вычисления параметров деформированной области рассмотрим рисунок 2. Нас будут интересовать крайние координаты области неопределённости в системе лаборатории: t по времени и x по пространству в направлении скорости движения ЦЭКЧ. Исходная информация содержит координаты области в сопутствующей системе: T по времени, R по пространству (рисунок 1, слева), а также скорость движения ЦЭКЧ в лабораторной системе \vec{v} , или её арифметическое значение $\beta = |\vec{v}|c^{-1}$, относительное к скорости света.

Возникает система уравнений.

$$\begin{cases} a^2 - b^2 = T^2 \\ b = \beta a \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} p^2 - q^2 = -R^2 \\ p = \beta q \end{cases} \quad (2)$$

$$x = r + \beta t \quad (3)$$

$$r = R\sqrt{1 - \beta^2} \quad (4)$$

Решая, получаем

$$q = R/\sqrt{1 - \beta^2}$$

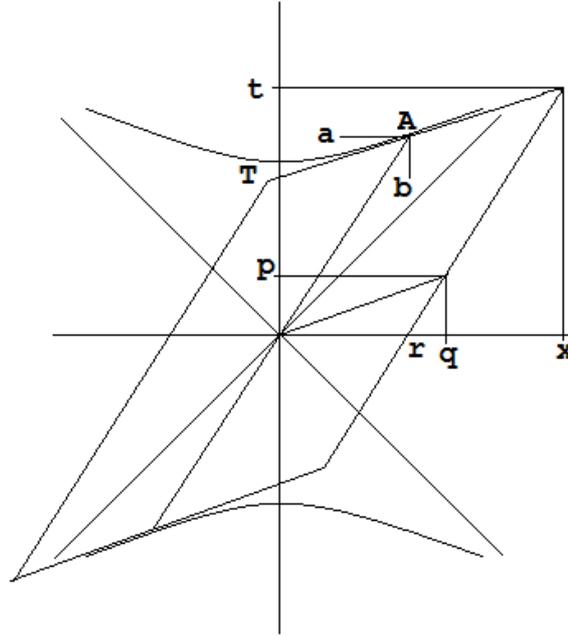


Рис. 2: Параметры Лоренцевой деформированной области неопределённости рождения частиц. Точка $A = (a, b)$ соответствует пересечению мировой линии математического ожидания положения ЦЭКЧ с псевдосферой радиуса неопределённости времени рождения КЧ в сопутствующей системе. Точка (p, q) соответствует новому положению радиуса области в лабораторной системе: $\|(p, q)\|_M = R$.

$$p = \beta R / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$a = T / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$b = \beta T / \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$t = (T + \beta R) / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (5)$$

$$x = R\sqrt{1 - \beta^2} + \beta (T + \beta R) / \sqrt{1 - \beta^2} \quad (6)$$

Эти формулы позволяют исследовать зависимость охвата событий в лабораторной системе отсчёта областью неопределённости рождения коллектива запутанных частиц. При малых скоростях, $\beta \approx 0$, получаем $t \approx T$ и $x \approx R$. Это означает, что область неопределённости близка к конфигурации в сопутствующей системе отсчёта. Она охватывает только те события, которые близки к зоне рождения частиц в пространстве и времени. Но при скоростях, близких к скорости света, $\beta \approx 1$, Получаем $t \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow \infty$. Это означает, что быстрые коллективы частиц могут сохранять корреляцию на сколь угодно больших интервалах времени и удаленностях от источника. В частности, фотоны должны



сохранять запутанность неограниченно долго. Эти выводы модели соответствуют экспериментам на фотонах и на массивных частицах.

В частности, зона влияния на поток частиц, которая появляется после момента излучения КЧ, может иметь пересечение с зоной неопределённости рождения частиц. Тогда информация об этом препятствии будет содержаться во внутреннем состоянии частиц коллектива. Поэтому такое влияние будет сохранять корреляцию, и измерения покажут влияние на все частицы коллектива, даже если только часть коллектива реально испытывает взаимодействие. Эта ситуация показана на рисунке 3 для большой скорости ЦЭКЧ.

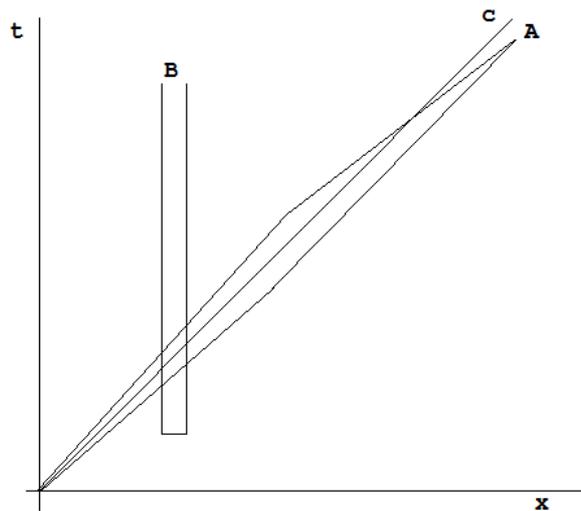


Рис. 3: Зона влияния B возникла после излучения частиц в зоне A , но поскольку зона неопределённости A пересекает зону влияния, информация о ней содержится во внутреннем состоянии частиц коллектива и влияние действует на все частицы.

Рассмотрим пространственное сечение зоны неопределённости коллектива частиц. Для неподвижных частиц в нашей модели это эвклидов шар радиуса R . Но для движущейся частицы это сечение превращается в эллипсоид. Если рассматривать сечение под углом φ к направлению скорости, то радиус сечения равен

$$r(\varphi) = R\sqrt{1 - \beta^2 \cos^2(\varphi)} \quad (7)$$

Особый случай образуют безмассовые кванты (например, фотоны). Для них $\beta = 1$. Поэтому по направлению движения пространственное сечение зоны неопределённости для этих частиц нулевое. При этом, как показано выше (5)-(6), протяженность зоны неопределённости вдоль мировой линии в пространстве-времени бесконечная. Зона неопределённости для массивных частиц является конечным наклонным цилиндром с эллиптическим трехмерным сечением. Для безмассовых частиц она превращается в бесконечную трехмерную полосу с плоским круговым сечением.



3 Заключение

Предложенная модель формирования коррелированных коллективов частиц снимает некоторые противоречия с принципом причинности, которые возникали при непосредственном описании коллективных волновых функций в квантовой механике. На то, что эти противоречия не возникали для фотонов в их сопутствующей системе отсчёта, обратили внимание А.В. Белинский и М.Х. Шульман в работе [2]. Они использовали обнуление метрики Минковского на изотропных мировых линиях. В этой работе удалось снять противоречие для любых типов частиц, используя принцип неопределённости для пространственно-временной области рождения коррелированных частиц и его деформацию преобразованиями Лоренца.

Литература

- [1] Koganov A.V. Formalism for the Individual State of a Quantum Particle Compatible with the Bell Inequalities, and a Dissipative Environment Conjecture. // Russian Journal of Mathematical Physics, Vol. 21, No. 2, 2014, pp. 219–225. Pleiades Publishing, Ltd., 2014. (ISSN 1061-9208)
- [2] Белинский А.В., Шульман М.Х. Концепция дальнего действия и квантовая запутанность состояний. // Электронный философский журнал, Vox. 2018, вып. 24, с. 172-180.
- [3] Коганов А.В. Согласование теории относительности, ЭПР-эффекта и неравенств Белла через индивидуальное состояние квантовой частицы. // Компьютерные исследования и моделирование. 2015, Т. 7, № 1, Институт компьютерных исследований (УГУ), Институт машиноведения РАН им. А.А. Благоднарова, с. 3-34. (ISSN 2076-7633)
- [4] Владимиров Ю.С. Физика дальнего действия. Природа пространства-времени. М.: Книжный дом “ЛИБРОКОМ”, 2012, 224 с.



SEARCH FOR PERIODICAL VARIATIONS OF NUCLEUS WEAK DECAY PARAMETERS

S. Mayburov

Lebedev Institute of Physics, Moscow, Russia

Possible temporal variations of nucleus decay parameters studied extensively in the last years, their observation can be the signal of unknown physical effects [1,2]. Earlier, several experiments reported the annual and daily decay rate oscillations in alpha and beta-decays of some nuclides of the order .05 % [1,2]. Also, correlation of Mn-54 e -capture decay rate with Sun activity, in particular, with solar flares was reported, which can have important practical applications [1].

BSTU - PhIAN collaboration studies the decay rate variations in inverse beta-decay (e -capture) of Fe-55 isotope in Moscow lab.. In this process K-shell electron absorbed by nuclei and electron neutrino emitted; it accompanied by X-ray with energy 5,9 or 6,4 KeV which in our set-up detected by cooled Si-Pin detectors. Measurements of decay rate performed in 2016 -2019 , demonstrate that together with observed Fe-55 decay exponent with life-time 1004 days, annual oscillation component value is present at the level (.11 \pm .02)%. Another period 29.5 \pm 1.5 days corresponding to moon month is found with amplitude (.22 \pm -.04)% .

Possible influence of electromagnetic Sun activity was studied during 2017 – 2019 for Fe-55 decay rate, simultaneously with Co-60, Cs-137 beta-decay rate measured by germanium detector in Novosibirsk INF at the distance 2800 km from Moscow.

The deviations of similar form and size from exponential decay law at the average level

(.55 \pm -.004)% were detected in both experiments during October- December 2018 . Supposedly they can be related to the Sun transition to solar activity minimum started in the beginning of 2019.

Литература

- [1] Fischbach E. et al. // Rev. Space Sci. 145, 285, 2009; Astrop. Phys. 59,47, 2014
- [2] Alekseev E. et al. // Phys. Part. Nucl. 47, 1803, 2016; ibid. 49, 557, 2018



КВАТЕРНИОННОЕ КВАНТОВАНИЕ

В.А. Коломбет, В.Н. Лесных

*Институт теоретической и экспериментальной биофизики Российской академии наук
(ИТЭБ РАН), Пущино, Россия*

v.kolombet@rambler.ru

Предлагается путь к обоснованию новых перспектив применения кватернионов в физике микромира. Вводится альтернативное определение кватернионов, в результате чего предсказывается феномен “кватернионного квантования”. Этот феномен действительно обнаруживается в спектре масс субатомных частиц.

Развитие науки сопровождалось ступенчатым усложнением природы используемых чисел. Сначала были натуральные числа, затем они стали комбинироваться с теми же натуральными числами, но отрицательными; это привело к множеству целых чисел. Отношения целых чисел есть уже рациональные числа, их можно представлять как периодические дроби; удлинение периода до бесконечности дает иррациональные числа; в совокупности возникает ось реальных чисел. Существенную роль стали играть также комплексные числа $A + i \cdot B$, основанные на паре реальных осей. Следующей ступенью оказался переход к гамильтоновым кватернионам $Q = A + i \cdot B + j \cdot C + k \cdot D$, содержащим мнимые единицы i , j и k . Хотя эволюция понятия числа ясно подсказывает, что числа более сложного этапа конструируются на базе чисел, определенных на предыдущем этапе, Гамильтон [1] пошел своим путем. Сначала он попытался получить гиперкомплексные числа вида $A + i \cdot B + j \cdot C$ и с этой целью он вводил вторую комплексную ось, повторяя прием, использованный при определении комплексного числа. Затем он повторил этот прием еще раз и добился успеха, получив кватернион $Q = A + i \cdot B + j \cdot C + k \cdot D$. Однако, следуя рекуррентному правилу создания поколений чисел, Гамильтон должен был конструировать гиперкомплексные числа из двумерных комплексных чисел. Для определения кватерниона достаточно произведения двух комплексных чисел $(a + i \cdot b)$ и $(c + j \cdot d)$, а мнимую единицу k можно извлечь из угаданного Гамильтоном соотношения $i \cdot j \cdot k = -1$. Однако, в этом случае видна неестественная асимметрия процедуры введения мнимых единиц: если i и j вводятся на равных основаниях, то k вычисляется. Из тождества $i \cdot j \cdot k \equiv (0 + 1 \cdot i) \cdot (0 + 1 \cdot j) \cdot (0 + 1 \cdot k)$ видно, что все равно не удастся обойтись без произведения трех комплексных чисел. В роли искомой комбинации можно использовать произведение трех комплексных чисел с ортогональными мнимыми единицами. Перемножение трех таких комплексных чисел приводит к “предкватерниону” $Q = (a + i \cdot b) \cdot (c + j \cdot d) \cdot (e + k \cdot f)$, где



i , j и k – тройка мнимых единиц, а числа a, b, c, d, e и f – шестерка реальных параметров. Надо сохранить имманентную симметрию мнимых единиц, поначалу создав “предкватернион”, и уже затем искать способ избавления от двух лишних параметров. Оказывается, что существует два решения. Необходимо и достаточно убрать пару параметров либо в вещественных частях комплексных чисел: $Q1 = (a + i \cdot b) \cdot (a + j \cdot c) \cdot (a + k \cdot d)$, либо в мнимых: $Q2 = (a + i \cdot b) \cdot (c + j \cdot b) \cdot (d + k \cdot b)$, т.е. альтернативное определение порождает сразу пару кватернионов.

Результаты и обсуждение

Выражение $E^2 = (mc^2)^2 + (\mathbf{pc})^2 = (mc^2)^2 + p_x^2 c^2 + p_y^2 c^2 + p_z^2 c^2$ для квадрата энергии в частной теории относительности можно формально записать в форме произведения двух сопряженных кватернионов: $E^2 = (mc^2 + i \cdot p_x c + j \cdot p_y c + k \cdot p_z c) \cdot (mc^2 - i \cdot p_x c - j \cdot p_y c - k \cdot p_z c) \equiv E_Q \cdot E_{Q^*}$. Когда E_Q и E_{Q^*} оказываются скалярными величинами, возникают четыре случая, имеющие физический смысл:

$$\begin{aligned} E_{QreA} &= (a + i \cdot 0) \cdot (a + j \cdot 0) \cdot (a + k \cdot 0) = a^3. \\ E_{QimA} &= (0 + i \cdot b) \cdot (0 + j \cdot b) \cdot (0 + k \cdot b) = -b^3. \\ E_{QimB} &= (0 + i \cdot b) \cdot (0 + j \cdot c) \cdot (0 + k \cdot d) = -b \cdot c \cdot d. \\ E_{QreB} &= (a + i \cdot 0) \cdot (c + j \cdot 0) \cdot (d + k \cdot 0) = a \cdot c \cdot d. \end{aligned}$$

(Знаки минус в этом и в следующем случаях не существенны, т.к. вместо величины E_Q можно исходно взять равноправную ей величину E_{Q^*} , и знак минус тогда исчезнет). Энергии E_{QimA} и E_{QimB} обусловлены мнимыми компонентами кватернионов $Q2$ и $Q1$; объекты с этими энергиями можно воспринимать как безмассовые поля; энергия этих полей обусловлена их импульсом. Согласно современным представлениям, эти поля описываются квантами безмассовых полей. Соответственно, энергии E_{QreA} и E_{QreB} обусловлены реальными компонентами кватернионов $Q1$ и $Q2$ и связаны с энергиями покоя E_{QreA} и E_{QreB} субатомных частиц. Примерно половина этих чисел скрывает в себе кубы a^3 .

В работе [2] на примере субатомных частиц x , мы уже иллюстрировали свою эмпирическую находку, что кубические корни из энергий покоя $m_x c^2$, лишенных размерности путем деления на энергию покоя $m_e c^2$ электрона e , тяготеют к целым и полуцелым числам. Можно сказать, что числа $(m_x/m_e)^{1/3}$, т.е. кубические корни из m_x/m_e квантованы. Среднее отклонение чисел $(m_x/m_e)^{1/3}$ от ближайших целых или полуцелых чисел близко к нулю (см. 4-й столбец Таблицы); иными словами, для широкого диапазона легких субатомных частиц эти числа отчетливо тяготеют именно к цело- и



полуцелочисленным значениям; этот феномен можно назвать “кватернионным квантованием”.

Описанный ниже метод Монте-Карло оценки доверительной вероятности β приводит к представленной в Таблице оценке $\beta > 0.95$ наличия феномена квантования величин $(m_x/m_e)^{1/3}$. В процессе этой оценки использована замена набора экспериментальных масс m_x [3] наборами случайных чисел – наборов аналогов масс, выраженных в единицах $\text{МэВ}/c^2$.

Мы использовали два варианта оценки. Во-первых, могли быть опущены случаи фотона, трех нейтрино и электрона, поскольку учет этой пятерки особенных масс тривиально доводит оценку доверительной вероятности β по всем строкам Таблицы до значений, близких к единице. Протон и нейтрон тоже можно было опустить, но уже по прямо противоположной причине. Это очевидное исключение: их величины $(m_x/m_e)^{1/3}$, т.е. $12,245304708(39) \approx 12,25$ и $12,250928512(39) \approx 12,25$ расположены довольно точно между ближайшими целым и полуцелым значениями. При этом варианте оценки случайные числа были выбраны из сопровождающего диапазона, равномерно растущего от области $80 \div 130 \text{ МэВ}/c^2$ до области $80 \div 1050 \text{ МэВ}/c^2$ по мере увеличения количества строк Таблицы, т.е. с ростом объема экспериментального материала, по которому производилась оценка.

Таблица 1: Квантование значений $(m_x/m_e)^{1/3}$ легких субатомных частиц x .

| Легкая частица x | Масса m_x ($\text{МэВ}/c^2$) | $(m_x/m_e)^{1/3}$ | Округлённое число $(m_x/m_e)^{1/3}$ | Рост β по мере увеличения диапазона масс m_x с купюрами и без них | |
|--------------------|----------------------------------|-------------------|-------------------------------------|---|--------|
| γ | 0 | 0 | 0.00 | - | 1.0000 |
| ν_e | ≈ 0 | ≈ 0 | 0.00 | - | 1.0000 |
| ν_μ | ≈ 0 | ≈ 0 | 0.00 | - | 1.0000 |
| ν_τ | ≈ 0 | ≈ 0 | 0.00 | - | 1.0000 |
| e | <i>0.5109989461(16)</i> | 1 | 1.00 | - | 1.0000 |
| μ | 105.6583745(24) | 5.913273597(51) | 6.00 (– 0.09) | 0.63 | 0.9999 |
| π^0 | 134.9768(5) | 6.416235(8) | 6.50 (– 0.08) | 0.81 | 0.9998 |
| π^\pm | 139.57039(18) | 6.488203(3) | 6.50 (– 0.01) | 0.94 | 0.9998 |
| K^\pm | 493.677(16) | 9.88570(11) | 10.00 (– 0.11) | 0.93 | 0.9998 |
| K^0 | 497.611(13) | 9.91189(9) | 10.00 (– 0.09) | 0.95 | 0.9998 |
| η^0 | 547.862(17) | 10.23490(11) | 10.00 (+ 0.23) | 0.74 | 0.9933 |

В последней колонке Таблицы представлен второй вариант изменения β , уже в отсутствие каких-либо купюр; по мере увеличения количества строк Таблицы случайные числа были в этом варианте оценки выбраны из сопровождающего диапазона, первоначально расположенного от нуля до пары $\text{МэВ}/c^2$ и далее квадратично расширяющего вплоть до финальной области, простирающейся от нуля до уже $1050 \text{ МэВ}/c^2$. Итоговые для исследованного широкого интервала легких частиц значения β в обоих вариантах оценки попадают в интервал $\beta > 0,95$.



Таким образом, полученные оценки β достаточны для привлечения внимания к числам $(m_x/m_e)^{1/3}$. Похоже, что существует “кватернионное квантование” величин $(m_x/m_e)^{1/3}$, т.е. проявляется представленный выше случай $E_{QreA} = a^3$.

Вероятность того, что число m_x/m_e случайно окажется кубом целого или полуцелого числа, невелика. Однако, согласно Таблице, вероятность того, что числа m_x/m_e близки к такому кубу, наоборот, достаточно велика.

Кватернион Гамильтона не получил подходящего кватерниону широкой перспективы в физике, и попытки обнаружить особенную физику, основанную на кватернионах Гамильтона, оказались, в основном, малоэффективными [4-15], по-видимому, вследствие указанной выше досадной методической погрешности в процедуре определения кватернионов. Наблюдаемая теперь закономерность порождает вопрос о физических следствиях существования квантованных чисел $(m_x/m_e)^{1/3}$.

Возможно, в этом аспекте заслужат специального внимания электрон и протон с нейтроном: именно у этих и только у этих объектов Таблицы значения $(m_x/m_e)^{1/3}$ можно записать в виде квадратов квантованных чисел: $1.00 = 1.00 \cdot 1.00$ и $12.25 = 3.50 \cdot 3.50$. Такая особенность именно этих частиц могла бы иметь отношение к природе, например, уникальных стабильностей нуклонов.

Вывод

По-новому определенные кватернионы показали возможный механизм квантования кубического корня из энергий покоя субатомных частиц.

Литература

- [1] Hamilton W.R. Lectures on Quaternions (Hodges & Smith, Dublin, 1853).
- [2] Коломбет В.А. // Биофизика 37, 492, 1992.
- [3] Zyla P.A. et al, (Particle Data Group), // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01, 2020.
- [4] Ефремов А.П. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике. 1, 111, 2004.
- [5] Ефремов А.П. Законы физики в математике гиперкомплексных чисел и общая теория механики. Москва: Издательство РУДН, 2014. 133 с.
- [6] Efremov A.P. The general theory of particle mechanics. A special course. (Cambridge Scholar Publishing. 2019. 295 p.)
- [7] Conway A.W. // Phil. Mag. 24, 208, 1912.
- [8] Silberstein L. // Phil. Mag. 23, 790, 1912.
- [9] Conway A.W. // Acta Pontica Acad. Scientiarum 12, 259, 1948.



-
- [10] Rastall P. // *Rev. Mod. Phys.* 36, 820, 1964.
- [11] Finkelstein D., Jauch J.M., Schiminovitch S. et al, // *J. Math. Phys.* 3, 207, 1962.
- [12] Horwitz L.P. and Biedenharn L.C. // *Ann. Phys. (USA)* 157, 432, 1984.
- [13] Adler S.L. *Quaternionic Quantum Mechanics and Quantum Fields* (Oxford University Press, Oxford, 1995).
- [14] Masillo F., Sclarici G. and Sozzo S. // *Theoret. and Math. Phys.* 160, 157, 2009.
- [15] Davies A.J. // *Phys. Rev. D* 41, 2628, 1990.



ШКАЛЫ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ РАССТОЯНИЙ И КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ: СТОХАСТИЧНОСТЬ, НЕАДЕКВАТНОСТЬ, АНИЗОТРОПИЯ, “РАЗЛАДКИ” И РАНГОВЫЕ ИНВЕРСИИ

С.Ф. Левин

Московский институт экспертизы и испытаний, Москва, Россия

AntoninaEL@rostest.ru

Одной из центральных метрологических измерительных задач космологии является калибровка моделей шкал расстояний по красному смещению z в спектрах излучения внегалактических источников. Специфика этих шкал в универсальности эффекта и в многообразии возможных его физических механизмов. Последнее обстоятельство приводит к неоднозначной интерпретации результатов применения шкал в рамках метода косвенного измерения.

История шкал космологических расстояний на основе красного смещения началась с обнаружения В. Слайфером “фиолетового” смещения у “туманности Андромеды”. К 1917 году он установил наличие красного смещения у 15 галактик, а у 3 оно было “фиолетовым”. Известность это открытие приобрело благодаря А.С. Эддингтону. В 1922 году А. Фридман для уравнений Гильберта–Гроссмана–Эйнштейна получил интерпретирующую это явление как эффект Доплера модель “нестационарной Вселенной”:

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{4\pi G}{3} \cdot \left(\rho + \frac{3P}{c^2} \right) - \frac{\Lambda c^2}{3} &= 0, \\ \left(\frac{1}{a} \frac{da}{dt} \right)^2 - \frac{8\pi G \rho + \Lambda c^2}{3} + k \left(\frac{c}{a} \right)^2 &= 0, \\ \frac{d\rho}{dt} &= -3H \left(\rho + \frac{P}{c^2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где a – масштабный фактор, t – время, ρ – средняя плотность, k – индекс кривизны, P – давление вещества и излучения, Λ – космологический член.

В 1923 году К. Ланцош для $k = +1$ и Г. Вейль для статической модели де Ситтера высказали гипотезу о линейной зависимости красного смещения z от расстояния до внегалактических источников. В 1927 году Ж. Леметр, ознакомившись с исследованиями В. Слайфера, Э. Хаббла и Х. Шепли, опубликовал теорию “расширяющейся Вселенной”, повторив результат А. Фридмана и предсказав пропорциональность “скорости разбегания галактик” расстоянию



до них. Такую же оценку годом позже, используя данные Э. Хаббла 1926 года, дал и Г. Робертсон. К 1929 году таблица Э. Хаббла содержала 20 галактик с красным смещением и 4 с фиолетовым при надежно определенных фотометрических расстояниях D_L . Исключив галактики с фиолетовым смещением, Э. Хаббл установил закон “красного смещения”

$$cz = H_0 \cdot D_L, \quad (2)$$

где $H_0 = (530 \pm 60) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$ – постоянная Хаббла, c – скорость света.

Э. Хаббл группировал данные и по направлениям, но безрезультатно. В итоге по наблюдаемым звездным величинам m внегалактических объектов для фотометрического расстояния $D_L = 10^{-5+0,2(m-M)}$, Мпк, где M – абсолютная звездная величина, диаграмма Хаббла приняла стандартный вид $\lg cz = (\lg H_0 - 5 - 0,2 \cdot M) + 0,2 \cdot m$ с наклоном 0,2.

Вторым важным открытием в истории шкал космологических расстояний в 1931 году стало “условие Чандрасекара” для яркости вспышек сверхновых.

В середине 1930-х годов модель А. Фридмана получила независимое обоснование и название – модель Фридмана–Робертсона–Уокера. А в 1942 году О. Хекман дал ее приближенное разложение по формуле Тейлора 2-го порядка с параметром замедления q_0 :

$$D_L \approx (c/H_0) \cdot [z + 0,5 \cdot (1 - q_0) \cdot z^2]. \quad (3)$$

В 1956 году параметры H_0 и q_0 были стандартизованы для космологических моделей, и была получена оценка $q_0 = 2,6 \pm 0,8$. Спустя два года “революцией” в космологии назвали строгое решение В. Маттига для “обычного” вещества:

$$D_L(z) = [c/(H_0 q_0^2)] \cdot [q_0 z + (q_0 - 1) \cdot (\sqrt{2q_0 z + 1} - 1)].$$

Дело в том, что при нормировании модели Фридмана (1) критической плотностью $\rho_{\text{кр}}$, определяющей индекс кривизны, появляются параметры массы и темного вещества $\Omega_M = \rho/\rho_{\text{кр}}$, темной энергии $\Omega_\Lambda = (8\pi G\Lambda c^2)/\rho_{\text{кр}}$ и кривизны $\Omega_k = -kc^2/(aH)^2$, где H – производная масштабного фактора, причем $H(t_0) = H_0$. Эти параметры связаны условием $\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1$.

В 1960 году Ф. Хойл для определения индекса кривизны пространства предложил модель

$$cz = H_0 \cdot r + K \cdot r^2, \quad (4)$$

где K – параметр нелинейности, $r = D_L$. И в 1962 году соответствующее отклонение от закона Хаббла (2) обнаружил А. Сэндейдж: $(cz - H_0 \cdot r)|_{r \sim 1 \text{ млрд. св. лет}} \sim 10^4 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. А в 1966 году при редукции отклонения рядом Тейлора было замечено: $K/c = 3,73 \cdot 10^{-46}$ и $(H_0/c)^2 = 3,38 \cdot 10^{-46} [\text{км}^{-2}]$. Для строгого равенства следовало бы $z = [1 - (H_0/c) \cdot D_L]^{-1} - 1$, но



для приближенного равенства в общем случае был введен параметр формы α . Тогда $z = [1 + \alpha^{-1}(H_0/c) \cdot D_L]^\alpha - 1$ или

$$D_L = \alpha \cdot (c/H_0) \cdot [(1 + z)^{1/\alpha} - 1]. \quad (5)$$

К середине 1970-х годов расширение границ наблюдаемой части Вселенной понизило оценки параметра Хаббла H_0 до $50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1}$, а параметра замедления – до $q_0 = 0,03 \pm 0,4$.

В 1985 году среди сверхновых был выделен тип SN Ia (т.н. “стандартных свечей”) со значительно меньшим разбросом яркостей в максимуме светимости, чем у сверхновых других типов, а к началу 1990-х годов модель Фридмана–Робертсона–Уокера приобрела вид:

$$D_L = \frac{c}{H_0} \cdot \frac{1 + z}{\sqrt{|\Omega_k|}} \cdot \begin{cases} \sin \varphi(z), & \Omega_k < 0 \\ \varphi(z), & \Omega_k = 0 \\ \text{sh} \varphi(z), & \Omega_k > 0 \end{cases}, \quad (6)$$
$$\varphi(z) = \sqrt{|\Omega_k|} \int_0^z [(1 + z)^2(1 + \Omega_M z) - z(2 + z)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz.$$

В период с 1998 по 2007 годы базу наиболее точных данных о фотометрических расстояниях до SN Ia составили выборки объемом 37 [1], 42 [2] и 41 [3,4]. Этот результат для космологии является бесспорным, в отличие от “ускорения расширения Вселенной”, когда полученные в [1,2] различные оценки параметров Ω_M и Ω_Λ были “скорректированы” условием “ $\Omega_k = 0$ ” для модели (2), и было принято $\Omega_M^{\text{flat}} = 0,24$ и $\Omega_\Lambda^{\text{flat}} = 0,76$ для “плоской Вселенной”:

$$D_L = \frac{c}{H_0} \cdot (1 + z) \cdot \int_0^z [(1 + z)^2(1 + \Omega_M z) - z(2 + z)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dz. \quad (7)$$

В 1999 году было обращено внимание на сходство задачи градуировки средств измерений и задачи калибровки диаграммы Хаббла для радиогалактик и квазаров. Тогда по программе “ММК–стат М” [5] была получена 4-мерная диаграмма для этих объектов и зафиксирован диполь анизотропии красного смещения, совпадающий с диполем анизотропии красного смещения галактик и тоже ориентированный на границу созвездий Leo и Virgo.

В разделе “Экстраординарные утверждения требуют экстраординарных доказательств” нобелевской лекции [6] А. Рисс описал работу с целью “исключить альтернативные астрофизические гипотезы (поглощение пылью или собственная эволюция источников) видимого по сверхновым ускоренного расширения Вселенной в модели со скрытой массой и темной энергией. Годичная программа 2002–2003 гг. по наблюдению далеких сверхновых на космическом телескопе имени Хаббла оказалась полностью успешной. Были открыты



шесть сверхновых типа Ia с красными смещениями выше 1,25. С их помощью удалось отвергнуть гипотезы серой пыли и эволюции источников и надежно установить, что Вселенная расширялась с замедлением, прежде чем начала расширяться с ускорением. В физике изменение значения или знака торможения (как следствие изменения силы) обусловлено резким *толчком*”.

Согласно [3] “чисто кинематическая интерпретация SN Ia выборки дает доказательства с более чем 99%-ным уровнем достоверности для перехода от замедления к ускорению или, аналогично, убедительные доказательства для космического *толчка*. Для *простой* модели истории расширения переход между двумя эпохами ограничен $z = 0,46 \pm 0,13$ ”. Ранее же в работе [2] утверждалось, что это произошло при $z = 0,763$ “когда взорвалась SN 1997G”. А в нобелевской лекции [7] было пояснено: “Казалось, что самые первые данные вблизи $z = 0,4$ свидетельствуют о замедляющейся Вселенной без космологической постоянной. Однако измеренные 7 точек давали слишком большой разброс. Даже одна хорошо промеренная на телескопе имени Хаббла сверхновая на вдвое большем красном смещении $z = 0,83$ стала свидетельствовать о совсем другой истории расширения. Только после измерения 42 сверхновых стало окончательно ясно, что далекие SN Ia свидетельствуют об ускоренном расширении Вселенной, в которой доминирует космологическая постоянная, а не обычное вещество”.

Фактически с гипотезой о “космическом толчке” связаны следующие утверждения:

- 1) “данные вблизи $z = 0,4$ свидетельствуют о замедляющейся Вселенной” [7];
- 2) это произошло при $z = 0,763$ “когда взорвалась SN 1997G” [2];
- 3) “переход между двумя эпохами ограничен $z = 0,4 \pm 0,13$ ” [3];
- 4) “сверхновая при $z = 0,83$ свидетельствует о совсем другой истории расширения” [7].

Естественно, это должно отразиться на структуре и параметрах модели зависимости $D_L(z)$.

И уже в 2003 году в статье [8] было обращено внимание на то, что данные, используемые группой High-Z SN Search Team, соответствуют не модели (3) при $\Omega_k = 0$, а ее приближению:

$$D_L = (cz/H_0) \cdot (1 + \frac{1}{2} \cdot z). \quad (8)$$

В 2004 году М. Виссер продвинул представление модели Фридмана–Робертсона–Уокера рядом Тейлора еще на один шаг – параметром толчка j_0 в модели 3-го порядка:

$$D_L(z) = (c/H_0) \cdot [z + \frac{1}{2}(1 - q_0)z^2 - \frac{1}{6}(1 - q_0 - 3q_0^2 + j_0)z^3]. \quad (9)$$

В 2016 году моделью (4) воспользовалась обновленная группа А. Рисса, заявив о достижении “точности 2,4 %” оценки постоянной Хаббла. И ввиду



“статистически значимого” расхождения этой оценки “за пределами трех сигм нормального закона” с оценками параметра Хаббла в рамках Λ CDM-модели в космологии возникла “тупиковая ситуация” [9].

Подозрения о наличии анизотропии в данных [1, 2] высказывались еще в 2007 году [10], но надежно ее наличие было установлено только в 2017 году [11, 12]. Но уже в 2018 году выяснилось, что для данных [1, 2] модель (3) избыточна по степени, более правдоподобна анизотропная 3-мерная модель 2-го порядка с учетом галактических координат l и b SN Ia [13]:

$$D_L = (c/H_0) \cdot [(1 + a_b \cdot b) \cdot z + \frac{1}{2}(1 - q_0) \cdot (1 + a_l \cdot l) \cdot z^2], \quad (10)$$

где $a_b = +2,027311498 \cdot 10^{-3}$ и $a_l = -2,568655129 \cdot 10^{-3}$ – коэффициенты анизотропии, $H_0 = 60,80404264$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ и $q_0 = -0,14378664$. При этом модель (10) оказалась подобна модели (3), а модель (5) при $\alpha = 0,499160639$ и $H_0 = 77,2924661$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ при оценивании ее параметров методом наименьших модулей преподнесла сюрприз: если принять строго $\alpha \equiv \frac{1}{2}$, то модель (5) сводится к модели (3) при $q_0 = 0$ или к модели (8).

В 2019 году группа А. Рисса еще больше увеличила расхождение оценок параметра Хаббла, и речь снова пошла о доведении требований по точности шкалы до 1 % [9].

Другими словами, модельная интерпретация данных [1–4] требует не только параметрической идентификации математической модели шкалы измерений, чем это тогда ограничилось, но проверки структурных гипотез с учетом погрешностей неадекватности [5] и, что не менее важно, проверки последствий нарушения метрологических требований.

Заметим, рассмотренные выше модели непрерывны, а “космическому толчку” должно соответствовать изменение структуры или хотя бы параметров модели. Это явление – *разладка*, обнаружение которой предусмотрено логикой статистического вывода метода максимума компактности (ММК) проверкой системы нулевых гипотез: вырожденности \mathbf{H}_0 , непрерывности \mathbf{H}_{00} и композиционной однородности \mathbf{H}_{000} по критерию минимума среднего модуля погрешности неадекватности (СМПН) [5]. При идентификации могут быть использованы методы наименьших квадратов (МНК) или модулей (МНМ). Эти алгоритмы в схеме перекрестного наблюдения погрешности неадекватности обозначены ММКМНК и ММКМНМ, а интерполяционный вариант ММКМНМ по выборочным медианам – ММКМЕДС.

Проверка алгоритмами ММК гипотезы о “космическом толчке” показала следующее.

Во-первых, для данных [1] наиболее правдоподобной оказалась “кусочно-хаббловская” ММКМЕДС-модель (общий СМПН = 113,49 Мпк) с четырьмя параметрическими *разладками* на интервалах по красному смещению z [0,079; 0,088], [0,215; 0,3], [0,44; 0,48] и [0,57; 0,62] при изменении параме-



тра Хаббла $63,29 \rightarrow 60,35 \rightarrow 51,69 \rightarrow 48,01 \rightarrow 42,37$ [км·с⁻¹·Мпк⁻¹]. Это в обратном времени соответствует увеличению параметра Хаббла с течением времени.

Во-вторых, для данных [2] наиболее правдоподобный результат (общий СМПН = 291,51 Мпк) дала ММКМНК–модель с *разладкой* при $z = 0,763 \dots 0,828$: переход от модели $z = \text{const}$ (2 SN Ia при $z = 0,828$ и $z = 0,83$) к закону Хаббла (2) с $H_0 = 60,64$ км·с⁻¹·Мпк⁻¹ (40 SN Ia).

В-третьих, линейная ММКМЕДС–модель без *разладки* (СМПН = 841,97 Мпк) для данных Глубокого и Ультра Глубокого полей Хаббла [3, 4] оказалась с ненулевым нуль–пунктом.

В-четвертых, наиболее правдоподобной (общий СМПН = 497,15 Мпк) для всей совокупности данных [1–4] оказалась ММКМНК–модель с семью *разладками*. Для дальнейшего анализа были приняты только данные [1, 2], объединению которых соответствует наиболее правдоподобная ММКМНК–модель в виде полинома 5-й степени (СМПН = 296,2 Мпк).

В-пятых, наиболее правдоподобной среди непрерывных моделей для данных [1, 2] оказалась анизотропная ММКМНК–модель (10) при наименьшем СМПН = 247,4 Мпк ($N = 79$).

Минимальным требованием к шкалам измерений является изоморфизм отношения порядка между входными и выходными переменными, между красным смещением z и номинальным значением фотометрического расстояния D_L согласно модели шкалы.

Собственно само по себе красное смещение и используется в качестве шкалы порядка.

Ситуация принципиально меняется, когда каждому значению красного смещения приписывается определенное по модели расстояние путем параметрической идентификации модели тем или статистическим методом. Например, в работе [1] это был метод взвешенных наименьших квадратов, названный почему-то “методом минимума χ^2 А. Рисса”, и появляется возможность оценить “неметричность” [13] шкалы на основе красного смещения.

Ранжирование данных [1–4] по z и D_L после пересчета модулей расстояния [1] и эффективных звездных величин [2] показало следующее: 1) для 45 первых рангов по красному смещению при $z \leq 0,4$ совпадение имеет место для 17 SN Ia, а при $z > 0,4$ – 3 из 75; 2) “разладка” $z = 0,44 \dots 0,48$ содержит 12 ранговых инверсий, а “разладка” $z = 0,763 \dots 0,828$ – 3 (табл.), где $z = 0,763$ (в [2] опечатка – 0,73) имеет SN 1997G ($D_L = 3854,783577$ Мпк), $z = 0,828$ – SN 1996cl ($D_L = 3801,893963$ Мпк) и $z = 0,830$ – SN 1997ap (3265,878322 Мпк) [14].

Таким образом, красное смещение внегалактических объектов шкалу порядка не образует, “разладки” моделей шкал связаны с ранговыми инверсиями $D_L \sim 0,5$ Гпк, условие изоморфизма красных смещений и фотометрических



расстояний нарушено.

Ранговая инверсия SN Ia [1, 2]

| SN | z | D_L , Мпк |
|------------|-------|-------------|------------|-------|-------------|------------|-------|-------------|------------|-------|-------------|
| 1996cn [2] | 0,430 | 2454,708916 | 1997ai [2] | 0,450 | 2108,62815 | 1997P [2] | 0,472 | 2387,811283 | 1997G [2] | 0,763 | 3854,783577 |
| 1997Q [2] | 0,430 | 1887,991349 | 1995az [2] | 0,450 | 2301,441817 | 1995K [1] | 0,48 | 3090,295433 | 1996cl [2] | 0,828 | 3801,893963 |
| 1996E [1] | 0,43 | 2228,435149 | 1996cm [2] | 0,450 | 2546,830253 | 1995ay [2] | 0,480 | 2523,480772 | 1997ap [2] | 0,830 | 3265,878322 |
| 1996U [1] | 0,43 | 3235,936569 | 1995aq [2] | 0,453 | 2477,422058 | 1996eg [2] | 0,490 | 2322,736796 | | | |
| 1997ce [1] | 0,44 | 2454,708916 | 1995ar [2] | 0,465 | 2606,153550 | | | | | | |

Литература

- [1] 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.
- [2] Perlmutter S. et al. Measurements of Ω and Λ from 42 high-red shift supernovae // *Astrophysical Journal*. 1999. Vol. 517. P. 565–586.
- [3] 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.
- [4] 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.
- [5] Р 50.2.004–2000 ГСИ. Определение характеристик математических моделей зависимостей между физическими величинами при решении измерительных задач. Основные положения.
- [6] Рисс А. Дж. Мой путь к ускоряющейся Вселенной. Нобелевская лекция. Стокгольм. 08.12.2011 г. // *Успехи физических наук*. Т. 183, № 10. Октябрь 2013 г. С. 1090–1098.
- [7] Перлмуттер С. Нобелевская лекция. Стокгольм. 08.12.2011 г. // *Успехи физических наук*. 2013. Т. 183. № 10. С. 1060–1077.
- [8] Tonry J.L. et al. Cosmological Results from High- z Supernovae. // *Astrophysical Journal*. 2003. V. 594. P. 1–24.
- [9] Freedman W.L. Cosmology at a Crossroads: Tension with the Hubble Constant // *arXiv.org*: 1706.02739. 13 Jul 2017.
- [10] Schwarz D.J., Weinhorst B. (An) isotropy of the Hubble diagram: comparing hemispheres // *Astronomy & Astrophysics*. 2007. Vol. 474. P. 717–729.
- [11] Левин С.Ф. Шкала космологических расстояний. Ч. 5. Метрологическая экспертиза по сверхновым типа SN Ia // *Измерительная техника*. 2016. № 8. С. 3–10.



- [12] Левин С.Ф. Шкала космологических расстояний. Ч. 6. Статистическая анизотропия красного смещения // Измерительная техника. 2017. № 5. С. 3–6.
- [13] Левин С.Ф. Шкала космологических расстояний. Ч. 7. Новый казус с постоянной Хаббла и анизотропные модели // Измерительная техника. 2018. № 11. С. 15–21.
- [14] Левин С.Ф. “Космический толчок” или ранговая инверсия – причина “тупика” в космологии // Контрольно-измерительные приборы и системы. 2020. № 4. С. 32–36.



ГЕОМЕТРИЯ ПРОСТРАНСТВА И ВРЕМЕНИ В СВЕТЕ НОВОЙ ФИЗИКИ

С.И. Константинов

*Кафедра физической электроники, Российский Государственный Педагогический
Университет им. Герцена, Санкт-Петербург и РКК “Энергия”, Россия.*

konstantinov.s.i@yandex.com

Пространство и время как продукт чистого разума математических абстракций финслеровых пространств и их возможные приложения в физике, хотя и позволяют извлечь большое число математических моделей, дающих возможность выстраивать физическую теорию на базе фундаментальных соотношений, не может заменить физическую реальность, постигаемой в явлениях природы и экспериментах. Концепция квантового вакуума (темной материи и темной энергии) в Новой физике и его участие во всех взаимодействиях в открытой Вселенной рождается в момент кризиса теоретической физики и всей научной парадигмы.

1 Вступление

Статья является ответом на многочисленные математические тесты для построения дискретной модели мира: r -модель Ахмаваара, геометрия причинных множеств Рафаэля Соркина, кватернионная геометрия А.П.Ефремова, твисторная программа Пенроуза для альтернативного описания пространства Минковского который подчеркивает лучи света, а не точки пространства-времени, не нашел достаточного физического обоснования. В результате элементарная спинорная структура вещества (элементарных частиц) оказалась в центре внимания твисторной программы Пенроуза [1] и реляционной теории бинарной геометрофизики Ю.С.Владимирова [2, 3]. Однако в теориях авторов постулируются аксиомы систем отношений, что указывает на априорную неполноту теории, а физические процессы рассматриваются с точки зрения наблюдателя. Неполнота теории может быть результатом субъективного подхода и отсутствия экспериментально обоснованных физических данных. Многочисленные версии теории струн также находятся в тупике, и в первую очередь потому, что они базируются на СТО и ОТО Эйнштейна, а также на воображаемом замороженном времени [4]. Ли Смолин - американский физик-теоретик, преподаватель Института теоретической физики Периметра, адъюнкт-профессор физики в Университете Ватерлоо, пишет: “Мы должны найти способ разморозить время – представить время, не превращая его в пространство. Я понятия не имею, как это сделать. Я не могу представить математику, которая не может представить мир, как



если бы он был заморожен в вечности” [4]. На основе математического аппарата современной проективной геометрии в статье предлагается объединить координатное пространство и пространство импульсов в единую геометрическую конструкцию, рассматривая их в рамках пятимерного континуума (две временные координаты и три пространственные координаты). Комплексное время, состоящее из мнимого циклического времени и действительного космологического времени в пространстве, состоящем из базы и слоя, предлагает исследователю способ преодолеть стационарный подход симметричных инвариантных уравнений СТО и ОТО Эйнштейна при описании реальности и предложить новый математический аппарат для описания эволюционных процессов во Вселенной, начиная с рождения частиц и заканчивая эволюцией звезд и галактик [5]. Стивен Хокинг предложил ввести мнимое время $\tau = i ct$ в метрику ОТО. Если в евклидовом пространстве метрика имеет вид $ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2$, то в ОТО метрика имеет вид $ds^2 = c^2 dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2)$ и для мнимого времени $c^2 dt^2$ переходит в $-d^2\tau$. При этом исчезают различия между временем и пространством в интервале ds^2 метрики ОТО [6]. Это замороженное время. В стандартной модели Вселенную А. Фридмана в широком масштабе можно считать однородной и изотропной. Тогда метрика принимает простую форму:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) dl^2 \quad (1)$$

где dl^2 – пространственный элемент, который может соответствовать нулевой кривизне, либо положительной, либо отрицательной кривизны (сферическая или гиперболоидная);

$R(t)$ – радиус Вселенной, соответствующий предельному расстоянию, достижимому для астрономических наблюдений.

Стандартная модель устанавливает связь между радиусом вселенной $R(t)$ и кривизной пространства с одной стороны и средней плотностью массы - энергии, которая обозначается σ , и давлением P .

Вместо $R(t)$ часто назначается функция Хаббла:

$$H = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial t} \quad (2)$$

Отсюда следует, что $d\Psi/dt = 0$; волновая функция не зависит от времени (уравнение $H\Psi = 0$ часто называют уравнением Уилера - ДеВитта). Это парадокс. Космологическое время исключено из рассмотрения в плоском пространстве Минковского [7].

2 Геометрия пространства и времени

Открытие квантового вакуума (темной материи и темной энергии) как галактической и межгалактической среды, которая, согласно наблюдениям Косми-



ческой обсерватории Планка, опубликованным в марте 2013 года, составляет 95% общей массы энергии наблюдаемой Вселенной (остальные 5% приходится на обычную барионную материю) [7], позволяет заявить, что именно квантовый вакуум определяет геометрию пространства – времени [8]. Каким образом геометрические свойства пространства и времени связаны с физическими взаимодействиями и материальной средой? Ведь еще И.Кант связал трехмерность пространства с законом убывания сил обратно пропорционально квадрату расстояния. Визуально пространство представляется трехмерным и описывается геометрией Евклида в декартовых координатах. Декарт представлял пространство как нечто абсолютно неизменное, подобное пустому ящику, внутри которого протекают физические процессы. Канту принадлежит идея представить пространство, опираясь на конкретные физические законы. Он писал: “Трехмерность возможна от того, что субстанции действуют друг на друга таким образом, что сила действия обратно пропорциональна квадрату расстояния.”. Очевидно, что геометрическое представление этого закона есть сфера. Наблюдателю, помещенному в центр сферы, визуальное пространство будет представляться трехмерным. Относительность пространства означает, что оно зависит от отношения и механического взаимодействия тел между собой. По Канту пространство трехмерно и евклидово потому, что силы взаимодействия между материальными телами $F = \frac{m_1 m_2}{r^2}$ (закон Кавендиша) и электрическими зарядами $F = \frac{q_1 q_2}{r^2}$ (закон Кулона) обратно пропорциональны квадрату расстояния. Если бы частицы и заряды взаимодействовали по прямо пропорциональному закону $F = k \times R$ (закон Гука), то пространство превратилось бы по Канту в прямые линии, расходящиеся от наблюдателя в бесконечность. Такое пространство уже не обладало бы непрерывностью, а являлось бы дискретным. Открытие ускоренного расширения Вселенной, сделанное на основании результатов астрономических наблюдений проведенных группой исследователей в 2000-2010 гг. с помощью космического телескопа “Хаббл” (Hubble Space Telescope – HST), вызвало огромное количество теоретических исследований. Интерпретация космологического расширения Вселенной в духе представления об антигравитирующей среде (темной энергии) с постоянной плотностью была положена в основу стандартной космологической модели Λ CDM (Λ -Cold Dark Matter). Космологическое антитяготение в модели Λ CDM описывается линейной зависимостью силы от расстояния [8]:

$$F = (c^2/3) \times \Lambda \times R, \quad (3)$$

где Λ – космологическая постоянная Эйнштейна, а R – расстояние.

В современной расширенной модели Вселенной, включающей квантовый вакуум (темную энергию и темную материю) космологическая постоянная Эйнштейна (Λ) может характеризовать упругие свойства темной энергии и



играть роль коэффициента упругости в законе Гука. Подчиняясь этому закону, по Канту космологическое время линейно и дискретно, это так называемая “стрела времени” Эддингтона, описывающая реальные процессы эволюции каждого объекта Вселенной индивидуально, за весь период времени от его рождения до исчезновения. При этом, время двухмерно. Двойственность времени отмечал лауреат Нобелевской премии И.Р.Пригожин в своей книге “Время, хаос, квант”. Он писал: “Нам необходимо выйти за рамки концепции времени как параметра, описывающего движение отдельных систем. В гармонических осцилляторах (классических и квантовых) время однозначно связано с законами движения, но в неинтегрируемых системах время играет двойственную роль. Если устойчивые стационарные системы ассоциируются с понятием детерминированного циклического времени, то для неустойчивых, развивающихся систем применимо понятие вероятностного векторного времени” [7]. Это означает, что система может дальше развиваться на новом уровне или исчезнуть. В этом проявляется дискретность времени. К гармоническим осцилляторам можно отнести и планеты Солнечной системы. Для них циклическое время отмеряется количеством оборотов, сделанных вокруг собственной оси и вокруг Солнца. А дискретное линейное время определяет время их эволюции и исчезновения. Применив теорию линейных мер множеств, профессор Санкт-Петербургского университета И.Н. Таганов доказал, что если состояние физических процессов всегда измеряется с конечной неопределенностью (соотношение неопределенности Гейзенберга между координатами и импульсом частицы и временем и энергией частиц в микромире), то моменты физического времени могут быть представлены только двухкомпонентными числами и, в частности, комплексными числами. В книге “Физика необратимого времени” И.Н. Таганов предположил, что геометрическим образом комплексного физического времени может служить спираль с переменным шагом и диаметром в псевдоевклидовом трехмерном пространстве [9]. В 1955г. аргентинский философ и физик профессор Марио Бунге ввел в теорию электрона комплексное время $T\tau = (t + i\tau)$, где t -время существования электрона на данной орбите в атоме, а τ -постоянное циклическое время, равное периоду спина электрона. Концепция спирального времени в физике микромира устраняет проблему расплывания волновых пакетов, представляющих микрочастицы с конечными массами и размерами. В новой интерпретации квантовой механики нет проблемы “корпускулярно-волнового дуализма” - при свободном движении индивидуальная микрочастица в каждый момент комплексного времени имеет вполне определенные комплексные координаты [9]. Плоское пространство Минковского, а также попытка обобщить его на случай ускоренных движений, то есть Общая Теория Относительности Эйнштейна, не могут быть приняты в качестве базовых геометрических моделей для описания не замороженного динамического развивающегося мира, в котором мы



живем. На основе математического аппарата современной проективной геометрии ученые приходят к новым, более общим законам сохранения, присущим физике открытых систем [10]. Кроме того, в пятимерном континууме синхронная взаимозависимость изменения состояния системы (тела) обеспечивается при описании его движения в импульсном представлении с описанием его движения в координатном представлении. Прежде всего, это теоретическое обоснование пространства, имеющего расслоения $X_m(X_n)$ для геометризации динамических систем. Основа представления слоистого пространства: база - это n -мерное дифференцируемое многообразие X_n (пространство базовых координат), а слой - m -мерное многообразие (слой - импульсное пространство). Возврат системы в ее начальное состояние имеет решающее значение при формировании понятия “база” и позволяет описать поведение системы (классические и квантовые осцилляторы) с помощью симметричных инвариантных уравнений ОТО Эйнштейна [5]. Это состояние системы соответствует концепции временного горизонта, в течение которого мы можем предсказать поведение системы, путь ее развития. Переход системы на качественно новый уровень, на котором система становится неинтегрируемой, в ней преобладают необратимые процессы, а время теряет свойство инвариантности, а ее поведение является вероятностным, векторный характер соответствует понятию “слой” [2]. Если руководствоваться понятием расслоенного пространства, состоящего из базы и слоя, то мы можем предположить, что четырехмерный мир Минковского – Эйнштейна описывает “базу”, в которой господствуют симметричные и инвариантные уравнения и система находится в стационарном, интегрируемом состоянии. Ограниченность Общей теории относительности не дает ученым права загонять физическую реальность в прокрустово ложе инвариантных симметричных решений Эйнштейна. Мнимая часть сложного времени - циклическое время – соответствует этому состоянию [5]. Предложенный в статье пятимерный континуум, включающий две временные координаты и три пространственные координаты, вобрал в себя все преимущества пятимерного мира Калуцы над плоским четырехмерным континуумом Минковского. Его предшественником можно считать пятимерный континуум Эддингтона (Uranoid), который включает, помимо четырехмерного континуума Минковского, пятую временную координату [5]. Ураноид Эддингтона - это исследуемая среда (вся вселенная, состоящая из элементарных частиц). Он содержит, помимо четырех измерений континуума Минковского (x_1, x_2, x_3, t), пятое измерение – время t_0 . Эддингтон пишет: “E-рамка обеспечивает пятое направление, перпендикулярное осям x_1, x_2, x_3, t ; и вектор положения может быть расширен t_0 :

$$X = E_{15} ix_1 + E_{25} ix_2 + E_{35} ix_3 + E_{45} t + E_{05} t_0, \quad (4)$$

где согласно условиям реальности t_0 должно быть реальным ” [9].



Рассмотрим преимущества пятимерного континуума, который включает в себя два измерения времени и три измерения пространства перед пятимерным континуумом Калуцы, который включает в себя одно измерение времени и четыре пространственных измерения:

Во-первых, в пятимерной теории Калуцы даже сам автор не понимал физического значения пятой координаты. Вот заключительные слова из статьи Калуцы: “До сих пор трудно смириться с мыслью, что все эти отношения, которые едва ли можно превзойти по достигнутой в них степени формального единства, являются просто капризной игрой обманчивой случайности. Но если можно показать, что за предполагаемыми взаимосвязями есть нечто большее, чем пустой формализм, то это станет новым триумфом общей теории относительности Эйнштейна ” [12]. Нам удалось показать, что пятая координата (псевдопространственная четвертая в Калуце) – это время эволюции системы (t), разделенное на отрезки – временные горизонты (T). Время горизонта – это время, в течение которого мы можем предсказать поведение системы, траекторию ее развития, и далее исходное состояние системы больше не может служить основой для прогнозирования. Пятое измерение имеет особый статус. Он не позволяет вписать Вселенную в прокрустово ложе симметричных инвариантных решений теории Эйнштейна. Предложение Эйнштейна и Бергмана улучшить теорию Калуцы, закрыть пятое измерение и представить мир циклическим, замкнутым или компактифицированным по пятой координате, приводит к неверному закону уменьшения гравитационных сил в пятимерном мире [13]. Но если мы позволим выделить пятую координату (в частности, метрики не зависят от пятой координаты), то те же 5-мерные решения уравнений Эйнштейна дают другое решение, в результате чего $F_r \sim 1/r^2$, что не противоречит эксперименту [2].

Во-вторых, почему проявления дополнительного измерения настолько ограничены, то есть, почему пятое измерение остается практически ненаблюдаемым? В теории Калуцы нет ответа на этот вопрос, хотя в ней все электромагнитные явления можно интерпретировать как проявления пятого измерения. Условие цилиндричности в пятом измерении, необходимое для получения тензора напряженности электромагнитного поля, было достигнуто в пятимерной теории Калуцы путем постулирования независимости всех геометрических величин от пятой координаты. В более поздних интерпретациях теории Калуцы зависимость величин от пятой координаты допускается, но период циклической зависимости чрезвычайно мал $T = 10^{-31}$ секунды и практически не появляется в используемых формулах. Причина не наблюдаемости пятого измерения объясняется свойством циклической природы мира в пятой координате с очень малым периодом. Но все эти объяснения подходят для мира, замкнутого в пятой координате [13]. Однако автор эволюционной парадигмы Вселенной, лауреат Нобелевской премии И.Р. Пригожин



установил, что “изолированные, замкнутые системы превращаются в хаос, а открытые системы эволюционируют во все более высокие формы сложности”. [7]. Таким образом, замыкание пятой координаты Эйнштейна обрекает Вселенную на деградацию. С наших позиций в вышеприведенных объяснениях произошла подмена понятий. Циклическое инвариантное время Минковского заменило эволюционное неинвариантное время пятой координаты. Мы вернем пространственные и временные измерения на свои места и попытаемся ответить на второй вопрос, основываясь на нашем пятимерном континууме. Независимость значений от пятой координаты возможна только на временных интервалах T , образующих временные горизонты. В этих областях система находится в стационарном равновесном состоянии, она интегрируема, все ее основные параметры сохраняют свои значения, а время циклично и инвариантно. Совершенно иная картина наблюдается на границах временных горизонтов. Там система переходит на качественно новый эволюционный уровень, она находится в неравновесном, нестационарном состоянии, она неинтегрируемая, в ней преобладают необратимые процессы, она ищет новое состояние равновесия, которому будут соответствовать новые значения основных параметров. Именно на стыках временных горизонтов следует ожидать зависимости значений континуума от пятой координаты. В этом случае время теряет свойство инвариантности и становится вероятностным, то есть система может либо развиваться дальше в новом качестве, либо перестать существовать. Энергию, необходимую системе для эволюционных преобразований, она получает из космической среды Вселенной (темной энергии и темной материи) [5]. Если посмотреть на принцип относительности с точки зрения законов симметрии и вытекающих из них законов сохранения (знаменитая теорема Эмми Нетер и ее последующие обобщения), то станет понятно, какую роль они играют в установлении законов Природы. Каждой симметрии в Стандартной Модели соответствует свой закон сохранения. Например, симметрии относительно сдвигов во времени (то есть тому обстоятельству, что законы физики одинаковы в каждый момент времени) соответствует закон сохранения энергии, симметрии относительно сдвигов в пространстве - закону сохранения импульса, а симметрии относительно поворотов в нем (все направления в пространстве равноправны) – закон сохранения углового момента. Законы сохранения можно интерпретировать и как запреты: симметрии запрещают изменение энергии, импульса и углового момента замкнутой системы при ее эволюции. Считается, что законы физики не меняются при равномерном прямолинейном движении. Это утверждение получило название принципа относительности. Эйнштейн сделал попытку распространить этот принцип на любые, в том числе ускоренные виды движения, но потерпел неудачу. Оказалось, что новые симметрии, присущие ускоренным движениям, приводит к новым, более общим законам сохранения, присущим физике



открытых систем. Участие квантового вакуума (темной материи) во всех взаимодействиях вызывает отказ от парадигмы эволюции замкнутой системы и требует пересмотра всех законов сохранения и симметрии. Дальнейшее развитие псевдо евклидового трехмерного пространства может лежать на пути учета многообразия процессов, связанных с вращением тел. Прежде всего потому, что геометрия Ньютона – это геометрия Евклида, это декартовы прямоугольные координаты. Для того, чтобы учесть вращательные эффекты, потребовалось соединить декартову систему координат с шестью угловыми координатами Эйлера. Это удалось сделать академику Геннадию Шипову в своей теории “Физического вакуума” [14]. Оказалось, что в рамках такой механики удастся объяснить эксперименты, в ходе которых нарушается закон сохранения энергии в открытых системах.

3 “Геометрия времени” Дмитрия Павлова

“Геометрия времени” это название статьи, опубликованной в журнале “Наука и Религия” №1 за 2016г. Автором статьи является Дмитрий Павлов, успешный бизнесмен и ученый, вкладывающий деньги в науку. Он создал под Муромом мини-научоград, где исследуются финслеровы пространства и их возможные приложения в физике. Результатом этих исследований явилось открытие поля, названного гиперболическим, которое “будучи примененным к реальности может интерпретироваться как поле времени”. Напряженность гиперболического поля в этой концепции воспринимается как скорость течения времени, которая теоретически может быть различной. На практике реализацию управления временем предлагается осуществить с помощью гиперболической линзы, устройства, превращающего плоское поле времени в сходящийся в фокусе пучок. В ходе эксперимента исследователи надеются зарегистрировать мощную вспышку, в процессе трансмутации известных химических элементов и рождение новых элементов [15]. Я думаю, что в своей практической деятельности по трансмутации и рождению новых элементов с помощью гиперболических линз, экспериментаторы имеют дело с проявлением энергии квантового вакуума, а не времени. Экс академик и профессиональный ученый теплофизик А.И.Вейник в своей монографии “Термодинамика реальных процессов” указывал на существование двух видов времени: реального физического времени, являющегося характеристикой любого тела и условного времени, придуманного человеком для организации своей практической деятельности, оно течет всегда равномерно (24 часа в земных сутках). “Самая нелепая ошибка теории относительности заключается в том, что Эйнштейн говорит о переменности хода времени условного, тогда как оно вообще не способно изменяться. Отсюда бессмысленны все остальные выводы этой теории. Подмена реального времени условным и наоборот – это причина многих заблуждений в современной науке” [16]. Этот вывод говорит о том, что недо-



пустимо инвариантное циклическое время базы в расслоенном пространстве подменять космологическим эволюционным временем слоя. А. Вейник пишет: “Малые длительности Эйнштейн ошибочно называл ускорением хода времени, то есть перепутал скорость необратимых процессов эволюции системы с их длительностью функционирования” [16]. Так и Павлов, возможно, путает скорость процессов трансмутации химических элементов при определенных состояниях квантового вакуума и течение времени. В медицине известны случаи, когда человек быстро стареет благодаря изъянам в генетике, при этом обменные процессы в его организме протекают с огромной скоростью, и он умирает в 20 лет глубоким стариком. Однако это не значит, что время ускорило свой бег, просто изменились биохимические реакции в организме.

4 Астральные полеты Юнга вне времени и пространства

Книга знаменитого швейцарского психиатра Карла Густава Юнга “Воспоминания, мечты, размышления”, вышедшая в свет в Нью-Йорке в 1961 году [17], сначала была воспринята читателями, как фантазия ученого философа, но по мере накопления фактического материала, связанного с освоением человеком околоземного пространства, потребовала серьезного научного анализа. Нарисованные Юнгом яркие картины околоземного пространства, сохранившиеся в памяти ученого после его возвращения к жизни из состояния “клинической смерти”, вызванной остановкой сердца (инфаркт) дают пищу для размышлений. Анализ достоверности астральных видений Юнга, проведенный в статье Д. Логинова “Космическое путешествие Карла Густава Юнга”, опубликованной в журнале “Наука и религия” № 4 за 2011 г. [18] убеждает в реальности виденного. Здесь я хотел бы остановиться на восприятии ученым пространства и времени в астрале. Оно кардинально отличается от восприятия этих понятий людьми в их земной жизни и космонавтами и астронавтами во время их космических полетов. Если рассматривать переход индивидуума в иной мир как конец эволюции системы “человек”, то для него закономерно исчезают представления о пространстве и времени и связанные с этим ограничения, накладываемые на систему, а именно, местоположение тела в трехмерном пространстве и временное упорядочивание в виде прошлого, настоящего и будущего. По утверждению Юнга: “Мои видения и переживания были абсолютно реальными, в них не было ничего субъективного, все они имели качество абсолютной объективности. Эти переживания я могу описать только как экстаз вневременного состояния, в котором настоящее, прошлое и будущее являются единым”. И далее: “Мне виделось, что за горизонтом Космоса искусственно построен трехмерный мир, в котором каждый человек помещает себя в маленький ящик” [17]. Объяснения видений галлюцинация-



ми, которые рождены в мозгу при недостатке кровоснабжения (гипоксии), не выдерживают критики, поскольку картины околоземного пространства, нарисованные Юнгом вплоть до мельчайших красочных оттенков, полностью совпадают с фотографиями, сделанными из космоса на высоте 1000 км. Д. Логинов пишет: “Юнг, описывая в середине прошлого века вид нашей планеты из Космоса, как будто имел в своем распоряжении качественную подборку снимков с орбиты, которые мы имеем в XXI веке. И обратите внимание “ни одного попадания мимо” [18]. Приходится признать очевидность невероятного: дух Карла Юнга, находясь вне его физического тела, реально выходил на околоземную орбиту и произвел наблюдения, предвосхитившие данные, полученные впоследствии космонавтикой и автоматикой. Таким образом, если считать достоверным восприятие Юнгом пространства и времени в астрале, то приходится признать истинным утверждение И.Канта относительно того, что пространство трехмерно и евклидово потому что силы взаимодействия между материальными телами обратно пропорциональны квадрату расстояния. Как только душа Юнга обрела материальное тело, оно вновь стало подвластно физическим законам и вернулось в ящичную систему. Он пишет: “И теперь мне следовало вновь убедить себя, будто бы жить в ящичке является важным. Жизнь и весь мир казались мне тюрьмой. Я испытал неприязнь к своему доктору за то, что он вернул меня к жизни... Хотя вера в этот мир возвратилась ко мне, но с тех пор я так никогда и не освободился от впечатления, что эта жизнь разыгрывается в трехмерном ящичке, являясь только сегментом, а то и суррогатом настоящего бытия и не может быть, чтобы Вселенная была создана только для этого. И есть кое-что еще, что я вполне отчетливо помню... Все, что происходило, было объединено в неделимое целое. Ничто не распределялось во времени, ничто нельзя было бы измерить временным понятием. Это переживание лучше всего можно было бы определить как состояние чувства, которое нельзя создать посредством воображения. Как я могу представить себе, что существую одновременно позавчера, сегодня и послезавтра. Перед лицом такой целостности остаешься безмолвным, поскольку едва ли это можно постигнуть” [17].

Большую работу в изучении законов потустороннего мира и доказательства его существования (так называемых “тонких миров”) провел экс академик, ведущий теплофизик Белоруссии Альберт Вейник. Результаты этой работы изложены в его монографии “Термодинамика реальных процессов”. Свидетельство очевидца в лице К.Юнга, да к тому же ученого, побывавшего по ту сторону небытия, подтверждают выводы Альберта Вейника о реальности существования потустороннего мира и о вневременных и внеметрических свойствах “тонких тел”. Альберт Вейник пишет: “Опыты показали, что “тонкие” объекты обладают не только внехрональными и внеметрическими свойствами, но и могут ими управлять! Они способны проникать сквозь любые



наши преграды и воспринимать нас, представителей хронологически-метрического мира, как некие целостные системы с нашим прошлым, настоящим и будущим одновременно. От них-то мы и получаем информацию из будущего” [16].

5 Заключение

Итак, чтобы разморозить мир, необходимо признать существование двух типов времени: реального физического времени, характерного для любого объекта или системы и условного циклического времени, изобретенного человеком для организации своей практической деятельности, оно всегда течет равномерно (24 часа в земных сутках). Самая нелепая ошибка теории относительности состоит в том, что Эйнштейн говорит об изменчивости условного хода времени, в то время как оно совсем не способно изменяться. Замена реального времени условным и наоборот является причиной многих заблуждений в современной науке. Этот вывод свидетельствует о том, что математический аппарат инвариантных обратимых уравнений СТО и ОТО Эйнштейна, исключая реальное космологическое время в четырехмерном плоском континууме Минковского-Эйнштейна, отражает замороженную статичную Вселенную. Чтобы ее разморозить, проявить в развитии, необходимо вернуться в мир необратимых процессов пятимерного континуума (две временные координаты и три пространственные координаты). Долгое время считалось, что координатное пространство и пространство импульсов могут быть связаны друг с другом только посредством преобразований Фурье. Однако это оказалось не так. Их взаимосвязь оказалась явной и не тривиальной и ее можно описать унифицировано, выбрав правильное геометрическое пространство, которое должно служить моделью для описания динамики частиц и полей. Пространство и время как продукт чистого разума математических абстракций финслеровых пространств и их возможные приложения в физике, хотя и позволяют извлечь большое число математических моделей, дающих возможность выстраивать физическую теорию на базе фундаментальных соотношений, не может заменить физическую реальность, постигаемой в явлениях природы и экспериментах.

Литература

- [1] Penrose R., Rindler W. *Spinors and Space-Time*. Cambridge University Press. 1986 pp. Appendix. doi: 10.1017/cbo9780511524486
- [2] Владимиров Ю.С. *Пространство – время: явные и скрытые размерности*. Москва: Либроком, 2012
- [3] Владимиров Ю.С. Проблема вывода классического пространства-времени из закономерностей физики микромира // *Метафизика*. 2015, №2 (16), С. 21-27.



- [4] Lee Smolin. The trouble with physics: the rise of string theory, the fall of a science, and what comes next. Houghton Mifflin, Boston, 2006.
- [5] Konstantinov S.I. Epistemological Dualism between Einstein's Relativity and Quantum Mechanics in the Five-Dimensional Continuum for Universe // Global Journals Inc. (USA) GJSFR-A, Volume 20, Issue 6, Version 1.0, pp 31-38, 2020
- [6] Stephen Hawking. From the Big Bang to Black Holes. New York: Bantam Books, 1988.
- [7] Пригожин И., Стенгерс И. Время, хаос, квант. Москва, Прогресс, 1994
- [8] Einstein A. 'The Meaning of Relativity: Four Lectures Delivered at Princeton University, Princeton Univ. Press, Princeton, 2004.
- [9] Таганов И.Н. Физика необратимого времени. Российская академия наук, Санкт-Петербург, 2014 .
- [10] Жотиков В.Г. Введение в финслерову геометрию и ее обобщение (для физиков). М.: МФТИ, 2014, 208 с.
- [11] Eddington A.S. Fundamental Theory – Cambridge, 1946
- [12] Kaluza T. To the Problem of the Unity of Physics // Albert Einstein and the Theory of Gravity. Moscow: Mir, 1979
- [13] Einstein A. and Bergmann P. On a Generalization of Kaluza's Theory of Electricity. // Annals of Mathematics, 1938, 39, 685. <https://doi.org/10.2307/1968642>
- [14] Шипов Г.И. Теория физического вакуума. Теория, эксперименты и технологии. Москва: Наука, 1997.
- [15] Павлов Д.Г., Геометрия времени // Наука и религия, №1, 2016
- [16] Вейник А.И. Термодинамика реальных процессов, Минск, 1990
- [17] Carl Gustav Jung. Memories, Dreams, Reflections, New York, 1961
- [18] Логинова Д. Космическое путешествие Карла Густава Юнга // Наука и религия, № 4, 2011



REDUCED CONFORMAL GEOMETRODYNAMICS OF CLOSED MANIFOLDS

A.E. Pavlov

*Institute of Mechanics and Power Engineering, Russian State Agrarian University –
Moscow Timiryazev Agricultural Academy, Moscow, Russia*
alexpavlov60@mail.ru

The reduced vacuum Hamiltonian equations of conformal Geometrodynamics of compact manifolds in extrinsic time are written. This is achieved by generalizing the theorem of implicit function derivative to the functional analysis. Under the assumption that constant curvature slicing takes place, York's field time becomes the global time.

The Hamiltonian formulation of the theory makes it possible to reveal the physical meaning of geometrical variables. The problem of writing of the vacuum Einstein's equations in unconstrained variables for the compact cosmological models is actual. The reduced phase space is the cotangent bundle of the Teichmüller space of conformal structures on compact spacelike hypersurfaces [1]. The Hamiltonian is the volume functional. Hamiltonian dynamics is constructed in York's time [2]. The problem is that the Hamiltonian density as volume measure is not expressed in explicit form from the Hamiltonian constraint (Lichnerowicz–York elliptic differential equation). This makes it difficult to obtain a Hamiltonian flow. Let the spacetime $\mathcal{M} = \mathbb{R}^1 \times \Sigma_t$ is foliated into a family of space-like hypersurfaces Σ_t , labeled by the time coordinate t with just three spatial coordinates on each slice (x^1, x^2, x^3) . The first quadratic form

$$\gamma := \gamma_{ik}(t, \mathbf{x}) \mathbf{d}x^i \otimes \mathbf{d}x^k \quad (1)$$

defines the induced metric on every slice Σ_t .

The Arnowitt –Deser – Misner (ADM) equations of motion contain the unknown Lagrange multipliers. To obtain the dynamical variables the conformal transformation are implemented

$$\gamma_{ij} := \phi^4 \tilde{\gamma}_{ij}, \quad \phi^4 := \sqrt[3]{\gamma}. \quad (2)$$

To the conformal variables

$$\tilde{\gamma}_{ij} := \frac{\gamma_{ij}}{\sqrt[3]{\gamma}}, \quad \tilde{\pi}^{ij} := \sqrt[3]{\gamma} \left(\pi^{ij} - \frac{1}{3} \pi \gamma^{ij} \right), \quad (3)$$

where $\pi := \gamma_{ij} \pi^{ij}$, we add the canonical pair

$$\tau := \frac{2}{3} \frac{\pi}{\sqrt{\gamma}} = \frac{4}{3} K, \quad \mathcal{H} := \sqrt{\gamma}. \quad (4)$$



Formulae (3) and (4) define the Dirac's mapping. The Lie–Poisson structure of the new variables in the extended phase space $\Gamma_\tau[\tilde{\gamma}_{ij}, \tilde{\pi}^{ij}; \tau, \mathcal{H}]$ is the following

$$\{\tau(t, \mathbf{x}), \mathcal{H}(t, \mathbf{x}')\} = -\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \quad (5)$$

$$\{\tilde{\gamma}_{ij}(t, \mathbf{x}), \tilde{\pi}^{kl}(t, \mathbf{x}')\} = \tilde{\delta}_{ij}^{kl} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \quad (6)$$

$$\{\tilde{\pi}^{ij}(t, \mathbf{x}), \tilde{\pi}^{kl}(t, \mathbf{x}')\} = \frac{1}{3}(\tilde{\gamma}^{kl}\tilde{\pi}^{ij} - \tilde{\gamma}^{ij}\tilde{\pi}^{kl})\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'), \quad (7)$$

where

$$\tilde{\delta}_{ij}^{kl} := (\delta_i^k \delta_j^l + \delta_i^l \delta_j^k - \frac{1}{3}\tilde{\gamma}^{kl}\tilde{\gamma}_{ij})$$

is the conformal Kronecker delta function. The subalgebra (5) of the canonical pair (τ, \mathcal{H}) is split out of the algebra (6), (7).

We can introduce the global York's time

$$T := \frac{2}{3}\langle \pi \rangle = \frac{2}{3} \frac{\int_{\Sigma_t} d^3x \pi(x)}{\int_{\Sigma_t} d^3x \sqrt{\gamma}(x)} \quad (8)$$

and the canonically conjugated Hamiltonian

$$H := \int_{\Sigma_t} d^3x \sqrt{\gamma}(x) \equiv V_t. \quad (9)$$

The Hamiltonian is the volume of the hypersurface V_t , and the variables commute to minus one

$$\{T, H\} = -1. \quad (10)$$

Let us find the Poisson bracket of these characteristics

$$\left\{ \int_{\Sigma} d^3y \sqrt{\gamma}(y), \frac{2}{3} \frac{\int_{\Sigma} d^3y \pi(y)}{\int_{\Sigma} d^3y \sqrt{\gamma}(y)} \right\}.$$

York proposed the constant mean curvature condition (CMC) [2]

$$\tau = \frac{4}{3}K(t) = T = t \quad (11)$$

to fix the spacetime slicing. So, the local time τ becomes the global time T . This gauge allowed to decompose the conformal momentum densities into longitudinal $\tilde{\pi}_L^{ij}$ and traceless-transverse ($\tilde{\nabla}_j \tilde{\pi}_{TT}^{ij} = 0$) parts:

$$\tilde{\pi}^{ij} := \tilde{\pi}_L^{ij} + \tilde{\pi}_{TT}^{ij}.$$

The longitudinal part $\tilde{\pi}_L^{ij}$ is the constrained part and is obtained as a solution of the linear elliptic differential equations (momentum constraints).



Expressing the conformal factor φ via the Hamiltonian density $\varphi = \mathcal{H}^{1/6}$, we substitute it into the Hamiltonian constraint

$$\tilde{\mathcal{H}}_{\perp} = \frac{1}{2} (\tilde{\gamma}_{ik}\tilde{\gamma}_{jl} + \tilde{\gamma}_{il}\tilde{\gamma}_{jk}) \tilde{\pi}^{ij}\tilde{\pi}^{kl}\mathcal{H}^{-1} + 8\mathcal{H}^{1/6}\tilde{\Delta}\mathcal{H}^{1/6} - \tilde{R}\mathcal{H}^{1/3} - \frac{3}{8}T^2\mathcal{H}. \quad (12)$$

The reduced ADM action then reads

$$S_{\text{reduced}} = \int_{T_I}^{T_0} dT \int_{\Sigma_T} d^3x \left(\tilde{\pi}^{ij} \frac{d\tilde{\gamma}_{ij}}{dT} - \mathcal{H}[\tilde{\pi}^{ij}, \tilde{\gamma}_{ij}; T] - N^i \tilde{\mathcal{H}}_i[\tilde{\pi}^{ij}, \tilde{\gamma}_{ij}] \right).$$

The Hamiltonian density \mathcal{H} is a functional of the variables $\tilde{\pi}^{ij}$, $\tilde{\gamma}_{ij}$ and a function of the time T ; $\tilde{\mathcal{H}}_i$ are the generators of changing of the coordinates in the hypersurface. The Hamiltonian

$$H := \int_{\Sigma_T} d^3x \mathcal{H}[\tilde{\pi}^{ij}, \tilde{\gamma}_{ij}; T] \quad (13)$$

generates the dynamics of the gravitational field. Unfortunately, we do not have its explicit form. Below, we can find the derivatives of the Hamiltonian (13) with respect to conformal variables.

The variation of the functional of the conformal Hamiltonian constraint (12)

$$\tilde{H}_{\perp} := \int_{\Sigma_t} d^3x \tilde{\mathcal{H}}_{\perp}[\tilde{\pi}^{ij}, \tilde{\gamma}_{ij}; \mathcal{H}, T] \quad (14)$$

on a slice T is zero: $\delta\tilde{H}_{\perp} = 0$:

$$\int_{\Sigma_T} d^3x \left(\frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\mathcal{H}} \delta\mathcal{H} + \frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\tilde{\pi}^{ij}} \delta\tilde{\pi}^{ij} + \frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\tilde{\gamma}_{ij}} \delta\tilde{\gamma}_{ij} \right) = 0. \quad (15)$$

Variation of the Hamiltonian density can be presented as

$$\delta\mathcal{H} = \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\tilde{\pi}^{ij}} \delta\tilde{\pi}^{ij} + \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\tilde{\gamma}_{ij}} \delta\tilde{\gamma}_{ij}.$$

After substitution of $\delta\mathcal{H}$ into (15) one gets

$$\begin{aligned} \delta\tilde{H}_{\perp} &= \int_{\Sigma_T} d^3x \left(\frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\mathcal{H}} \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\tilde{\pi}^{ij}} + \frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\tilde{\pi}^{ij}} \right) \delta\tilde{\pi}^{ij} \\ &+ \int_{\Sigma_T} d^3x \left(\frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\mathcal{H}} \frac{\partial\mathcal{H}}{\partial\tilde{\gamma}_{ij}} + \frac{\delta\tilde{H}_{\perp}}{\delta\tilde{\gamma}_{ij}} \right) \delta\tilde{\gamma}_{ij} = 0. \end{aligned}$$



Taking into account the independence of variations, we obtain the derivatives

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tilde{\pi}^{ij}} = -\frac{\delta \tilde{H}_\perp / \delta \tilde{\pi}^{ij}}{\delta \tilde{H}_\perp / \delta \mathcal{H}}, \quad \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tilde{\gamma}_{ij}} = -\frac{\delta \tilde{H}_\perp / \delta \tilde{\gamma}_{ij}}{\delta \tilde{H}_\perp / \delta \mathcal{H}}. \quad (16)$$

The Hamiltonian H (13) generates a phase flow in the phase space [3] $\Gamma[\tilde{\gamma}_{ij}, \tilde{\pi}^{ij}]$ on the Poisson brackets (6), (7)

$$\frac{d}{dT} \tilde{\gamma}_{ij}(x) = \{\tilde{\gamma}_{ij}(x), H\} = \int_{\Sigma_T} d^3x' \{\tilde{\gamma}_{ij}(x), \tilde{\pi}^{kl}(x')\} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tilde{\pi}^{kl}}(x'), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT} \tilde{\pi}^{ij}(x) &= \{\tilde{\pi}^{ij}(x), H\} = \int_{\Sigma_T} d^3x' \{\tilde{\pi}^{ij}(x), \tilde{\pi}^{kl}(x')\} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tilde{\pi}^{kl}}(x') \\ &+ \int_{\Sigma_T} d^3x' \{\tilde{\pi}^{ij}(x), \tilde{\gamma}_{kl}(x')\} \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \tilde{\gamma}_{kl}}(x'). \end{aligned} \quad (18)$$

We did not make simplifications anywhere, so the form of the equations looks rather complicated. Their advantage in comparison with the ADM equations is that they do not contain Lagrange multipliers. They can be useful under considering model problems and perturbation theory, since their appearance should be simplified. For the systems with finite degrees of freedom it becomes an algebraic equation. For a homogeneous and isotropic minisuperspace model the reduction was undertaken in [4], and for an anisotropic model in [5]. In a cosmological scenario $\sqrt{\gamma} \sim a^3$, where a is the global scale factor, the extrinsic curvature is

$$K = -\frac{1}{2N} \gamma^{ij} \frac{\partial \gamma_{ij}}{\partial t} = -\frac{3}{N} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) = -\frac{3}{Na} \left(\frac{a'}{a} \right),$$

where the dot denotes the differentiation with respect to the coordinate time, the prime denotes the differentiation with respect to the conformal time. In the York's gauge (11)

$$T = \frac{4}{3} K = -\frac{4}{N} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right).$$

Hence, the York's time is proportional to the Hubble parameter.

The Ricci flow of three-manifolds was studied in [6], and the conformal Ricci flow in [7]. The global intrinsic time was constructed in [8]. It was achieved by averaging of geometric characteristics by hypersurfaces of constant coordinate time. The Hamiltonian equations of motion in the intrinsic time are written in [9]. In this case, the Hamiltonian and time change places. The advantage of this approach is that one can express the Hamiltonian from the Hamiltonian constraint explicitly. But in York's gauge $K = K(t)$ it is possible to split off the longitudinal components of the momentum densities.



References

- [1] Fischer A.E., Moncrief V. Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 57, 142, 1997.
- [2] York J.W. Jr., Phys. Rev. Lett. 28, 1082, 1972.
- [3] Pavlov A.E. Grav. Cosmol. 26, 208, 2020.
- [4] Roser Ph., Valentini A. Class. Quantum Grav. 31, 245001, 2014.
- [5] Roser Ph. Class. Quantum Grav. 33, 065001, 2016.
- [6] Fischer A.E. Class. Quantum Grav. 21, 171, 2004.
- [7] Perelman G. Ricci flow with surgery on three-manifolds, arXiv:math/0303109 [math.DG].
- [8] Pavlov A.E. Grav. Cosmol. 23, 208, 2017.
- [9] Arbuzov A.B., Pavlov A.E. Int. J. Mod. Phys. A 35, 2040023, 2020.



УНИВЕРСАЛЬНЫЕ ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ПРАВИЛА ГЕНОМОВ ВЫСШИХ И НИЗШИХ ОРГАНИЗМОВ. АЛГЕБРАИЧЕСКАЯ ГАРМОНИЯ ЖИВОЙ МАТЕРИИ И ГИПЕРБОЛИЧЕСКИЕ ПОВОРОТЫ

С.В. Петухов

Институт машиноведения РАН, Московская государственная консерватория.
spetoukhov@gmail.com

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 [1]). При этом Йордан утверждал, что упускаемые наукой законы живого являются правилами вероятностей из квантового мира. В этой связи докладчиком проведено исследование вероятностей (частот) встречаемости специальных групп элементов в длинных последовательностях ДНК нуклеотидов в геномах эукариот и прокариот.

В живых организмах генетическая информация записывается в молекулах ДНК в виде длинных текстов из четырех видов нуклеотидов (“букв” ДНК-алфавита): аденина А, гуанина G, цитозина С и тимина Т. Автором исследовались геномные ДНК-тексты, которые состоят из многих миллионов нуклеотидов. Это исследование осуществлялось методом олигомерных сумм [2, 3], состоящим в следующем. Любой ДНК-текст может быть представлен как текст из отдельных букв (например, А-С-А-Т-Г-Т-...), или как текст из дуплетов (АС-АТ-ГТ-ГГ-...), или как текст из триплетов (АСА-ТГТ-ГГА-...), и т.д. По названному методу в каждом из таких фрагментированных представлений ДНК-текста подсчитывается общее количество n -плетов (олигомеров или фрагментов длины n) в четырех классах эквивалентности: классы А-, Т-, С- и G-олигомеров. По определению, каждый из этих классов содержит все олигомеры, которые начинаются с соответствующего нуклеотида. Например, класс А-олигомеров содержит следующие подмножества n -плетов: 4 дуплета АА, АТ, АС, АG; 16 триплетов ААА, ААТ, ААС, ...; и т.д.

Обратимся к примеру ДНК-текста первой хромосомы человека, содержащим около 230 миллионов нуклеотидов. Подсчет в его классе А-олигомеров



количеств $S_A(n)$ n -плетов, начинающихся с А, при разных значениях $n = 1, 2, \dots, 20$ дает следующие 20 количеств $S_A(n)$:

| | | | | | | |
|----------|----------|----------|----------|----------|-----|---------|
| n | 1 | 2 | 3 | 4 | ... | 20 |
| $S_A(n)$ | 67070277 | 33537501 | 22360413 | 16768845 | ... | 3354107 |

Полученные 20 количеств совпадают с гиперболической последовательностью $S_A(1)/n = 67070277/n$ с высокой точностью: $-0.030\% \div 0.024\%$. Зная количество нуклеотидов А в исследуемом ДНК-тексте, можно предсказать с высокой точностью количества 19 других множеств его n -плетов в классе А-олигомеров.

Аналогичные результаты при $n = 1, 2, \dots, 20$ дает подсчет количеств n -плетов в классах Т-, С- и G-олигомеров той же хромосомы, для каждого из которых полученные 20 количеств совпадают с высокой точностью с соответствующими гиперболическими последовательностями $S_T(1)/n$, $S_C(1)/n$, $S_G(1)/n$, в числителях которых стоят количества нуклеотидов Т, С и G. В декартовых координатах, по оси “ x ” которых отложены величины n , а по оси “ y ” количества $S_T(1)/n$, $S_C(1)/n$ и $S_G(1)/n$, возникают следующие графики гиперболических последовательностей:

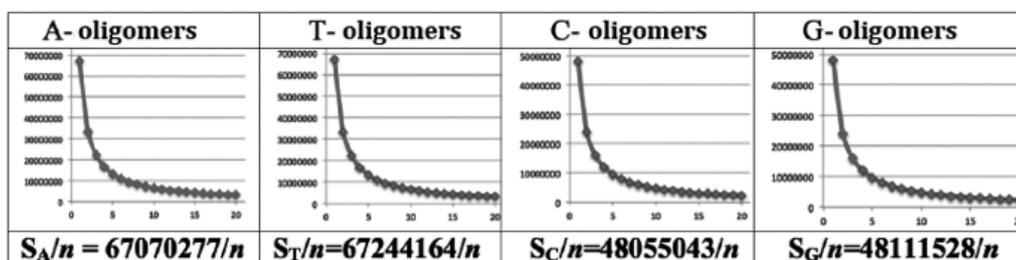


Рис. 1:

Переходы между точками гиперболы описываются гиперболическими поворотами, известными, например, в СТО (преобразования Лоренца).

Аналогичные гиперболические последовательности дали наши исследования ДНК-текстов методом олигомерных сумм: 1) всех остальных 23 хромосом человека; 2) всех хромосом других проанализированных эукариот, включая дрозофилу, мышь, нематоду, некоторые растения; 3) геномов всех 19 прокариот (бактерий и архей) из стандартного списка; 4) геномов экстремофилов, живущих в условиях мощной радиации и пр. До сих пор не найдено ни одного генома, в котором эти гиперболические взаимосвязи между названными множествами олигомеров нарушались бы заметным образом.

Анализируя разреженные геномные ДНК-тексты, в которых из исходного текста оставлен только каждый k -й нуклеотид (при $k = 2, 3, \dots, 100$), получаем, что эти новые тексты (эпи-цепи ДНК) наделены аналогичной гиперболической взаимосвязью олигомерных сумм. Это говорит о фрактало-подобном



устройстве геномных ДНК-текстов. В целом, излагаемые правила гиперболической взаимосвязи олигомерных сумм в каждом из классов А-, Т-, С- и G-олигомеров претендуют на роль универсальных генетических правил [2-4].

Описываемые гиперболические зависимости $S_A(1)/n$, $S_T(1)/n$, $S_C(1)/n$ и $S_G(1)/n$ в разных хромосомах и геномах отличаются, главным образом, только величиной числителей. Нормирование этих зависимостей делением на величину числителя сводит их все к знаменитой гармонической прогрессии (1):

$$1/1, 1/2, 1/3, 1/4, 1/5, \dots, 1/n \quad (1)$$

Историческое название “гармоническая прогрессия” произошло из-за совпадения этой последовательности с рядом гармоник в музыке (или длинами стоячих волн в вибрирующей струне). Каждый ее член является средним гармоническим его соседних членов. Суммы ее первых членов называются гармоническими числами, ряд которых является дискретным аналогом непрерывной функции натурального логарифма и позволяет моделировать основной психофизический закон Вебера-Фехнера; этот закон является логарифмическим и описывает информационные особенности всех наследуемых сенсорных каналов – зрения, слуха, обоняния и пр. Обобщение ряда гармонических чисел известно как дзета функция Римана. Двойное отношение четырех точек прямой, являющееся основным инвариантом проективной геометрии, равно $4/3$ для любых соседних четырех членов гармонической прогрессии (это дает выход на богатую тему неевклидовых биосимметрий в наследуемых физиологических структурах).

Гармоническую прогрессию (1) изучали Пифагор, Орем, Лейбниц, Ньютон, Эйлер, Фурье, Дирихле, Риман в связи с физическими и математическими задачами. Ныне гармоническая прогрессия (1) неожиданно проявила себя во всех проанализированных нами геномах высших и низших организмов, то есть в информационных основах живой материи. Геномы всех организмов предстают закономерной алгебраической фрактало-подобной сетью с важным участием гармонической прогрессии во взаимосвязи ее частей на разных уровнях. Это свидетельствует об алгебраической гармонии живой материи.

Универсальные гиперболические правила олигомерной кооперативной организации геномов говорят о существовании глобально-геномных алгебраических инвариантов (симметрий) биологической эволюции, в течении миллионов лет которой отмирают и возникают миллионы биологических видов (при том, что локально геномные тексты изменяются под действием мутаций, пресса естественного отбора и пр.). Представляется, что все организмы объединены единством не только видов молекулярных элементов ДНК и РНК, но также описываемых алгебро-гармонических взаимосвязей. Гиперболические правила олигомерных сумм геномов принципиально отличаются от из-



вестного в лингвистике гиперболического закона Ципфа. Осмысливается их возможная связь с гиперболическим фликкер-шумом.

Изложенные гиперболические зависимости в геномах были найдены на основе квантово-информационной модели длинных ДНК-текстов [5, 6]. В данной модели используются бинарно-опозиционные характеристики 4 нуклеотидов ДНК, которые при моделировании ДНК-текстов как фрагментированных последовательностей одиночных нуклеотидов позволили представить 4 нуклеотида в виде 4 вычислительных базисных состояний 2-кубитной квантовой системы. Расширение такого квантового подхода на рассмотрение ДНК-текстов как множества фрагментированных текстов из n -плетов при разных n приводит к трактовке 16 генетических дуплетов как 16 вычислительных базисных состояний 4-кубитной системы, 64 триплетов – как 64 вычислительных базисных состояний 6-кубитной системы и т.д. [5, 6]. При этом сумма квадратов коэффициентов в каждом из этих $2n$ -кубитов равна 1. Данная авторская модель длинных ДНК текстов обладает предсказательной силой: она позволила предсказать не только описанные выше гиперболические правила геномов для классов А-, Т-, С- и G-олигомеров, но и целый ряд других нетривиальных правил о длинных ДНК-текстах, часть которых уже подтвердилась [5, 6]. Тем самым, в биологии появилась квантово-информационная модель, предсказывающая “на кончике пера” нетривиальные количественные особенности состава длинных ДНК-текстов. Эта модель и полученные данные развивают алгебраическую и квантовую биологию [1-7].

Кратко упомянем здесь о структурной связи фонетики лингвистических языков с генетическим языком. Как известно, русский алфавит – подобно ДНК-алфавиту нуклеотидов – фонетически построен на бинарных оппозициях и дихотомически делится на суб-алфавиты гласных и согласных. В свою очередь суб-алфавит гласных дихотомически делится на суб-суб-алфавиты длинных и кратких (йотированных) гласных, а суб-алфавит согласных делится на суб-суб-алфавиты звонких и глухих согласных. В свете этого для анализа фонетической структуры длинных русских литературных текстов была предложена аналогичная квантово-информационная модель $2n$ -кубитных систем. Анализ фонетической структуры длинных текстов в романах Л.Н.Толстого, Ф.М. Достоевского, А.С.Пушкина показал эффективность такой модели и подтвердил структурную общность ДНК-информатики и фонетики русского языка, опирающейся на генетически наследуемые резонансные механизмы голосообразования и слуха [3, §16].

Метод олигомерных сумм оказался полезным для выявления скрытых закономерностей не только в геномных ДНК последовательностях, но также в относительно коротких последовательностях нуклеотидов в генах длинных белков, а также в последовательностях 20 видов аминокислот в длинных белках [2, 3]. Например, в генах длинных белков этот метод выявил существо-



вание закономерных триплет-отклонений реальных значений рассматриваемых олигомерных сумм от модельных гиперболических последовательностей. Речь идет об отклонениях, приходящихся на олигомеры с длинами кратными трем ($n = 3, 6, \dots, 3m$). Пример таких триплет-отклонений в процентах показан ниже для случая гена *TTN* длинного белка Титина при значениях n от 1 до 20 и от 1 до 100 (внизу) в классах T_1 - и G_1 -олигомеров (численные данные приведены в [3]):

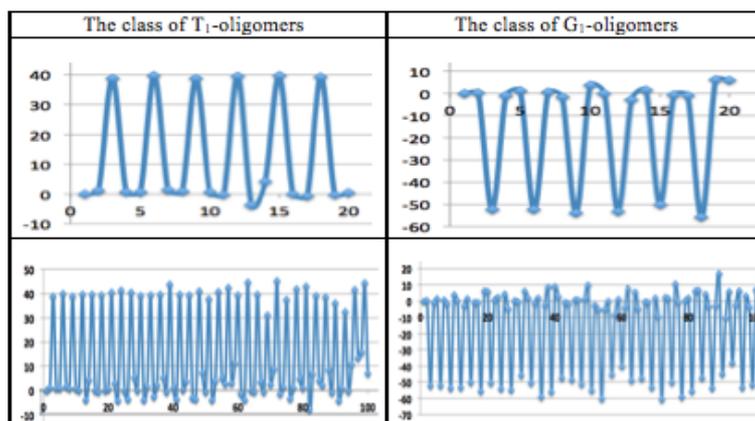


Рис. 2:

Литература

- [1] 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>
- [2] Petoukhov S.V. Hyperbolic Rules of the Cooperative Organization of Eukaryotic and Prokaryotic Genomes. Biosystems, 2020 (принято к печати).
- [3] Petoukhov S.V. Hyperbolic Rules of the Oligomer Cooperative Organization of Eukaryotic and Prokaryotic Genomes. Preprints 2020, 2020050471, 95 pages 2020, <https://www.preprints.org/manuscript/202005.0471/v2>
- [4] Petoukhov S.V. Genomes symmetries and algebraic harmony in living bodies. – Symmetry: Culture and Science, Vol. 31, No. 2, 222-223, 2020.
- [5] Petoukhov S.V. The rules of long DNA-sequences and tetra-groups of oligonucleotides. arXiv:1709.04943v6 (22 May 2020).
- [6] Petoukhov S., Petukhova E., Svirin V. Symmetries of DNA alphabets and quantum informational formalisms. Symmetry: Culture and Science Vol. 30, No. 2, 161-179, 2019, https://doi.org/10.26830/symmetry_2019_2_161.
- [7] Петухов С.В. Матричная генетика, алгебры генетического кода, помехоустойчивость. М.: РХД, 2008. <http://petoukhov.com/matrix-genetics-petoukhov-2008.pdf>



ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕКТОВ ТИПА ХОАГА В НЕОДНОРОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ-ВРЕМЕНИ

Ю.А. Портнов

Московский автомобильно-дорожный государственный технический университет
portnovyura@yandex.ru

Введение

В настоящий момент продолжается дискуссия по вопросу образования и устойчивости кольцеобразных галактик типа объекта Хоага [1-5]. Кольцевые галактики представляют собой редкий тип галактик, состоящих из эллиптического ядра, заполненного старыми звездами, и отделенного от него почти идеального внешнего кольца, заполненного молодыми звездами.

Подчеркнем, что несмотря на редкость кольцевых галактик, менее 0,1% от всех галактик, они имеют общие характеристики, что позволяет предположить о наличии у них единой эволюционной истории. Между тем, существующие сценарии не охватывают весь спектр наблюдаемых особенностей кольцевых галактик, что не дает возможности однозначно делать выводы об их природе, эволюции и систематических свойствах. В связи с этим необходим новый подход, объясняющий их образование и устойчивость.

В этой работе будет выдвинута гипотеза, согласно которой устойчивость кольцеобразной галактики объясняется изменением пространства-времени на некотором расстоянии от ядра.

Выдвигаемая модель

Автором показано, что для четырехмерного сферического пространства с координатами $x^0 = ct$, $x^1 = r$, $x^2 = \theta$, $x^3 = \varphi$ существует метрика являющаяся точным решением уравнений гравитационного поля в пустоте, для которой ненулевые компоненты ковариантного метрического тензора (отличаются от метрики Шварцшильда) и равны:

$$g_{00} = \frac{4e^{C_0}}{(f+2)^2} \left(1 - r_g r_0^{\frac{f}{2}} r^{-\frac{f+2}{2}}\right), \quad g_{11} = -\frac{(f+2)^2}{4} \left(1 - r_g r_0^{\frac{f}{2}} r^{-\frac{f+2}{2}}\right)^{-1} \psi_0 r^f, \\ g_{22} = -r^{f+2} \psi_0, \quad g_{33} = -r^{f+2} \psi_0 \sin^2 \theta, \quad (1)$$

где f – некоторый параметр, не зависящий от координат, C_0 , r_0 и ψ_0 – константы, r_g – гравитационный радиус.

Легко показать, что при $f = 0$ метрика (1) переходит в метрику Шварцшильда, что соответствует классическому движению пробных тел в сферически симметричном пустом пространстве.



Исследуем движение пробных тел для метрики с $f = -1$. Подставляя метрику (1) в уравнения геодезических находим, что уравнение для угловой орбитальной скорости будет:

$$\omega_\varphi = \frac{C}{r}, \quad (2)$$

для линейной радиальной скорости:

$$v_r(r) = 2v_\varphi \sqrt{\frac{\sqrt{r_0 r} - r_g}{r_0 - r_g} \left(\frac{\sqrt{r_0 r}}{r_g} - 1 \right)} \times \\ \times \sqrt{\frac{4r_g}{r_0} \left(1 - \frac{r_0}{r} \right) + 6 \left(1 - \frac{\sqrt{r_0}}{\sqrt{r}} \right) - \left(\frac{6r_0}{r_g} + \frac{r_g c^2}{\psi_0 v_\varphi^2} \right) \ln \left(\frac{r_g \sqrt{r_0} - r_0 \sqrt{r}}{r_g \sqrt{r} - r_0 \sqrt{r_0}} \right)} \quad (3)$$

для линейного радиального ускорения:

$$a_r = -\frac{c^2 r_g}{\psi_0 \sqrt{r_0 r}} + 2 \left(r - \frac{r_g \sqrt{r}}{\sqrt{r_0}} \right) \omega_\varphi^2 + \frac{(r_g - 2\sqrt{r_0 r})}{4r (r_g - \sqrt{r_0 r})} v_r^2, \quad (4)$$

тут $v_r = \frac{dr}{d\tau}$ и $a_r = \frac{dv_r}{d\tau}$ линейные скорость и ускорение вдоль радиальной координаты, $\omega_\varphi = \frac{d\varphi}{d\tau}$ угловая орбитальная скорость, $d\tau = \frac{\sqrt{g_{00}}}{c} dx^0$ – собственное время, C – константа интегрирования.

Выражая линейную орбитальную скорость v_φ через угловую (2), находим, что линейная орбитальная скорость является константой и не зависит от радиальной координаты. То есть, вне зависимости от изменения радиальной координаты линейная орбитальная скорость, для пространств с $f = -1$, будет оставаться постоянной.

Построим графики радиальной скорости (3) и радиального ускорения (4) для значений r_0 – видимый радиус галактического диска, $\psi_0 > r_0$, $v_\varphi = const$ и малой начальной радиальной скорости $v_r(r = r_0) \approx 0$. Получаем, что радиальное ускорение пробных тел, становится положительным. Это будет приводить к дрейфу пробных тел за пределы галактического диска. При этом как показывают расчеты за пределами галактического диска возникает точка равновесия относительно которой пробные тела начинают совершать колебательные движения вдоль радиальной координаты (см. графики рис. 1).

Таким образом, выдвинем гипотезу, что за границей галактик $r > r_0$ геометрия пространства-времени меняется переходя от геометрии с параметром $f = 0$ к геометрии с параметром $f = -1$. Если звезды и скопления газа находятся в пределах галактического диска $r \leq r_0$, то материя двигается подчиняясь геометрии с параметром $f = 0$. Если же в следствии некоторых процессов скопления газа или звезды попадают за пределы галактического диска $r > r_0$ то они начинают двигаться подчиняясь геометрии с параметром $f = -1$. При

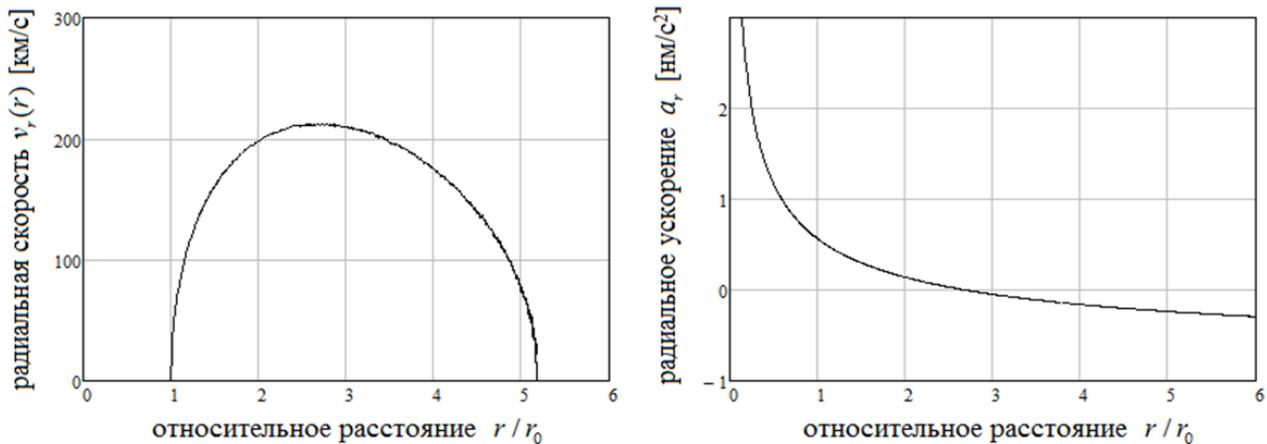


Рис. 1: Графики радиальной скорости и радиального ускорения в пространстве с параметром $f = -1$ при $\psi_0 = 1.4 \cdot r_0$

этом их орбитальная скорость согласно (2) не меняется. А радиальная скорость и ускорение меняются в соответствии с уравнениями (3) и (4), что приводит к тому, что звезды и скопления газа начинают совершать колебательные радиальные движения за пределами галактического диска и не возвращаются в пределы галактики. Отметим, что такое движение справедливо для любых звезд и скоплений газа не зависимо от их начальных скоростей.

Радиальная амплитуда таких колебаний вследствие взаимодействия с другими телами, также покинувшими галактику, будет постепенно уменьшаться. Тут надо отметить, что такое замедление будет происходить только из-за разности радиальных скоростей различных тел, что приведет к уменьшению именно радиальной скорости. Орбитальная скорость будет направлена одинаково для всех тел, а потому значительно меняться не будет. Подобные затухающие колебания со временем приведут к тому, что изменение радиальной координаты прекратится, и пробные тела приобретут орбиту, соответствующую точке равновесия. В результате формируется стабильное светящееся кольцо, а галактика приобретает форму объекта Хоага.

Причиной выхода большого количества звезд за пределы пространства с геометрией $f = 0$, может быть внутренняя нестабильность в звездном диске, которая посредством волн плотности выталкивает звезды из исходного диска. Это может происходить в результате отсутствия стабилизирующего тяжелого гало или достаточного случайного движения звезд диска. При этом звезды находящиеся далеко от границы разделяющей пространства с геометрией $f = 0$ и $f = -1$, и не обладающие высокой начальной радиальной скоростью, остаются внутри галактики образуя в дальнейшем центральное эллиптическое ядро. Более легкий газ легче покидает области с геометрией $f = 0$ сосредотачиваясь в кольце. Таким образом центральное галактическое ядро остается без строительного материала и по этому в нем преобладают



старые звезды. В кольце, которое оказывается насыщено газом, продолжается звездообразование, что приводит к тому, что в кольце наблюдаются более молодые звезды.

Литература

- [1] Hoag A.A. A peculiar object in Serpens // *Astronomical Journal*, Vol. 55, 1950, p. 170-170.
- [2] Comeron S., Salo H., Laurikainen E. et al. ARRAKIS: atlas of resonance rings as known in the S4G // *Astronomy and Astrophysics*. 2014, т. 562, С. 160.
- [3] Jane M.A. Few, Barry F. Madore. Ring galaxies – II. Classification and statistics // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 1986, Vol. 222, iss. 4, pp. 673–682.
- [4] Buta, Ronald J. (2017). Galactic rings revisited - I. CVRHS classifications of 3962 ringed galaxies from the Galaxy Zoo 2 Database. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 471 (4): 4027. arXiv:1707.06589
- [5] Burçin Mutlu Pakdil, Mithila Mangedarage, Marc S. Seigar, Patrick Treuthardt, A photometric study of the peculiar and potentially double ringed, non-barred galaxy: PGC 1000714 // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 466, Issue 1, April 2017, Pages 355–368.



АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ СХОДИМОСТИ РЯДА СФЕРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ ЛАПЛАСА ПРИМЕНИТЕЛЬНО К ТОЧНОСТИ ОПИСАНИЯ АНИЗОТРОПИИ МИКРОВОЛНОВОГО РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Я. Варгашкин

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

Известно, что экспериментально установленное распределение $\Phi(\vartheta; \varphi)$ микроволнового реликтового излучения по координатам ϑ и φ небесной сферы, рассматриваемое в виде действительной и, как минимум, дважды дифференцируемой функции, допускает разложение в абсолютно и равномерно сходящийся ряд по сферическим функциям Лапласа вида:

$$\Phi^*_j(\vartheta; \varphi) = \sum_j Y_j(\vartheta; \varphi), \quad (1)$$

где $Y_j(\vartheta; \varphi)$ – сферические функции Лапласа порядка j :

$$Y_j(\vartheta; \varphi) = \frac{1}{2} \cdot P_j^0(\cos \vartheta) + \sum_m^j P_j^0(\cos \vartheta) [a_{jm} \cos(m\varphi) + b_{jm} \sin(m\varphi)]. \quad (2)$$

Выражение (2) содержит постоянные коэффициенты, определяемые функцией $\Phi(\vartheta; \varphi)$ распределения излучения по небесной сфере:

$$a_{jm} = \frac{2j+1}{2\pi} \frac{(j-m)!}{(j+m)!} \int_0^{2\pi} \cos(m\varphi) d\varphi \int_0^{\pi} \Phi(\vartheta; \varphi) \cdot P_j^m(\cos \vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta; \quad (3)$$

$$b_{jm} = \frac{2j+1}{2\pi} \frac{(j-m)!}{(j+m)!} \int_0^{2\pi} \sin(m\varphi) d\varphi \int_0^{\pi} \Phi(\vartheta; \varphi) \cdot P_j^m(\cos \vartheta) \cdot \sin \vartheta d\vartheta. \quad (4)$$

В выражения (3) – (4) входят также присоединенные функции Лежандра:

$$P_j^m(x) = (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m}{dx^m} P_j(x), \quad (5)$$

для которых справедливо:



$$P_j^0(x) = P_j(x), \quad (6)$$

где

$$-1 \leq x \leq 1. \quad (7)$$

причем, как будет показано ниже, на сфере следует взять:

$$x = \cos \vartheta. \quad (8)$$

Кроме того:

$$j = 0; 1; 2; \dots; , \quad (9)$$

$$m = 0; 1; 2; \dots; j. \quad (10)$$

В (5) – (6) входят также полиномы Лежандра:

$$P_j(x) = \frac{1}{2^j \cdot j!} \frac{d^j}{dx^j} (x^2 - 1)^j. \quad (11)$$

При этом каждому j -му слагаемому $Y_j(\vartheta; \varphi)$ (2) функции $\Phi_j^*(\vartheta; \varphi)$ (1) ставят в соответствие потенциал единичного мультиполя порядка j :

$$\begin{aligned} \phi_j(r; \vartheta; \varphi) &= (-1)^j \cdot (\mathbf{p}_j; \nabla) \cdot (\mathbf{p}_{j-1}; \nabla) \cdot \dots \cdot (\mathbf{p}_1; \nabla) \cdot \phi_0(r) = \\ &= \underbrace{\sum_l \sum_m \sum_n}_{i+m+n=j} Q_{lmn}^{(j)} \frac{d^j}{dx^l dy^m dz^n} \phi_0(r), \end{aligned} \quad (12)$$

где $Q_{lmn}^{(j)}$ – компоненты момента единичного мультиполя порядка j ; модуль r радиуса-вектора \mathbf{r} точки наблюдения рассматривается в проекциях $x; y; z$ на оси прямоугольной декартовой координатной системы с осями $\mathbf{e}_x; \mathbf{e}_y; \mathbf{e}_z$:

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}; \quad (13)$$

$$\mathbf{r} = x \cdot \mathbf{e}_x + y \cdot \mathbf{e}_y + z \cdot \mathbf{e}_z, \quad (14)$$

причем

$$\mathbf{r} \neq 0. \quad (15)$$

В модели (12) слагаемые $Y_j(r; \vartheta; \varphi)$ полагают сформированными в качестве их источников некоторыми единичными точечными зарядами противоположного знака, располагаемыми на концах векторов $\mathbf{p}_1; \mathbf{p}_2; \dots; \mathbf{p}_j$, причем потенциал каждого такого единичного заряда (т.е. единичного монополя) обратно пропорционален модулю r радиуса-вектора \mathbf{r} точки наблюдения:

$$\phi_0(r) = \frac{1}{r}, \quad (16)$$



что совпадает с $\phi_j(r; \vartheta; \varphi)$ (12) для $j = 0$ при наличии единственного компонента момента единичного мультиполя нулевого порядка $Q_{lmn}^{(j)} = 1$:

$$\phi_0(r) = Q_{000}^{(0)} \cdot \frac{1}{r}. \quad (17)$$

Заметим, что имеющиеся базы измеренных значений температуры реликтового излучения не содержат в настоящее время сведений о развитии процесса его распространения с течением времени, либо с расстоянием r . Поэтому величину $\phi_j(r; \vartheta; \varphi)$ в целях сокращения количества независимых переменных следует отнормировать, приведя к единичному расстоянию r :

$$r = 1. \quad (18)$$

Это соответствует переходу к нормированной функции потенциала мультиполя нулевого порядка:

$$\phi_{norm0}(\vartheta; \varphi) = Q_{000}^{(0)}, \quad (19)$$

в описании которого теперь не участвуют независимые переменные, в отличие от $\phi_j(r)$ (17) с одной независимой переменной r .

Потенциал поля единичного диполя с осью \mathbf{p}_1 , находящегося в начале координат, в некотором направлении \mathbf{r} наблюдения составляет:

$$\phi_1(r; \vartheta; \varphi) = \frac{(\mathbf{p}_1 \cdot x\mathbf{e}_x) + (\mathbf{p}_1 \cdot y\mathbf{e}_y) + (\mathbf{p}_1 \cdot z\mathbf{e}_z)}{r^2}. \quad (20)$$

Если ввести систему сферических координат таким образом, чтобы ее начало совпало с началом декартовой прямоугольной системы, причем связь координат этих двух систем удовлетворяла бы следующим соотношениям:

$$x = r \cdot \cos \vartheta, \quad (21)$$

что в случае $r = 1$ совпадает с (8);

$$y = r \cdot \sin \vartheta \cos \varphi; \quad (22)$$

$$z = r \cdot \sin \vartheta \sin \varphi, \quad (23)$$

то соотношение (18) приобретает вид:

$$\phi_1(r; \vartheta; \varphi) = \frac{(\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_x) \cos \vartheta + (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_y) \sin \vartheta \cos \varphi + (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_z) \sin \vartheta \sin \varphi}{r}. \quad (24)$$

Полагая в (24) компонентами момента единичного мультиполя первого порядка величины $Q_{100}^{(1)} = (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_x)$; $Q_{010}^{(1)} = (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_y)$; $Q_{001}^{(1)} = (\mathbf{p}_1 \cdot \mathbf{e}_z)$, можно переписать это выражение в виде:

$$\phi_1(r; \vartheta; \varphi) = (-1) \cdot (\mathbf{p}_1; \nabla) \cdot \phi_0(r) =$$



$$= \frac{Q_{100}^{(1)} \cos \vartheta + Q_{010}^{(1)} \sin \vartheta \cos \varphi + Q_{001}^{(1)} \sin \vartheta \sin \varphi}{r}, \quad (25)$$

что совпадает $\phi_1(r; \vartheta; \varphi)$ (12) при $j = 1$.

Полученное выражение также целесообразно подвергнуть процедуре (18) нормирования:

$$\phi_{norm1}(\vartheta; \varphi) = Q_{100}^{(1)} \cos \vartheta + Q_{010}^{(1)} \sin \vartheta \cos \varphi + Q_{001}^{(1)} \sin \vartheta \sin \varphi, \quad (26)$$

в описании которого теперь участвуют две независимые переменные ϑ и φ , в отличие от $\phi_1(r; \vartheta; \varphi)$ (25) с тремя независимыми переменными r ; ϑ и φ .

Реализуя процедуру математической индукции путем воспроизведения (18) – (26), включая процедуру (18) нормирования для $j = 3; 4; 5; \dots$, можно установить, что потенциалу единичного мультиполя j -го порядка $\phi_j(r; \vartheta; \varphi)$ (12) при мультипольном подходе к моделированию сферических функций Лапласа $Y_j(\vartheta; \varphi)$ (2) для описания распределения $\Phi^*(\vartheta; \varphi)$ микроволнового реликтового излучения по небесной сфере можно поставить в соответствие ряд:

$$\Phi^{**}(\vartheta; \varphi) = \sum_k W_k(\vartheta; \varphi), \quad (27)$$

содержащий члены вида:

$$\begin{aligned} W_k(\vartheta; \varphi) &= \\ &= \sum_{i=0}^k Fcc_{ik}^{(k)} \cos(i\vartheta) \cos(k\varphi) + \sum_{i=0}^k Fcs_{ik}^{(k)} \cos(i\vartheta) \sin(k\varphi) + \\ &= \sum_{i=0}^k Fsc_{ik}^{(k)} \sin(i\vartheta) \cos(k\varphi) + \sum_{i=0}^k Fss_{ik}^{(k)} \sin(i\vartheta) \sin(k\varphi) + \\ &= \sum_{i=0}^k Fcc_{ki}^{(k)} \cos(k\vartheta) \cos(i\varphi) + \sum_{i=0}^k Fcs_{ki}^{(k)} \cos(k\vartheta) \sin(i\varphi) + \\ &= \sum_{i=0}^k Fsc_{ki}^{(k)} \sin(k\vartheta) \cos(i\varphi) + \sum_{i=0}^k Fss_{ki}^{(k)} \sin(k\vartheta) \sin(i\varphi), \quad (28) \end{aligned}$$

где $Fcc_{ik}^{(k)}$; $Fcs_{ik}^{(k)}$; $Fsc_{ik}^{(k)}$; $Fss_{ik}^{(k)}$; $Fcc_{ki}^{(k)}$; $Fcs_{ki}^{(k)}$; $Fsc_{ki}^{(k)}$; $Fss_{ki}^{(k)}$ – набор постоянных коэффициентов с общим единым обозначением $F^{(k)}$, которые при общем номере k максимальной частоты той или иной тригонометрической функции различаются по трем признакам – номеру i ($i = 0; 1; 2; \dots; k$) текущей частоты той или иной тригонометрической функции, наборами обозначений cc ; cs ; sc ; ss ; тригонометрических функций, при произведениях которых стоят эти коэффициенты $F^{(k)}$, а также порядком следования максимальной и



текущей частот в произведениях тригонометрических функций, т.е. ki , либо ik .

Следует заметить, что каждый из коэффициентов $Q_{001}^{(1)}$ в (12) при каждом фиксированном j можно отнести к одному из $F^{(k)}$ того или иного вида из перечисленного выше набора в зависимости от реализации совокупности трех перечисленных выше признаков. Четвертым признаком, выступает, таким образом, порядок j единичного монополя, используемого в рассматриваемой потенциальной модели. Вследствие этого любого для вида коэффициентов из набора $F^{(k)}$ можно записать:

$$F^{(k)} = \sum_{j=0} F^{(j)}. \quad (29)$$

При этом скорость сходимости ряда (27) с ростом порядка k его членов можно оценить по скорости сходимости членов ряда (29) с ростом с ростом порядка j его членов.

Следует также заметить, что ряды (27) и (1) описывают один и тот же объект - распределение $\Phi(\vartheta; \varphi)$ микроволнового реликтового излучения по по одним и тем же координатам ϑ и φ небесной сферы. При этом ряд (1) содержит сферические функции (2) с номером порядка j , а ряд (27) содержит тригонометрические функции (28) с номером порядка k . В общем случае любой член ряда (1) с каким-либо номером порядка не совпадают с каким-либо членом ряда (28). Однако в силу того, что сферические функции (2) ряда (1) рассчитывают с использованием постоянных коэффициентов (3) – (4), а также присоединенных функций Лежандра (6) и полиномов Лежандра (11), причем оба рассматриваемых ряда сходятся к экспериментально установленному распределению $\Phi(\vartheta; \varphi)$, можно утверждать, что постоянные коэффициенты (29) ряда (27) могут быть вычислены с использованием постоянных коэффициентов (3) – (4); (6); (11) ряда (1).

На практике в качестве математической модели распределение $\Phi(\vartheta; \varphi)$ микроволнового реликтового излучения по координатам ϑ и φ небесной сферы, используют сферические функции Лапласа с числовыми значениями порядка j сферических функций Лапласа (2), равными, как правило, 0 ; 1 ; 2 и 3, что в потенциальной модели (12) соответствует полям единичных диполя, квадруполя и октиполя.

Такой подход может быть использован, с одной стороны, для решения теоретических задач математического моделирования микроволнового реликтового излучения в целях поиска и описания физических эффектов, вызывающих анизотропию как самого излучения, так и всей Вселенной в целом. С другой стороны, этот подход может быть использован в целях практического создания резервных систем ориентации в беспорядном пространстве по методике [1]. При этом, однако, остается не вполне исследованным вопрос о



достаточности отбора ограниченного числа j сферических функций для заявляемых целей реализации рассматриваемого подхода.

Использование предложенного в настоящей работе метода оценивания скорости сходимости ряда (27) с ростом порядка k его членов в целях оценивания скорости сходимости членов ряда (29) с ростом порядка j его членов может быть, таким образом, использовано для выбора необходимого и достаточного количества сферических функций, которые требуются для решения той или иной задачи, в которой используется распределение микроволнового реликтового излучения по небесной сфере.

Литература

- [1] Гладышев В.О., Портнов Д.И., Базлев Д.А., Скобелев М.М. Метод ориентации летательных аппаратов в космическом пространстве на основе измерения пространственных вариаций спектральной плотности мощности реликтового излучения // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2017, вып. 5, pp. 49–56.



ОБЪЁМНОЕ ВРЕМЯ БАРТИНИ

А.П. Никитин

anikitinaaa@mail.ru

Этот доклад об идеях и теории гениального физика-теоретика, философа, авиационного конструктора Роберто Оросе ди Бартини, штурмовавшего вершины теоретической физики, математики, философии, космологии, устройства нашего мира. Р.О. ди Бартини — поразительно талантливый, загадочный, таинственный, легендарный человек удивительной и трагичной судьбы, создавший, наряду с проектированием оригинальных самолётов, уникальную фундаментальную теорию шестимерного квантованного пространства-времени — “Мир Бартини”.

“Фундаментальное решение должно быть единым и общим” – считал Бартини. Он верил, что “возможна математизация рождения идей”. Бартини аналитически математическим путём нашёл “соотношения между фундаментальными физическими константами”.

Согласно теории Бартини реальный мир — 6-мерный (3+3, три измерения пространства и три измерения времени), который мы пытаемся отражать в нашем сознании в 4-мерной парадигме (3+1), а “уравнения физики принимают простой вид, если в качестве системы измерений принять кинематическую систему LT, единицами которой являются два аспекта радиуса инверсии областей пространства R^n : l – элемент пространствоподобной протяженности подпространства L и t – элемент времяподобной протяженности подпространства T ”. Время в системе Бартини перестает быть скалярной величиной, оно имеет “скорость” и “ускорение”, а согласно таблицы Бартини есть “поверхность” и “объём” времени. Бартини считал, что “эта система физических величин...должна порождать систему законов физики, ибо инвариантность этих физических величин и соответствует законам сохранения”

Бартини с философско-математических позиций критиковал ОТО и квантовую теорию, выступил за пересмотр фундаментальных представлений о физической картине мира и изменения оснований теоретической физики и космологии, фактически штурмовал вершины новой научной парадигмы. Для обоснования своих физических концепций Бартини пишет и философские статьи, которые при его жизни не были опубликованы. Или, скорее, из философских поисков родились физические концепции. Идеи Бартини, к сожалению, до сих находятся в стороне от ортодоксальной дороги научной мысли. Этот доклад посвящен осознанию, осмыслению и освоению идейного наследия Роберто Оросе ди Бартини.

Теория Бартини не признана научным сообществом, современная наука считает её ненаучной, но полноценная научная оценка, я считаю, ей не да-



на. Тем не менее, теорию Бартини по разным направлениям с большим успехом продолжили Кузнецов П.Г., Большаков Б.Е., Викулин В.С., Ерохин В.В., Ерохов И.В., Чуев А.С., Куков В.И. и др., и конструктивно критиковали Томилини К.А., Коган и др.

Когда изучаешь теорию Бартини, появляется и не покидает ощущение, что Бартини родился раньше своего времени. Идеи Бартини, как и идеи Маха для Эйнштейна, обладают огромным эвристическим потенциалом и эта статья, я надеюсь, послужит в какой-то мере возвращению и развитию идей Бартини, а “идеи он считал неизмеримо прочнее вещей”. Удивительно, но если взять на вооружение идеи Бартини, то современные проблемы теоретической физики очень легко решаются.

В докладе также рассмотрены несколько экспериментов, которые могут опровергнуть 4-х мерность $(3+1)$ и подтвердить шестимерность $(3+3)$ нашего мира. Согласно Бартини “... $(3+3)$ -мерность пространства-времени является экспериментально проверяемым фактом и что шестимерная модель свободна от логических трудностей, созданных $(3+1)$ -мерной концепцией”.



НООСФЕРА И ГИПЕРБОЛИЧЕСКОЕ ПОЛЕ: ВЗГЛЯД В БУДУЩЕЕ

В.В. Пяткин

МИРЭА – Российский технологический университет, Институт информационных технологий, Кафедра практической и прикладной информатики

Публикация посвящена возможности использования свойств гипотетического гиперболического поля для получения информации о будущих событиях и ноосферы как среды формирования необходимой для этого гиперболической линзы.

Разве может быть что-либо еще выше, чем высочайшее? Конечно, может быть, если только в крови у тебя есть вкус к будущему: еще выше высочайшее завтрашнего дня.

Томас Манн “Иосиф и его братья”

Возможно ли заглянуть в будущее? Этот вопрос волнует человечество на протяжении всей его истории. И на протяжении всей истории существовали, как те, кто давали на этот вопрос уверенный положительный ответ, так и скептики, которые утверждали что это в принципе невозможно. И если первые опирались на то, что можно найти примеры предвидения и людей, считаемых или считающих себя обладателями подобных способностей, то вторые аргументировали тем, что никаких рациональных объяснений всего этого не имеется, а значит всё это мистика. Но человечество развивается, наука идёт вперёд и знание человека о мире постоянно растут. Не стал исключением и интересующий нас аспект мироздания, и на горизонте появилась возможность научного обоснования явлений предвидения будущего. Некоторым принципиальным идеям, имеющим в перспективе потенциальную возможность лечь в основу такого обоснования, посвящена данная публикация.

Если обсуждать предвидение (или проскопию, прекогницию как это явление ещё называют в литературе), то на мой взгляд, можно прийти к выводу, что оно много раз описано в различных источниках, то есть объективно существует не только в человеческом роде, но и в живой природе вообще, и можно даже предположить что оно является одним из её признаков. Особенно ярко это проявляется в коллективном поведении животных. Обычно это связывают с электромагнитными, сейсмическими или акустическими волнами, но далеко не все случаи можно объяснить таким образом.

Например, автор этих строк наблюдал такое явление с колонией грачей летом 2008 года. Весной того года колония грачей не вернулась с юга в свои гнёзда, которые находятся рядом с моим домом и я подумал, что они поменяли место гнездования, а потом, уже в августе, я наблюдал, как ураган



сбрасывал их старые гнёзда с берёз, где они находились. А на следующий 2009 год грачи вновь прилетели и свили себе на тех же берёзах новые гнёзда и прилетают на эти места по сию пору. Но тогда, весной 2008 года грачи в свои гнёзда не вернулись, видимо потому - что чувствовали, что там им плохо будет, а значит, обладали коллективной способностью к предвидению.

Таким образом, можно предположить что популяция, род каким-то образом чувствует важные для его существования события, например грозящую опасность, а значит, получает информацию о будущем и может в какой-то мере его предвидеть.

Эпиграфом к публикации взята цитата из романа Томаса Манна “Иосиф и его братья”, и, на мой взгляд, стоит привести более развёрнуто предваряющие её слова:

“Иосиф достаточно тщательно разглядел фараона. И все же самое глубокое, самое участливое его любопытство относилось не к старому богу, а к тому, кто должен был прийти ему на смену, к мальчику с длинной прядью и болезненно улыбающимися губами, к Иосифу фараона, к наследному Солнцу. Его провожал он взглядом, его узкую спину и его золотой кошель для волос, его слабые, в браслетах руки, управлявшие лошадьми; его, а не фараона провожал он взглядом души и тогда, когда все уже миновало и толпа хлынула к Нилу; малым, грядущим Солнцем были заняты мысли Иосифа, ... Поэтому вполне закономерно, что на празднике хебседа его взгляд устремлялся за нынешний предел высоты в будущее, к еще не восшедшему солнцу.” [1]

Лично мне эта цитата сильно напомнила знаменитый эксперимент А.Н. Козырева:

“То есть эксперимент заключался в том, что Козырев наблюдал сигналы от звёзд на том их месте, где они находились по расчетным данным, но где их ещё не было видно оптически, поскольку свет имеет определенную скорость. В дальнейшем он прямо распространил выводы, следующие из этих экспериментов на получение информации из иного времени: “По мнению Козырева, это означало, что “действие времени” распространяется как по “мгновенному каналу”, так и по “каналу света”, но не со световой скоростью, а тоже мгновенно. Это совсем фантастично: “время” показывает истинное положение звезды (где она присутствует), а также прошедшее положение (откуда звезда давно ушла), и будущее (где звезда когда-то появится, но не ранее чем истечет время, необходимое для прохождения света от звезды до наблюдателя)” [2].

Можно конечно сослаться в одном случае на литературный вымысел, в другом сказать о маргинальности теории и её автора, а в третьем заявить о случайном совпадении, но существуют и иные вполне научные и достаточно признанные наблюдения получения так называемых “сверхсветовых” сиг-



налов. Например, широко известен случай регистрации таких сигналов при наблюдении столкновения планеты Юпитер и осколков кометы Шумейкер – Леви 9. Вот как описывают это М.М. Лаврентьев, И.А. Еганова, В.А. Гусев. В своей статье “Postfactum: Уроки катастрофы на Юпитере”:

“Наша статья “Мир событий”, послесловие к которой вы читаете, была посвящена проблемам физической реальности четырехмерного пространства-времени, в частности, возможности мгновенной связи (точнее: “коммуникации” – по терминологии, используемой академиком Б. Кадомцевым в его статье “Динамика и информация” в майском номере “Успехов физических наук”) между некоторыми явлениями по “временному каналу”. Это послесловие возникло вследствие наших впечатлений, полученных при лабораторных наблюдениях во время столкновения кометы Шумейкер-Леви 9 с Юпитером. Мы пережили острый момент, после которого не можем считать допустимым применение мощных разрушительных процессов в космосе. . . . Таким образом, эта катастрофа на Юпитере дала возможность наблюдать сверхсветовую коммуникацию” [3]

Таким образом, неизбежно встаёт вопрос о природе и механизме получения информации из будущего и здесь, по моему мнению, которое я в дальнейшем попытаюсь обосновать, невозможно обойтись без двух фундаментальных теорий: Ноосферы, как определял её В.В. Вернадский и Гиперболического поля как определил его Д.Г.Павлов.

В качестве своей основы гипотеза гиперболического поля предполагает что *“Источниками гиперболического поля оказываются не элементарные частицы, как это имело место в случае электрического поля, а точечные события в пространстве–времени [4]. Гипотеза гиперболического поля, в свою очередь приводит к идее гиперболической линзы: “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” [5]. Следует отметить, что в основе информационных процессов лежат также некоторые события материального мира, а следовательно, принципы функционирования и формирования подобных гиперболическим линзам структур следует распространить и на процессы связанные с информацией, то есть можно сделать вывод, что гиперболические линзы могут, как состоять из “информационных событий”, так и способны “получать” и информацию, а характер линз*



будет определять, относится эта информация к прошлому или к будущему.

Исходя из общих положений гипотезы гиперболического поля и гиперболической линзы, можно предположить, что возможной средой формирования такой линзы будет то, где наиболее интенсивно возникают события связанные с получением, преобразованием и хранением информации, проще говоря, протекают информационные процессы. В науке гипотеза существования подобной среды получила название Ноосферы.

Понятие “ноосфера” было предложено профессором математики Сорбонны Эдуардом Леруа, который трактовал её как “мыслящую” оболочку, формирующуюся человеческим сознанием. Э. Леруа подчёркивал, что пришёл к этой идее совместно со своим другом — крупнейшим геологом и палеонтологом-эволюционистом, и католическим философом Пьером Тейяром де Шарденом. При этом Леруа и Шарден основывались на лекциях по геохимии, которые в 1922/1923 годах читал в Сорбонне Владимир Иванович Вернадский.

Таким образом, в Ноосфере как среде где наиболее интенсивно протекают информационные процессы (процессы получения и преобразования информации), могут сложиться условия, для формирования из информационных процессов, структур, формирующих различные гиперболические линзы. Возможно, что этим можно объяснить не только множество примеров получения информации из будущего или прошлого, но и развитие цивилизации и жизни в целом.

Следует отметить, что формирование гиперболических линз при помощи информационных процессов может иметь достаточно большие практические перспективы, поскольку информационные процессы значительно проще подвержены манипуляции по сравнению с обычными материальными объектами, а следовательно на их основе в перспективе возможно формировать гиперболические линзы значительно проще.

Литература

- [1] Томас Манн Иосиф и его братья Т. 2. – М.: Художественная литература, 1968
- [2] Дадаев А. Н. Биография Н. А. Козырева
- [3] М.М. Лаврентьев, И.А. Еганова, В.А. Гусев Postfactum: Уроки катастрофы на Юпитере Журнал Формирующихся Направлений Науки номер 11(4), стр. 99-101, 2016
- [4] Павлов Д.Г. Гиперболический аналог электромагнитного поля Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(13), том 7, 2010, с.3-15
- [5] Павлов Д.Г., Кокарев С.С. Гиперболическая “статика” в пространстве-времени



О ВОЗМОЖНОСТИ ПОСТРОЕНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ В ПЛОСКИХ ПСЕВДОФИНСЛЕРОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

А.В. Соловьев

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
a.v.solovyov@gmail.com

Прогресс в физике часто сопровождался изменением геометрической модели пространства-времени. Так, специальная теория относительности наиболее естественно формулируется в 4-мерном псевдоевклидовом пространстве Минковского. Общая теория относительности наделяет пространство-время структурой псевдориманова многообразия и связывает его метрический тензор с гравитацией. Многомерная общая теория относительности, возникшая первоначально как 5-мерная теория Калуцы – Клейна, вводит дополнительные измерения пространства-времени и позволяет объединить гравитацию с другими известными фундаментальными взаимодействиями на классическом уровне. В суперсимметричных расширениях теории поля используется суперпространство, в котором к обычным коммутирующим координатам добавляются антикоммутирующие спинорные координаты.

В ряде моделей квантовой гравитации (спиновые сети, каузальные множества, динамические триангуляции) реанимируется реляционный взгляд на пространство-время, восходящий к Г. Лейбницу и Э. Маху. Согласно этому взгляду пространство-время формируется на макроскопическом уровне в результате статистического усреднения квантовых характеристик непосредственно взаимодействующих элементарных частиц. На уровне отдельных элементарных частиц классического пространства-времени просто не существует.

Один из реляционных подходов к физике и геометрии пространства-времени развивается в группе профессора физического факультета МГУ Ю.С. Владимирова [1]. В рамках этого подхода естественным образом возникают спинороподобные объекты, названные финслеровыми N -спинорами [2, 3]. Эти объекты порождают три серии n -мерных плоских псевдофинслеровых пространств, причем $n = N^2, N(N + 1)/2, N(N - 1)/2$, а N – любое натуральное число больше единицы (среди данных пространств есть и пространство Минковского). Эти пространства интерпретируются как пространства импульсов частиц. Уравнение «массовой оболочки» в таких пространствах имеет вид

$$G_{ab\dots c} p^a p^b \dots p^c = M^m,$$



где $G_{ab\dots c}$ – симметричный по всем индексам постоянный «метрический тензор» (каждый индекс пробегает n значений, а общее количество индексов $m = N$ или $[N/2]$), p^α – обобщенный импульс частицы, M – ее масса.

«Массовая оболочка», рассматриваемая как гиперповерхность в пространстве обобщенных импульсов, сама является псевдофинслеровым пространством $n - 1$ измерений, но теперь уже искривленным. Ее индуцированная метрика выглядит следующим образом

$$ds^m = g_{\alpha\beta\dots\gamma}(p) dp^\alpha dp^\beta \dots dp^\gamma,$$

где $g_{\alpha\beta\dots\gamma}(p)$ – симметричные по всем индексам функции независимых компонент обобщенного импульса, причем каждый индекс пробегает $n - 1$ значение, а общее количество индексов по-прежнему равняется m .

При построении квантовой механики прежде всего необходимо определить унитарное скалярное умножение на пространстве одночастичных состояний. В докладе это сделано для пространства волновых функций бесспиновых частиц с обобщенными импульсами, лежащими на указанной выше псевдофинслеровой «массовой оболочке». Например, при четном m скалярное произведение волновых функций $\varphi(p)$ и $\psi(p)$ имеет вид

$$\langle \varphi | \psi \rangle = \int \varphi(p)^* \psi(p) |\text{hdet}\{g_{\alpha\beta\dots\gamma}(p)\}|^{1/m} dp^1 dp^2 \dots dp^{n-1},$$

где $*$ обозначает комплексное сопряжение, а $\text{hdet}\{g_{\alpha\beta\dots\gamma}(p)\}$ – гипердетерминант Кэли [4], построенный по компонентам «метрического тензора» $g_{\alpha\beta\dots\gamma}(p)$. При нечетном m соответствующая формула содержит некоторое обобщение гипердетерминанта, предложенное автором и совпадающее при $n = 3$, $m = 3$ с так называемым вторым гипердетерминантом Кэли [5].

Литература

- [1] Владимиров Ю.С. Реляционная концепция Лейбница – Маха. М.: ЛЕНАНД, 2017.
- [2] Solov'yov A.V., Vladimirov Yu.S. Finslerian N -spinors: Algebra // Int. J. Theor. Phys. 2001. V. 40, № 8. P. 1511–1523.
- [3] Соловьев А.В. Финслеровы N -спиноры с действительными компонентами // ТМФ. 2015. Т. 183, № 3. С. 359–371.
- [4] Соколов Н.П. Пространственные матрицы и их приложения. М.: ГИФМЛ, 1960.
- [5] Gelfand I.M., Kapranov M.M., Zelevinsky A.V. Discriminants, Resultants, and Multidimensional Determinants. Boston: Birkhäuser, 1994.



“ПЛОХОЙ” И “ХОРОШИЙ” РОСТ ФРАКТАЛЬНОЙ РАЗМЕРНОСТИ И РАЗМЕРНОСТИ ГИПЕРПРОСТРАНСТВ КАК ЯЗЫК ОПИСАНИЯ ОБОСТРЕНИЯ БОЛЕЗНИ И ВЫХОДА ИЗ НЕЕ

А.М. Тараненко

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

1. Медицина и гиперпространства. В медицине постепенно вырабатывается *подход изучения болезни в динамике*, признается, что этапы болезни качественно отличаются, и являются состояниями системы, происходит последовательная смена состояний системы, это *последовательность динамических режимов*. Согласно классической теории стресса Г.Селье, с ростом нагрузки или с прогрессированием заболевания на почве стресс-перегрузки четко могут быть различены три состояния: (1) состояние мобилизации системы, (2) состояние вторичной, или предельной мобилизации, (3) состояние истощения или гибели системы. Экспериментально показана ключевая роль среди стрессов оксидативного стресса (повреждение клеток радикалами, продуктами окисления кислорода, O_2 , при “неправильном” дыхании). В частности, оксидативный стресс изучали на ритмах сердца. Для более подробного изучения ритмов сердца применялись *методы фрактальной обработки последовательности состояний в записи ритма*. Фрактальная размерность ритмов при различных оксидативных нагрузках может *скачком изменяться*, повышаться или понижаться [1]. В частности, методы обработки сигнала ритма по временной записи позволяют реконструировать *размерность пространства системы*, которая могла бы генерировать такие ритмы [1]. Например, их может генерировать только генератор в области синуса сердца. Или же эти колебания может модулировать дыхательный центр в мозге. Тогда *размерность гиперпространства*, описывающего систему, становится в разы больше. Например, вместо размерности 2 или 3 появляются размерности 5 и 6, 8 и 9, 10 и 12. Болезнь – это явление на границе состояний (2) и (3) по Г.Селье. Российская исследовательница Гаркави прибавила к трем состояниям Селье состояния активации и тренировки. Если перевести это на язык состояний Селье, то можно сказать, что организм, подвергшийся слабым (активация) и средним и сильным (тренировка) тренировкам будет иметь сдвиг области состояний (2) в сторону повышения нагрузок, будет выдерживать большие нагрузки, не ломаться и не заболеть. Примером таких тренировок для оксидативного стресса служит гипоксический тренинг (снижение % O_2 во вдыхаемом воздухе). Например, при смене погоды содержание O_2 в воздухе изменяется



от 21% до 17%. В частности, при жаре воздух поднимается вверх, и % O₂ падает, это же может быть и при туманах. Такие виды погоды тренируют организм, не стоит избегать выхода на улицу и тренировок в такую погоду, это лишает выносливости, улучшения прохождения стрессов. Болезни развиваются не сразу, есть неощущаемая, преморбидная стадия. Или стадия компенсации по Г.Селье. Например, при заболевании сердца от эмоциональных и физических перегрузок компенсация нарушений ритма сердца происходит за счет вторичного генератора [2] в так называемом атриовентрикулярном узле, который пронизывает перегородку между предсердием и желудочком сердца. Излишне высокая частота ритма, которая и приводит к болезни, избыточной гипоксии в ткани сердца, снижается, причем поэтапно, в 2 стадии. В работе Мезенцевой показано, что в случае отсутствия, истощения такой компенсации, происходит *расширение числа измерений* ритма [2], в режиме мерцания предсердий или фибрилляции желудочков, и на фазовом портрете системы видно изменение структуры “веретена” (усложнение, запутывание). Такое запутывание мешает цельной работе частей сердца как насоса, снижается выброс сердца, что ведет к слабости снабжения кислородом органов, а при дальнейшем прогрессировании этой тенденции – к полиорганной недостаточности и гибели. Такое расширение динамического пространства, которое приводит к болезни, мы назвали “плохим” [2]. При этом и фрактальная размерность ритма (ФР) также изменяется [2]. Для болезни это “плохое” изменение ФР представляет собой некий выход за рамки окна нормы [2] – это слишком малые и слишком большие ФР. При норме или включении механизмов компенсации “хорошая” ФР имеет численное значение, не выходящее за рамки “окна”. Сверхусложнение и сверупрощение вредны для системы. При помощи параметров системы или нагрузки можно расширять или сужать размеры этого окна, управлять окнами динамической системы, организма [3]. Расширение гиперпространства, ведущее к компенсации, мы назвали “хорошим” [1]. При лечении сердца можно тренировать его не только природными изменениями гипоксии в разные сезоны года, но и искусственным изменением ее в барокамере или в воздухе, подаваемом через дыхательные маски. Ритмы таких воздействий могут быть важны для уровня позитивности лечебного эффекта воздействия дыхательными смесями на организм [4]. Природные ритмы Земли также важны для уровня эффективности работы сердца [5]. Здесь особым образом “включаются” “хорошие” или “плохие” гиперпространства с большей размерностью. Мы полагаем, что результаты, полученные математиками участниками конференций FERT по выявлению отличий свойств гиперпространств различной размерности, могут быть прямо переложены на язык медицины, и сыграть ключевую роль в понимании динамической природы возникновения и обострения болезней и в разработке новых фрактальных методик [6] их исцеления. Хочется пригласить специа-



листов по гиперпространствам в область приложений их тонких разработок в медицину.

2. Проблема COVID-19. В частности, такая крайне актуальная проблема, как проблема понимания этапов развития коронавирусной инфекции COVID-19, и купирующих воздействий на нее, не является узко-предметной задачей вирусологов, и только лишь проблемой изобретения вакцины. Руководитель работ по вакцине “Спутник V” акад. Гинцбург недавно заявил, что прививка вакцины не может обещать необходимый титр лицам с аллергией, лицам, находящимся в сильном стрессе, имеющим тяжелые заболевания (болезни сердца, диабет, энцефалопатии и т.п.) или травмы. Значит, ключевую роль играют методы ревитализационной медицины органов, а они немыслимы вне идей новых фрактальных подходов [1-6]. В возникновении тяжелых состояний при заражении инфекцией важнейшую роль играют состояния организма. Нужно описать их на языке динамики развития заболевания, а это – язык гиперпространств. Во-первых, инфекция распространяется во всех органах, имеющих специфические рецепторы для инфекции – не только в легких, но и в органах пищеварения, в мозге. При переходе от пространства Z (генератор ритмов в легких) к полиорганному случаю заражения вирусом органов включаются “плохие” гиперпространства. В мозге возникает нейровоспаление. Поскольку мозг и органы пищеварения управляет иммунитетом, количеством киллеров, посылаемых в очаг поражения в легких, то в состоянии цитокинового шторма в организме это количество киллеров, определяемое “возбужденным” мозгом, может сильно превышать необходимое для поражения вируса, и поразить ткани легких на большой площади, это и приводит к смерти. Во-вторых, при нарушении целостности клеток легких вирусом их содержимое изливается в среду, что сигнально передается иммунной системе, производящей клетки-киллеры. Экспонента размножения клеток-киллеров прямо зависит от “возбужденного” состояния мозга, и ее можно триггерно уменьшить при включении процессов компенсации воздействиями на человека, описанными выше. Признано, что барокамеры, с управляемыми ритмами % содержания O_2 в воздушных смесях успешно воздействуют на тяжелое состояние больных. При применении стационарной подачи кислорода в методике масок ИВЛ процент выживаемости всего 13%. Большая часть из более чем миллиона погибших от коронавируса погибли из-за того, что в широкую медицину слабо проникли идеи управляемой размерности гиперпространств и ФР [1-6]. На компенсацию состояния клеток мозга, органов пищеварения успешно влияют ПНЖК Z и $\omega 3-6-9$, гранатовый сок, глицирризическая кислота солодки [7]. В КНР именно учет этих эмпирических находок помог остановить эпидемию. Эти БАДы, как ингредиенты терапии вируса диетами, непосредственно участвуют в снижении интерлейкина $IL-6$, определяющего выработку избыточного количества киллеров, которое может поразить собственную ткань организ-



ма. Также они мешают репликации вируса. Окси воздействия в барокамере могут “успокоить” мозг от возбуждения и снизить выработку избыточных киллеров. Наибольшее количество погибших от коронавируса человечество теряет от задержки внедрения парадигмы гиперпространств в медицину.

3. Волчок Джанибекова. Космонавт Джанибеков открыл, что тело с асимметрией (оно может иметь, например, форму груши) может в космическом отсеке самопроизвольно менять направление вращения. Теоретики это объяснили тем, что две оси вращения волчка устойчивы, а третья – неустойчива. Импульс с устойчивых вращений незаметно перетекает в вращение по неустойчивой оси, и при превышении некоего числа волчок меняет направление вращения. Человеческий организм тоже управляется трехосным волчком, это колебания депо углеводов-белков-жиров. При нарушениях в организме пул жиров создает неустойчивые перескоки, они очень важны для нарушений общего гомеостаза организма, и начала самых различных базовых болезней. Например, в исходе в жизнь или в смерть при заражении коронавирусом важен уровень гормона жировой ткани адипонектина. В верхнем состоянии, соответствующего вращению метаболического волчка в одну сторону, будет жизнь, а в нижнем – смерть. Адипонектин включает как количество киллеров, так и регулирует экспоненту размножения вируса в легких и в организме, он же нарушает взрыв воспалительных процессов полиорганной природы, останавливает воспаление. Задача о трехосном волчке важна в навигации кораблей и самолетов. В целом это задача из области гиперпространств. Как видим, она очень важна для управления болезнями и пандемиями вирусов на планете.

3. Задача о мультицикле. Впервые доказательство существования мультициклов в системе депо углеводы-жиры-белки и их устойчивости, было открыто нами в [8]. На первый взгляд мультициклы это обычные спирали. Может показаться, что это режимы, соответствующие торам в динамической трехмерной системе. Обмотки торов. Подобно фигурам Лиссажу, эти спирали могут описывать режимы с резонансным кратным соотношением частот. На самом же деле это не так. В трехмерном пространстве предельный цикл может в одной из точек разрываться седло фокусом и получается так называемая бифуркация голубого неба (Шильников). Мультицикл, как показали наши исследования, может разрываться двумя, тремя и четырьмя седло-фокусными точками. Возникают структуры, в которых одновременно возникает несколько механизмов парных резонансов и их отношения. Закон Питца, найденный позднее (для систем геологических систем в 2018г.), есть частная закономерность для полибогатства режимов мультициклов. Депо-системы существуют на всех уровнях космоса. Например, для галактики роль депо играет ее плотное ядро. Закон Питца найден эмпирически. На самом деле он выводится из теории мультициклов, как частный случай. Шарковский (1964) показал, что



существует широкая область параметров логистического отображения, для которого характерно накопление всех траекторий утроений цикла периода 3. Тараненко [8] обнаружил с помощью численной программы расчета устойчивости циклов периода N (2, 3, 4, 5, 6 и т.д., до сотен) большие размеры таких областей накопления для динамических систем с буферами. Все мировые системы являются разновидностью таких систем. Ли и Йорке показали, что хаос и “резонанс” утроений могут сосуществовать. Согласно Мандельброту наличие хаоса означает фрактальность динамики колебаний. Утроение обозначает первую и самую широкую полосу хаоса при развитии динамической системы. Фейгенбаум теоретически нашел формулу ширины полосы для таких фрактальных миров. Она подтверждена расчетами Тараненко [8]. Т.о. может быть предложен вывод универсального уравнения для явления накопления резонансов любой природы. Под явлением накопления резонансов мы понимаем последовательности мультициклов Тараненко-Фейгенбаума [8], которые дают область, где все эти мультициклы сосуществуют сразу. Уравнение имеет форму $N = m^{m^1+m^2+m^3+m^4} / k^{n^1+n^2+n^3+n^4}$ (использована перенормировка на величину характерного скейлинга).

Литература

- [1] Тараненко А.М. Фракталы и мультифракталы в электрокардиограммах и электроэнцефалограммах: информативность и новые возможности. // Современные проблемы науки и образования. 2019. № 6; URL: <http://www.science-education.ru/article/view?id=29500> (дата обращения: 23.01.2020). DOI 10.17513/spno.29500. 12с.
- [2] Тараненко А.М. Перекрестная адаптация при сочетанной терапии резонансными и фрактальными колебаниями. // Естественные и технические науки. 2018, №11. С. 410-414. DOI 10.25633/ETN.2018.11.23.
- [3] Тараненко А.М. Биоинформационная модель управления окном “лечащего” фрактального поведения (управление метаболическим хаосом). // Естественные и технические науки. 2017, №9. С. 77-82.
- [4] Тараненко А.М. Модель окситерапии резонансными и фрактальными колебаниями. // Естественные и технические науки. 2019, №12. С. 154-161. DOI 10.25633/ETN.2019.12.01.
- [5] Тараненко А.М. Связь суточных или сезонных ритмов с фрактальной динамикой в патологиях и лечении сердца и мозга. “Система “Планета Земля”: Коллективная монография: 75 лет Победы в Великой Отечественной Войне 1941 - 1945 гг.”. М.: ЛЕНАРД, 2019, 390с. С. 176-180.
- [6] Тараненко А.М. Изучение геометрических фрактальных свойств времени в основе прорывного лечения нейрозаболеваний. Коллективная монография: “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019) / Ред.



Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. Москва, 2019, 258с. М., РУДН. С. 108-114.

- [7] Zhang L., Liu Y. Potential interventions for novel coronavirus in China: A systematic review // J. Med. Virol., 2020; 92: 479–490.
- [8] Taranenko A.M. Sequences of limit cycles in a model of a biochemical oscillator with substrate depot. // Studia biophysica, 1981, V. 83, № 1, pp. 19-26.



ИНДУКЦИЯ И ДЕДУКЦИЯ В ФИЗИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

С.В. Сипаров

Государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, РФ

Рассмотрены примеры использования индуктивных и дедуктивных методов при построении физических теорий. Проанализированы их достоинства и недостатки. Указано на преимущества индуктивного метода, позволяющего обойти неясные философские вопросы.

Индукция и дедукция – известные методические подходы “от частного к общему” и “от общего к частному” – обладают рядом существенных отличий. Наиболее важным отличием является логическая полнота первого и логическая неполнота второго. В математике это проявляется явным образом, когда метод математической индукции признается безупречным методом доказательства. В то же время экспериментальное подтверждение следствия дедуктивных построений (верификация) не является доказательством исходного утверждения, которое остается предметом веры. Если же экспериментальная проверка не подтвердит предсказания дедуктивной теории, это опровергает исходную посылку, т.е. доказывает ее ложность или недостаточность.

Оба метода активно используются в физике. Индукция базируется на экспериментальных данных, обработка которых математическими методами позволяет прийти к утверждению общего вида. На этапе дедукции это утверждение может быть взято за основу при разработке сходного направления исследований. В истории науки известны случаи, когда дедуктивная посылка имела под собой не рациональные, а иные, например, эстетические предпосылки. При этом иногда движение по этому пути позволяло добиться существенного расширения области знаний, уже подкрепленных объективными наблюдениями. Рассмотрим некоторые примеры построения физических теорий, использующих эти методы.

Для дедуктивного построения механики используется классический подход Гамильтона-Лагранжа. Постулируется существование функции Лагранжа, с помощью которой строится функционал действия. Затем постулируется принцип наименьшего действия, и в результате вариационной процедуры возникает уравнение Эйлера-Лагранжа. Входящие в него производные называют обобщенным импульсом и силой, тогда в отсутствие сил импульс будет сохраняться. Затем с силой связывают потенциал, градиентом которого она является. Выбирается выражение для потенциала, и в результате решения уравнения Эйлера-Лагранжа получается уравнение траектории, которая может быть сопоставлена с наблюдениями. Если в наблюдениях траектория оказывается другой, то выражение для потенциала меняется, и решение повто-



ряется до тех пор, пока совпадение предсказанной и измеренной траектории не окажется удовлетворительным.

На втором этапе для полученного выражения для потенциала отыскивается (дифференциальное) уравнение (поля), решением которого оно является. Это завершает построение теории, а вопрос о причине существования действующего на расстоянии силового взаимодействия оставляется на долю философов (теологов).

Ньютон выбрал индуктивный путь построения теории и начал с анализа результатов наблюдений Кеплера. Поскольку тела (планеты) не двигались по прямой, он пришел к выводу, что их ускорения обусловлены некоторым внешним воздействием (силой). Основываясь на (эллиптическом) виде траектории, Ньютон нашел такую связь ускорения с координатой (уравнение движения), что наблюдаемая траектория оказалась его решением. После этого он счел свою задачу выполненной. На критику современников, состоящую в том, что он “не объяснил природу силы тяготения”, Ньютон ответил знаменитой фразой: “Причину... свойств силы тяготения я до сих пор не мог вывести из явлений, гипотез же я не измышляю”. Поэтому задача поиска уравнения для силового потенциала, представлявшая математический интерес, оставалась не поставленной и не решенной вплоть до работ Лапласа. Это не мешало использовать результаты Ньютона, как для дальнейшего развития теории, так и для решения практических задач.

При построении электродинамики Максвелл использовал индуктивный подход и опирался на открытые к тому времени законы. Однако тогда уже существовали (непопулярные) идеи Фарадея о том, что электрические и магнитные явления связаны не с источниками сил, а с “напряжениями силовых линий” вездесущего эфира. Эти идеи привели Максвелла к использованию нового математического языка, а тождественная замена одного нуля другим в процессе вывода (ток смещения) позволила сформулировать уравнения, успешно предсказавшие существование электромагнитных волн. Примерно в это же время Клиффорд указал на невозможность при наблюдении явления различить влияние физических полей, чем бы они ни были обусловлены, и геометрии пространства, с помощью которой происходит его описание. В частности, уравнение Эйлера-Лагранжа (уравнение движения в поле заданного силового потенциала) оказывается эквивалентным уравнению геодезической в пространстве с соответствующей геометрией. Это привело к новым возможностям.

При построении общей теории относительности Эйнштейн использовал дедуктивный подход нового типа. После вариационного вывода уравнения геодезической, в котором метрический тензор присутствовал в явном виде, потребовалось получить “уравнение поля”, куда входили бы величины, имеющие физический смысл. Суть предпринятой попытки состояла в том, чтобы



использовать тождество $0 = 0$. При этом слева появилась равная нулю дивергенция комбинации геометрических параметров (связностей), а справа – равная нулю дивергенция энергии (закон сохранения). Для того чтобы сделать размерности этих нулей одинаковыми, использовался размерный множитель. Взаимное равенство дивергенций позволило приравнять и сами выражения, стоящие под этими операторами. Это и стало уравнением поля.

Для решения полученной системы уравнений в первом приближении было использовано условие малой кривизны, что позволило линеаризовать уравнения. При этом уравнение геодезической приобрело вид 2-го закона динамики для потенциальной силы, а уравнение поля превратилось в уравнение Пуассона. Это означало, что в предельном случае имеется переход к физически осмысленному классическому случаю. В следующем приближении у решений полученных уравнений появились следствия, допускающие проверку в наблюдениях, которая была успешно пройдена (классические тесты ОТО). Дерзкая попытка использования дедуктивного подхода для построения физической теории, в основе которой лежит математическое тождество, получила верификацию.

Теперь философский вопрос становился другим: как получилось, что в основе теории материального мира лежит идеальный объект, принадлежащий математическому миру? Не является ли физическая теория чисто семантической, т.е. зависящей от способа описания? Описывает ли она свойства внешнего мира, существующего за пределами нашего сознания, или только порождения этого сознания?

Несмотря на то, что ответа пока нет, впечатление от успеха ОТО было таким сильным, что даже когда появились наблюдения, противоречащие теории, (например, плоские кривые вращения спиральных галактик), сомнения возникли не в теории, а в наших базовых знаниях о физическом мире и Вселенной, которые следовало изменить. Внесенная в этот мир “поправка”, (темная материя и темная энергия), дает вклад, который более чем в 20 раз превосходит вклад познанной части. При этом все усилия по детектированию соответствующих элементарных частиц пока остаются безрезультатными. В этом смысле имеющаяся ситуация напоминает ситуацию рубежа 19-20-го веков, когда схожее положение вещей существовало в связи с “электромагнитным эфиром”, а Пуанкаре объявил принципиальную невозможность его наблюдения законом природы. Тогда справиться с проблемой удалось, применив новый математический аппарат (геометрию Минковского), при использовании которого нужда в эфире отпала.

Между тем, на мегамасштабе можно вновь воспользоваться геометрическим подходом и применить индуктивный метод. Суть его теперь состоит в том, чтобы подбирать не силовой потенциал, а геометрию, т.е. метрический тензор, таким образом, чтобы решение соответствующего уравнения геодези-



ческой (эквивалентного уравнению движения) приводило к наблюдаемым траекториям. В этом случае уравнения поля вообще не потребуются, и будет достаточно уравнения геодезической. Ее новый вид отразится на самих основах классической механики, поскольку новый вид примет и уравнение движения (второй закон динамики). При этом подгоняться будет математический аппарат (геометрия), а не физическое уравнение движения, как в теории МОНД. Эта идея была реализована в [1] и сопутствующих работах, где была предложена так называемая анизотропная геометродинамика (АГД). Основным новым допущением оказывается обобщение принципа эквивалентности, связанное с тем, что силы инерции, которые невозможно отличить от сил гравитации опытным путем, могут зависеть от скорости, т.е. от производной по естественному параметру. Это означает, что метрика должна стать анизотропной, и вместо геометрии Римана следует использовать геометрию Лагранжа.

Линеаризация полученного обобщенного уравнения геодезической позволила получить решения, соответствующие тем наблюдаемым явлениям, для которых аппарата ОТО оказалось недостаточно. Так, расчеты и следствия предсказывают плоские кривые вращения, закон Талли-Фишера, закон Хаббла, характерное распределение холодного газа в центре галактики, обнаруженное обсерваторией “Гершель”, и другие результаты. Таким образом, задача предсказания и описания ряда наблюдаемых явлений оказывается решенной.

Отсутствие необходимости в уравнении поля, (как это было у Ньютона до работ Лапласа), вызывает некоторое замешательство, поскольку у возможных критиков не оказывается оснований для привычных мировоззренческих вопросов об “истинных причинах” происходящего. Тем не менее, если в этих вопросах есть потребность, можно предложить и уравнение поля, вновь используя то или иное математическое тождество. Например, можно применить тождество о нулевых дивергенциях, использованное в ОТО. Это привлекательная возможность, поскольку в нем содержится значимый закон сохранения. Поскольку в линеаризованной АГД коэффициенты связности не меняют своего вида, но лишь содержат зависимость от производных, само уравнение поля останется тем же. Можно, однако, предпочесть другое тождество, а именно тождество Максвелла для антисимметричных тензоров. На этом пути выясняется, что при использовании в физике векторов закон обратных квадратов для далекодействующих сил является неизбежным, а уравнениями поля можно считать формальные (геометрические) аналоги уравнений Максвелла, что выводит на первый план волновое уравнение. При этом в целом использование АГД позволяет “не измышлять гипотез” и ограничиться выбором подходящего математического аппарата.

Динамику, в основе которой лежит определение необходимой геометрии,



естественно назвать метрической. В работе [2] были установлены правила перевода терминологии с языка обычной теории, включающей силовые поля и их потенциалы, на язык метрической динамики. Поэтому для использования индуктивного метода, основанного на геометрическом подходе, появляются дополнительные инструменты.

Полуклассическая квантовая теория Бора, хотя и появилась в результате осмысления результатов экспериментов, была дедуктивной, поскольку началась с известных постулатов. Философский вопрос “где находится электрон при квантовом скачке?”, был снят с повестки Э.Шредингером, который совместил корпускулярные и волновые (дискретные и непрерывные) представления в одном формальном уравнении. Этим классическая половина теории Бора была зачеркнута. Решения уравнения Шредингера удовлетворительно описывают наблюдения, однако копенгагенская интерпретация волновой функции как волны вероятности приводит к парадоксам редукции и квантовой запутанности, которые ни при каких условиях не позволяют совместить КМ и ОТО.

При использовании индуктивного (геометрического) подхода основное значение, как и ранее, придается базовым опытам квантовой механики таким, как дифракция электронов, тепловое излучение и спектральные закономерности. Для их удовлетворительного описания используется метрическая динамика и соответствующая геодезическая. Следует отметить, что теперь у механического движения частицы понятие фазы возникает естественно, что обусловлено видом геодезической, и не требует привлечения “волны-пилота”. Вместо уравнения Шредингера возникает [3] уравнение Бельтрами, которое имеет физический смысл и решения, пригодные для приложений, например, АВС-течения (Арнольда-Бельтрами-Чиндлера). В рамках этого подхода принципиальная невозможность совмещения КМ и ОТО отсутствует.

Вопрос о причине возможности (необходимости) использования геометрии Лагранжа, (как в мега-, так и в микромире), полностью аналогичен вопросу о причине возможности использования геометрии Минковского в СТО, геометрии Римана в ОТО или геометрии Лобачевского в физике частиц высоких энергий. Можно напомнить, что в истории науки понятие силы подвергалось критике целого ряда исследователей, и Мах, размышляя над проблемой инерции, говорил о воздействии всего мира на наблюдаемый объект. Геометрия отражает именно такие представления, хотя Эйнштейн, на которого рассуждения Маха существенно повлияли, все-таки предлагал “массе указывать пространству, как изгибаться, а пространству – указывать массе, как двигаться”. В АГДдвигающееся по геодезической тело не “взаимодействует” даже с пространством, но лишь следует геометрии, описывающей все наблюдаемое.

Подход Минковского в СТО снял философскую проблему “эфира” путем введения геометрического языка, на котором не существует понятия эфира,



заставляющего тела сжиматься и разжиматься, и в котором распространяется свет. С помощью АГД снимается философская проблема источника поля, причем не только гравитационного, но и других. В СТО были объединены пространство и время, а в АГД пространство-время и материя. В этом смысле АГД сходно с реляционной теорией Ю.С.Владимирова, хотя и не требует нового аппарата за пределами геометрии.

Литература

- [1] Siparov S. Introduction to the Anisotropic Geometrodynamics. 2011. World Scientific, London, New-Jersey, Singapore.
- [2] Siparov S.. Metrical interpretation of field theories // Proc. of Int. Conf. PIRT-2015, 2015, Moscow: BMSTU, pp. 483-501. (arXiv:1506.03304v1 [physics.gen-ph])
- [3] Сипаров С.В. Уравнение поля в метрической динамике и геометрическая интерпретация базовых опытов квантовой механики // Мат.междунар.конф. FERT-2017. 2017. Москва. С. 35-43.



ПЛОСКАЯ ПЛАТФОРМА С ИСКУССТВЕННОЙ ГРАВИТАЦИЕЙ

В.Н. Тимофеев

Государственный университет гражданской авиации, Санкт-Петербург, РФ
WTimoff@yandex.ru

1 Введение

В этой работе рассмотрена возможность создания плоской статичной платформы, которая создает искусственную гравитацию. Под искусственной гравитацией понимается искусственно созданная сила, источником которой не является масса. Под действием этой силы, тело, находящееся вблизи от платформы, должно притягиваться к платформе или отталкиваться от нее. При этом, интенсивность силы должна регулироваться оператором. Проблеме создания искусственной гравитации в литературе уделяют большое внимание [1-3], в частности, людей волнует действие невесомости на организм человека, при его длительном пребывании в Космосе [4], [5]. При этом в большинстве случаев предлагается вращать космические станции для создания центростремительных ускорений, которые могли бы обеспечить инерционную нагрузку, аналогичную земной гравитационной нагрузке.

Т. к. наиболее доступным и управляемым для человека видом взаимодействия является электромагнитное взаимодействие, в качестве источника силы искусственной гравитации выбирается электрический ток, протекающий по поверхности проводящей плоской платформы. Это дает возможность управлять силой искусственной гравитации, меняя силу тока.

Таким образом, условие задачи звучит так: выяснить, создает ли плоская платформа с током искусственную гравитацию. Если ответ утвердительный, то выяснить что за сила при этом возникает: сила притяжения или сила отталкивания, и как она зависит от силы тока.

2 Алгоритм решения задачи

Пусть платформа проводящая и по ее поверхности вдоль направления оси z течет электрический ток. Для того, чтобы выяснить создает ли плоская платформа управляемую током искусственную гравитацию и чему равна создаваемая ей сила, применим следующий алгоритм действий:

1. Найдем решение уравнения Эйнштейна – Максвелла, описывающее поле плоской платформы с током.



2. Т. к. речь идет о рукотворной платформе, которая вряд ли своей массой будет создавать ощутимую гравитацию, перейдем к пределу малой массы, чтобы при выключении тока метрика становилась плоской.
3. Определим ньютоновский потенциал гравитационного поля и силу, действующую на тело со стороны платформы с током.

3 Поле плоскости с переменным током

Будем считать, что платформа достаточно большая и в рамках рассматриваемой задачи можно ее представить в виде безграничной плоскости. Метрики для безграничных плоскостей, по поверхности которых течет переменный или постоянный токи, можно найти, как частные случаи решений уравнений Максвелла-Эйнштейна с цилиндрической симметрией [6], [7].

В случае переменного тока, интересующая нами метрика имеет вид:

$$ds^2 = \frac{1}{\sqrt{Mx+1}} e^{-8_0 M \int_0^{t-x} I^2 d\tau} (dt^2 - dx^2) - (Mx+1) (dy^2 + dz^2) \quad (1)$$

где $I = I(t)$ – сила тока, протекающего по полосе единичной ширины плоскости; M – постоянная, которая определяется поверхностной плотностью массы платформы σ :

$$M \sim \sigma$$

Плоскость с переменным током создает электромагнитное поле, для которого ненулевые контравариантные компоненты тензора электромагнитного поля равны:

$$F^{03} = -\frac{2\pi I}{\sqrt{Mx+1}} e^{8_0 M \int I^2 du}$$

$$F^{13} = \frac{2\pi I}{\sqrt{Mx+1}} e^{8_0 M \int I^2 du}$$

где $I = I(u)$, $u = t - x$.

Метрика (1) обладает следующими свойствами:

1. Метрика допускает группу движений с тремя пространственно-подобными векторами Киллинга.
2. При включенном токе, в направлениях параллельных плоскости платформы пространство не деформируется.
3. При выключении тока ($I = 0$) метрика превращается в статическую метрику Тауба [8], которая представляет собой плоско-симметричное вакуумное решение.



4. В случае, когда поверхностная плотность массы стремится к нулю $M \rightarrow 0$, метрика стремится к плоской метрике.

Приведенные свойства метрики (1) указывают на то, что она действительно описывает геометрию пространства-времени для безграничной плоскости с переменным током.

В изотропной тетраде

$$l^i = (1, 1, 0, 0);$$

$$n^i = \mu (1, -1, 0, 0);$$

$$m^i = \frac{1}{\sqrt{2(Mx+1)}} (0, 0, 1, i);$$

$$\bar{m}^i = \frac{1}{\sqrt{2(Mx+1)}} (0, 0, 1, -i)$$

где $\mu = \frac{\sqrt{Mx+1}}{2} e^{8_0 M \int_0^{x-t} I^2 d\tau}$, единственный ненулевой скаляр Вейля имеет вид

$$\Psi_2 = \frac{M^2}{8(Mx+1)^{3/2}} e^{8_0 M \int_0^{t-x} I^2 d\tau}$$

Это означает, что изотропный вектор \mathbf{l} , так и изотропный вектор \mathbf{n} , образует бессдвиговую изотропную геодезическую конгруэнцию и решение относится к типу D по Петрову. В литературе пространство-время типа D принято интерпретировать как гравитационное поле островных массивных тел, а скаляр Ψ_2 связывать с их массой.

Нас интересует случай, когда платформа легкая ($Mx \ll 1$) и при отсутствии тока пространство-время является плоским. Здесь надо иметь в виду, что в единицах СИ для величины M справедливо:

$$M \sim \frac{G\sigma}{c^2}$$

где G – гравитационная постоянная, c – скорость света, σ – поверхностная плотность массы. В этом случае сила гравитации обесточенной платформы пренебрежимо мала. Силовое поле возникает только тогда, когда мы пропускаем ток через плоскую платформу. При этом потенциал созданного поля будет равен

$$\varphi = -4_0 M \int_0^{t-x} I^2 d\tau$$



Тогда на тело с массой m_0 , лежащее на платформе, будет действовать сила, направленная в сторону платформы:

$$F = -m_0 \frac{d\varphi}{dx} = -4_0 m_0 M \cdot I^2 \quad (2)$$

направленная в сторону плоской платформы. Эта сила управляется посредством изменения силы тока. Например, в случае, когда переменный ток меняется по гармоническому закону

$$I = I_0 \cos \omega t,$$

сила, усредненная по времени равна:

$$\langle F \rangle = -2_0 m_0 M \cdot I_0^2$$

Таким образом, плоская платформа с переменным током будет создавать искусственную гравитацию в том смысле, что на тело, находящееся вблизи платформы, будет действовать сила притяжения (2), которая способна приводить к изменению ощущаемой силы тяжести.

4 Поле плоскости с постоянным током

Метрика плоскости, по полосе единичной ширины которой течет постоянный ток, имеет вид:

$$\begin{aligned} ds^2 = & \frac{[C(Mx+1)+1]^2}{\sqrt{Mx+1}} (dt^2 - dx^2) - \\ & - (Mx+1)[C(Mx+1)+1]^2 dy^2 - \\ & - \frac{(Mx+1)}{[C(Mx+1)+1]^2} dz^2 \end{aligned} \quad (3)$$

где $C = 2_0 \pi^2 M^2 I^2$.

Метрика (40) обладает следующими свойствами:

1. При выключении тока ($I = 0$) метрика превращается в вакуумную метрику Тауба.
2. Когда поверхностная плотность массы равна нулю ($M = 0$), метрика является плоской.
3. Решение (3) относится к типу I по Петрову.
4. Магнитное поле задается ненулевой компонентой ковариантного тензора электромагнитного поля:



$$F_{13} = \frac{2\pi I}{(C(Mx + 1) + 1)^2}$$

Из этой формулы находим что, в пределе, когда поверхностная плотность массы стремится к нулю ($M \rightarrow 0$), напряженность магнитного поля равна:

$$\vec{H} = 2\pi I \vec{j}$$

Откуда, в единицах СИ индукцию магнитного поля получим в виде:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 I}{2} \vec{j}$$

где μ_0 – магнитная постоянная. Это выражение совпадает с классическим значением индукции магнитного поля, которое создается безграничной плоскостью с постоянным током.

Действительно, приведенные свойства позволяют говорить о метрике (3), как о метрике плоскости, по поверхности которой в направлении оси z течет постоянный электрический ток. Из этой метрики для легкой платформы $Mx \ll 1$ получим

$$ds^2 = (2_0\pi^2 M^2 I^2 + 1)^2 (dt^2 - dx^2 - dy^2) - \frac{1}{(2_0\pi^2 M^2 I^2 + 1)^2} dz^2$$

Откуда видно, что в этом случае какой-либо ощутимой силы, направленной вдоль или против оси x не возникнет. Поэтому делаем вывод, что с помощью постоянного тока невозможно создать плоскую платформу с искусственной гравитацией.

Литература

- [1] Clément, G., Bukley, A. *Artificial Gravity*, Springer Science & Business Media: Athens, Ohio, USA, 2007; 364 p.
- [2] Jevtovic, P. Electrodynamic Generator of Gravity Sensation. In Proceedings of the 12th European Conference on Space Structures, Materials & Environmental Testing (ESA SP-691), Noordwijk, The Netherlands, 20-23 March 2012.
- [3] Hall, T. W. Artificial Gravity in Theory and Practice (ICES-2016-194). In Proceedings of the 46th International Conference on Environmental Systems (ICES), Vienna, Austria, 10-14 July 2016.
- [4] Cardús, D. Artificial Gravity in Space and in Medical Research. *Journal of Gravitational Physiology* 1994, Vol. 1, No. 1, P. 19-22.
- [5] Clément, G., Charles, J. B., Norsk, P., Paloski, W. H. (2015 May 12). *Artificial Gravity, version 6.0*. NASA Human Research Program, Human Health Countermeasures Element, Evidence Report. Johnson Space Center, National Aeronautics and Space Administration. Houston, Texas, USA, 2015.



-
- [6] Misra, M., Radhakrishna L. Some electromagnetic fields of cylindrical symmetry. Proc. Nat. Inst. Sci 1962, Vol. 28, A, 4, P. 632–645.
- [7] Witten, L. A Geometric Theory of the Electromagnetic and Gravitational Fields. In: Gravitation: an Introduction to Current Research. Wiley: London, New York, 1962. P. 382–412.
- [8] Taub, A.H. Empty space-times admitting a three-parameter group of motions. Ann. Math. 1951, 53, P. 472–490.



О РАБОТЕ НИКЕЛЬ-ВОДОРОДНОГО КОНТЕЙНЕРА И ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ – ГИПОТЕЗА ВОЗНИКНОВЕНИЯ “СТРАННОГО” ИЗЛУЧЕНИЯ

В.А. Чижов

ООО Московский завод “ФИЗПРИБОР”

ChizhovV@fizpribor.ru

По настоящее время нет сколь-нибудь убедительных представлений, что такое есть “странное” излучение, которое обладает уникальной способностью проникать сквозь кристаллические материалы, а на аморфных оставлять линейные, винтовые и другие треки, хорошо наблюдаемые при увеличении более 30 раз.

Исследования никелевого контейнера с никель-водородной системой ($Ni + NaBH_4$) и ($Ni + LiAlH_4$) показало, что контейнер (“реактор”), который находился при комнатной температуре, работает спустя год после проведенного термического процесса ($1100 - 1150^{\circ}C$). Контейнер периодически испускает высокоэнергетическое излучение – “странное” излучение, которое фиксируется и на CD дисках и в диффузионной камере Вильсона.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты и предлагается физическая модель – гипотеза формирования кластера “странного” излучения в никель-водородной системе. На основании предлагаемой модели-гипотезы формирования кластеров “странного” излучения дано объяснение работоспособности контейнера после годового его пребывания при комнатной температуре. Сделана оценка времени работоспособности никель-водородного “реактора” при комнатной температуре. Показано, что работа “реактора” (по предлагаемой модели) по периодическому испусканию “странного” излучения может определяться десятилетиями.

1 Введение

Л. И. Уруцкоев в своей работе [1] в 2000 году назвал им зафиксированное излучение – “странное” излучение. “Странное”, т.к. его поведение, а это проникающая способность сквозь различные кристаллические материалы и оставляя следы в виде треков на аморфных материалах, не могут быть объяснимы известными моделями по излучению. В.И. Высоцкий [2], изучая аналогичные треки, но на слоистых структурах, полагает, что это магнитные монополи.

Проведенные эксперименты 2019-2020 г. г. не подтверждают эти предположения. В предыдущей работе [3] и докладах на семинарах “Шаровая молния” - Физфак МГУ [4] и РУДН [5], речь шла об обнаружении “странного” излучения. “Странное” излучение фиксировалось в виде треков, оставленных этим



излучением на CD дисках при термическом процессе от никелевого контейнера (“реактора”) с кристаллами никель-водородной системой ($Ni + NaBH_4$) и ($Ni + LiAlH_4$). Также в этой работе были зафиксированы треки “странного” излучения в камере Вильсона и сделана оценка энергии “странного” излучения, которая имеет величину – порядка 5 – 50 ТэВ (тераэлектронвольт).

На основании представления о “темном” водороде (\hat{H}_2) [6] предложена модель-гипотеза о создании кластера из такого водорода [3, 4, 5], – “темно-водородной” системы (“Т” водорода – \hat{H}_2). Эта модель позволила удовлетворительно объяснить высокую энергетику излучения и кластерную его структуру. Подтверждением кластерной структуры явилось то, что трек при резком “торможении” в аморфных средах разделяется, создавая другие треки, т.е. при переходе кинетической энергии кластера в тепловую с созданием в аморфных средах различных треков и различной геометрии, плавая оргстекло (см. [3, 4, 5]).

Однако вопрос, как и почему происходит формирование столь необычного кластера с энергетикой в десятки ТэВ в никель-водородной системе остается открытым.

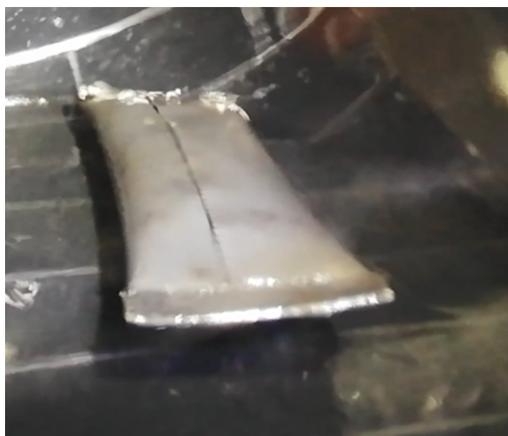
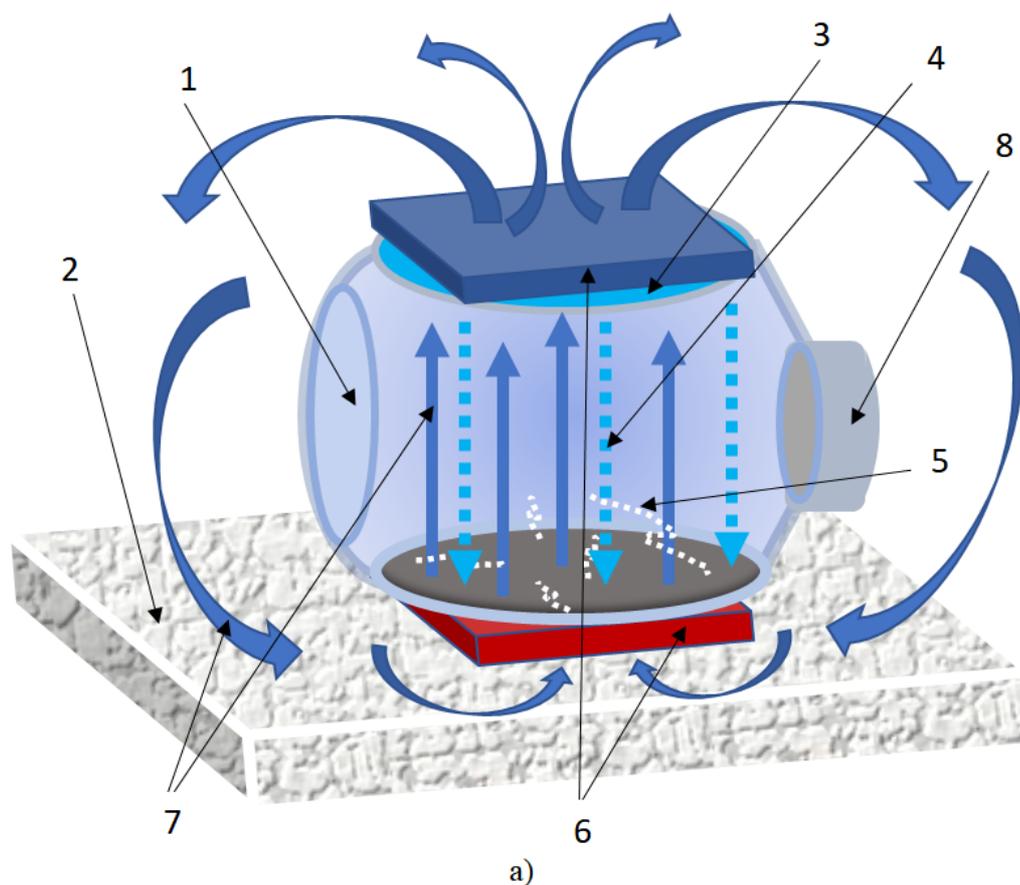


Рис. 1: “Реактор” (контейнер) из никелевой фольги с никель-водородной системой ($Ni + NaBH_4$) или ($Ni + LiAlH_4$) в камере Вильсона. Размер контейнера $80 \times 23 \times 12$ мм. Масса загрузки реактивов в контейнере 6.47 г из расчета по водороду 0.1 моль^{-1} .

Дальнейшие исследования выявили еще ряд факторов для понимания столь необычного эффекта – “странное” излучение - о чем и будет доложено в настоящей работе.

Эксперимент 1. Контейнер (“реактор”) (рис.1), который пролежал после термического процесса 6 месяцев при комнатной температуре подвергся исследованию в камере Вильсона.

Стеклянная диффузионная камера Вильсона объемом колбы 1.5 л (рис.2)



б)

Рис. 2: а), б). а)- Схема диффузионной камеры Вильсона на парах спирта: 1-стеклянная колба; 2- сухой лед $CO_2(T = -78^{\circ}C)$; 3- пористый материал, пропитанный спиртом; 4- пары спирта; 5- треки; 6- постоянные магниты; 7- силовые линии магнитного поля; 8- металлическая винтовая крышка для загрузки камеры;
б)- фото диффузионной камеры Вильсона без магнитов.

охлаждалась сухим льдом ($CO_2; T = -78^{\circ}C$) для получения переохлажденного пара спирта (C_2H_5OH) марки ХЧ (медицинский).

Элементарная частица, заряженная или незаряженная, фоновая, космическая или от испытуемого “реактора”, попадая в камеру с переохлажденным

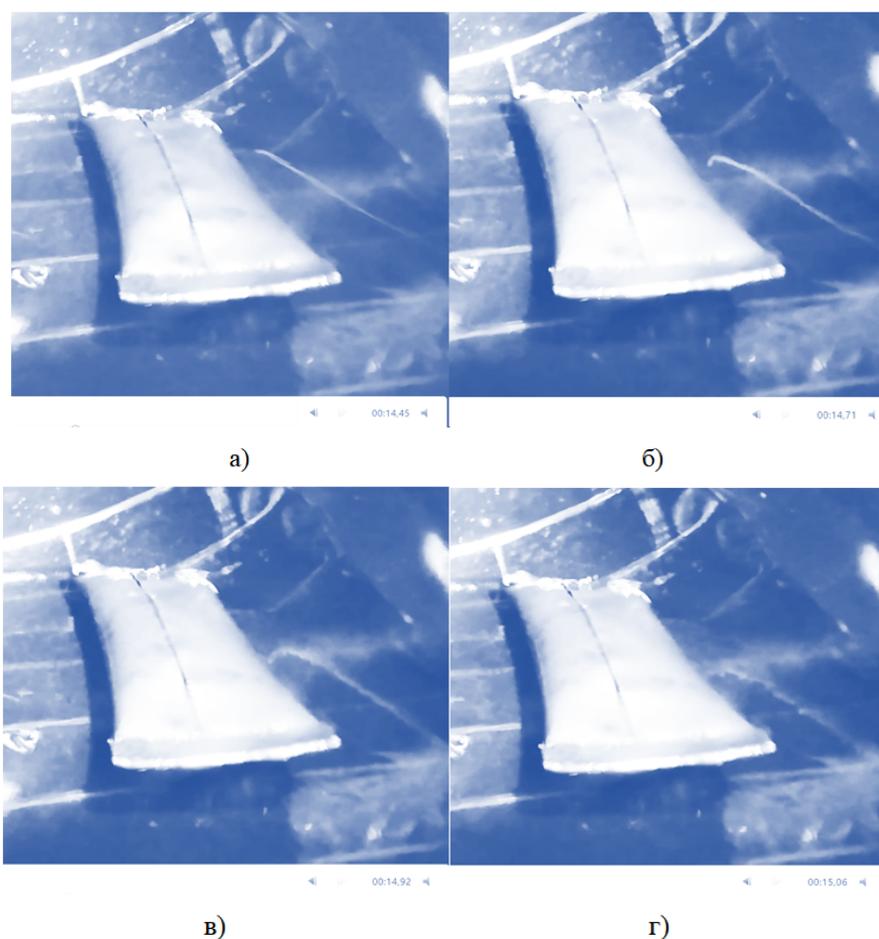


Рис. 3: Трек от “реактора” в камере Вильсона, зафиксированный через 6 месяцев после выдержки реактора при комнатной температуре.

паром спирта, конденсирует его пары, создавая и оставляя на некоторое время видимый конденсат в виде трека – Вильсон, 1912 г. Затем этот конденсат под действием охлаждения, гравитации и конвекции опускается на холодное дно камеры, где конденсируется в жидкость или разбивается конвекцией, не достигая дна камеры. Средняя наблюдаемость трека порядка одной секунды.

В проводимых экспериментах съемка треков в камере (диффузионной) Вильсона, как и в предыдущей работе [3], проводилась той же камерой HUAWEI. При съемке в течении 46 минут в камере с магнитным полем 4,5 мТл были зафиксированы слабые фоновые треки и мощный прямой трек, который исходил от “реактора” (рис.3).

На рис. 3 показано временное развитие и угасание трека. Процесс наблюдения трека составил 0.6 – 0.8 с. После измерений в камере Вильсона контейнер был положен в открытую чашку Петри и над ним устанавливался чистый CD диск. Через 100 часов выдержки диска над реактором, на CD диске были обнаружены точечные и винтовые треки (рис.4) в количестве ~ 20 шт. винтовых и ~ 60 шт. точечных треков. Эти треки, в сравнении с трека-

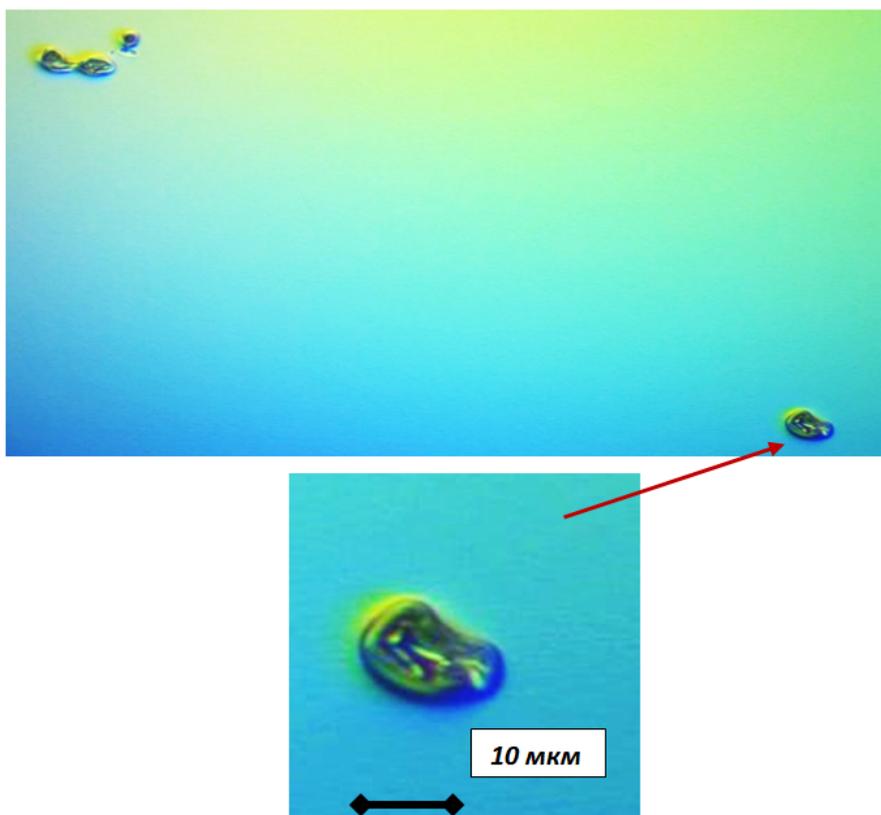


Рис. 4: Точечные треки, зафиксированные в виде кратеров на CD диске, после 6 месяцев выдержки реактора при комнатной температуре.

ми, полученными при тепловом процессе ($1100 - 1150^{\circ}\text{C}$), за 2-3 часа работы “реактора” были в меньшем количестве и тоньше в геометрических размерах, что говорит о более слабой энергии излучения.

Следовательно, “реактор” (контейнер) продолжает работать, но с меньшей интенсивностью, при комнатной температуре через 6 месяцев, что не может вызывать удивления – это излучение, действительно, “странное” излучение.

По выявленным точечным трекам - их геометрии (рис.4), как расплавленно-го поликарбоната, сделана энергетическая оценка излучения, т.е. определена энергия кластера, создавшего такой трек в виде кратера.

Средняя геометрия точечного трека (рис.4): $L_6 = 14$ мкм; $L_M = 7$ мкм; $H = 12$ мкм = $1.2 \cdot 10^{-5}$ м; $R_{cp} = 5$ мкм = $5 \cdot 10^{-6}$ м, где L_6 , L_M , H и R_{cp} – длина, ширина, глубина и средний радиус трека. Зная геометрию трека, определим среднюю его массу и энергию, которая пошла на плавление поликарбоната.

Плотность поликарбоната CD диска [7]: $\rho = 1.2 \cdot 10^3$ кг/м³;

Удельная теплота плавления [8]: $q = 1.5 \cdot 10^5$ Дж/кг.

Тогда:

Объем трека – кратера рис. 4 (половина шара): $v = 2/3\pi(r)^3 = 2.6 \cdot 10^{-16}$ м³;

Масса трека: $M = v \cdot \rho \cong 3 \cdot 10^{-13}$ кг.

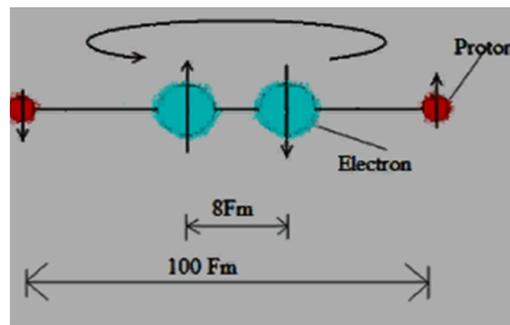


Рис. 5: [6]. Модель “темного” водорода - (\hat{H}_2)

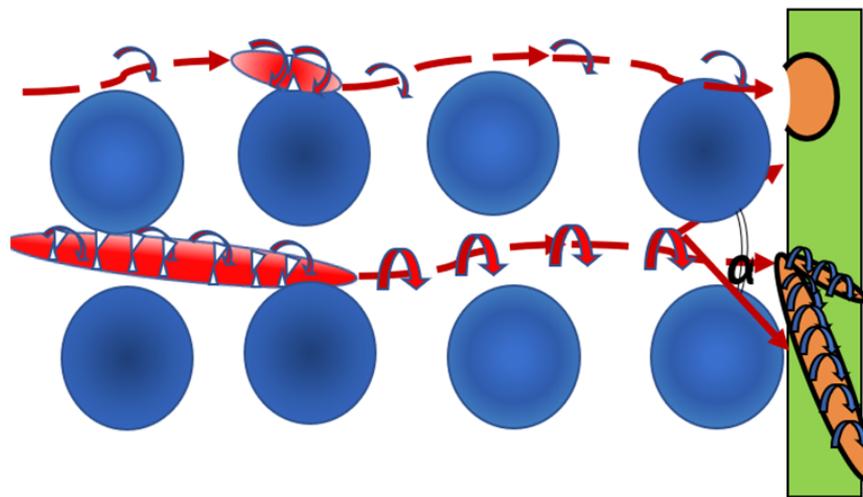


Рис. 6: [3, 4, 5]. Модель искаженного бильярда из кластеров “темного” водорода (\hat{H}_2) разной энергии, которые создают или точечные типа кратеров, или вытянутые винтовые, или круговые, или другие треки.

Энергия, затраченная на создание трака:

$$Q = qM = 1.5 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг} \cdot 3 \cdot 10^{-13} \text{ кг} = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}$$

$$Q = 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ Дж} = 3 \cdot 10^{11} \text{ эВ} \approx 0.3 \text{ ТэВ}$$

Для объяснения формирования точечных и винтовых треков, как воздействие энергетического кластера на аморфную среду (стекло или оргстекло), использовалась модель “темного” водорода (“Т” водорода - \hat{H}_2) с его параметрами (рис.5[6]) и модель искаженного бильярда (рис.6 [3, 4, 5]).

Из представленных моделей (“Т” водород \hat{H}_2 – рис. 5 и рис. 6) и полученной из расчета энергии, затраченной на создание точечного трека $E \approx 0.3$ ТэВ, сделана оценка геометрии (размер) кластера “странного” излучения.

Полагая, что скорость кластера соизмерима со скоростью движения элек-



трона в атоме $V = 110^6 - 110^7(510^6)$ м/с, то масса кластера составит:

$$E = W_k = \frac{\sum m_{H_2} V^2}{2};$$

$$\sum m_{\hat{H}_2} = \frac{2E}{V^2} = \frac{2 \cdot 4.5 \cdot 10^{-8} \text{ Дж}}{(5 \cdot 10^6)^2 (\text{м/с})^2} \approx 4 \cdot 10^{-21} \text{ кг}$$

Т.к. масса “Т” водорода (\hat{H}_2), состоит из двух протонов (рис. 5), тогда количество $\hat{H}_2(N_{\hat{H}_2})$ в кластере, сцепленных магнитным полем (\hat{H}_2 обладает сильным магнитным полем [6]), составит:

$$N_{\hat{H}_2} = \frac{\sum m_{\hat{H}_2}}{2m_p} \cong \frac{4 \cdot 10^{-21} \text{ кг}}{2 \cdot 1.6 \cdot 10^{-27} \text{ кг}} \approx 1 \cdot 10^6 \text{ ед. } \hat{H}_2$$

Таким образом, количество соединенных магнитным полем единиц “Т” водорода (\hat{H}_2) в кластере $N_{\hat{H}_2} \cong 1 \cdot 10^6$ ед. \hat{H}_2 , которые при комнатной температуре вылетают (порядка) за 1 час из контейнера.

Диаметр “темного” водорода (\hat{H}_2) (рис. 5 [6]) $D \sim 100Fm(10^{-13} \text{ м})$ возьмем как сторону куба и определим объем данной ячейки:

$$v = D^3 = (10^{-13})^3 = 10^{-39} \text{ м}^3.$$

Тогда, суммарный объем кластера:

$$\sum v = N_{\hat{H}_2} \cdot v \cong 10^6 \cdot 10^{-39} \approx 10^{-33} \text{ м}^3.$$

Следовательно, сторона куба “диаметр” кластера, состоящего из (\hat{H}_2) равен:

$$D = \sqrt[3]{\sum v} = \sqrt[3]{10^{-33}} = 10^{-11} \text{ м} = 0.1 \overset{\circ}{\text{А}}$$

Необходимо отметить то, что оценка велась для симметричной формы кластера, хотя магнитное поле с ярко выраженной направленностью по оси “Т” водорода (\hat{H}_2 [3]) должно вытягивать кластер, как показано на рис.6, что приведет поперечный размер кластера к меньшей величине чем $0.1 \overset{\circ}{\text{А}}$.

Важный вывод из полученной оценки размера кластеров “странного” излучения. Параметр кристаллических решеток составляет $a \sim 3 - 5 \overset{\circ}{\text{А}}$, тогда как кластер “странного” излучения, из полученной оценки его геометрии, имеет размер (диаметр) меньше $0.1 \overset{\circ}{\text{А}}$. Если ранние рассуждения о проникающей способности основывались на интуиции, то после сделанных оценочных расчетов становится понятным, почему это “странное” излучение имеет такую проникающую способность в любых кристаллических



веществах и не может (почти не может) преодолеть аморфные среды, где данный порядок отсутствует – замороженная жидкость.

Эксперимент 2. Через 5 и 7 месяцев после проведенных измерений эксперимента №1, т.е. через *1 год*, измерения повторили, и опять на СД диске и на стеклянном образце через 100 часов экспозиции были обнаружены такие же треки.

Как объяснить полученные результаты, что никель-водородный контейнер, находясь при комнатной температуре, через год дает периодически излучение высокой, очень высокой энергии порядка 0.2 – 0.5 и до 1 ТэВ?

Таких объяснения на данный момент не существует, их нет.

Модель-гипотеза возникновения “странного” излучения в никель-водородном реакторе и длительного его испускания от “реактора” во времени. В 2016 году мною рассматривался процесс LENR в никель-водородной системе в области идеального кристаллического дефекта – двойниковая граница (ДГ) (рис.7) (результаты этой работы доложены на семинарах ФИЗФАКА МГУ [9] и в РУДН в декабре 2016 года [10]).

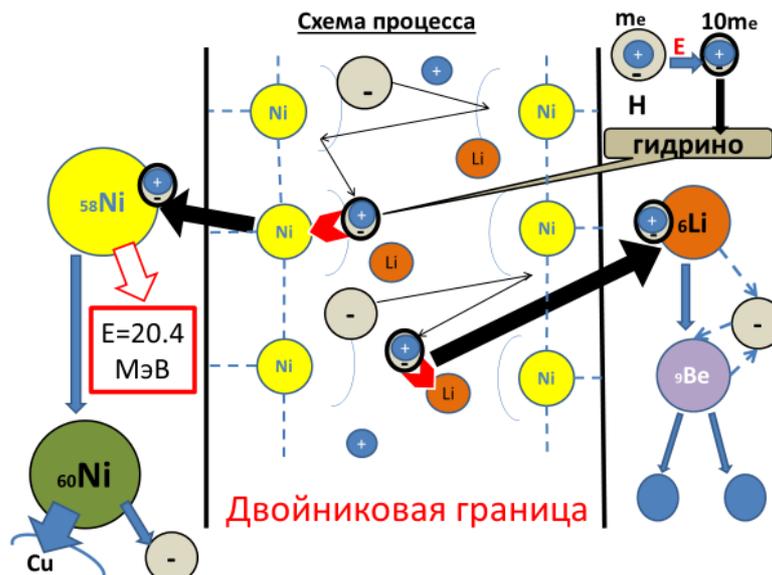


Рис. 7: [9], [10]. Схема двойниковой границы (ДГ) при работе реактора никель-водородной системы.

В работах [11, 12] показано, что ДГ обладает аномальными свойствами, там создается на размерах несколько ангстрем высокая напряженность электрического поля ($E = 10^{12} - 10^{14}$ В/м). В более ранней работе наших классиков физики – И.М. Лившиц, И.В. Опарин [13], также отмечается аномальность энергетической области ДГ. Однако, мнения о резкости границ ДГ расходятся [13, 14, 15].

Исходя из предложенного мной модели процесса LENR для никель-водородной системы на ДГ (рис.7 [9], [10]) следует:



1. Двойниковая граница (ДГ) представляет собой энергетическую яму.
2. Известно [16, 17], что диффузия легирующей примеси в кристалл идет преимущественно по дефектам. Наличие двойниковых границ (ДГ), дислокаций, малоугловых границ и границ поликристаллических блоков, в отличие от точечных дефектов, по Френкелю, приводит к увеличению скорости диффузии на 3 – 5 порядков [18]. Заметим, что точечные дефекты, дислокации и малоугловые границы вносят, в сравнении с ДГ и границами поликристаллических блоков (ГПБ), гораздо меньший вклад и рассматриваться на этом этапе моделирования не будут.
1. Для удобства моделирования примем, что энергии ДГ и ГПБ равны, т.е. эти дефекты создают равные энергетические ямы – $\Delta E_{ДГ} = \Delta E_{ГПБ}$.
2. Полагаем, что легирующая примесь, а это для данного рассматриваемого процесса катализаторы - алюмогидрид лития ($Ni + LiAlH_4$) или боргидриднатрия ($Ni + NaBH_4$) – от 10 до 30 % сосредоточены на дефектах ДГ и ГПБ.
3. Указанные катализаторы рассчитывались по массе водорода (H) на 0.1 г/моль.
4. Известно [19], что водород в никеле находится в протонном состоянии, как и показано на рис.7.
5. Квасисвободные и избыточные электроны, которые “ушли” от водорода, и протоны водорода зажаты энергетической ямой дефекта ДГ (рис.7).

Таким образом, задача сводится к квантовомеханической, когда электроны с протонами водорода зажаты в потенциальной яме и надо рассмотреть их поведение в ней. Однако, даже при заданной и постоянной температуре колебательный процесс в кристалле присутствует (фононная составляющая) на границе энергетической ямы, т.е. граничные условия функционально меняются. Следовательно, в этом случае невозможно использовать упрощенное стационарное уравнение Шредингера:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \Delta \psi + U \psi = E \psi,$$

а если учитывать весь процесс с подъемом температуры до $1200^{\circ}C$, то граничные условия энергетической ямы (ДГ) будут изменяться в большей степени и по другим закономерностям, которые также неизвестны. В этом случае надо использовать временное уравнение Шредингера:

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \Delta \Psi + U \Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

а функция Ψ , как и граничные условия, будут в зависимости от пространственных координат, температуры и времени – $\Psi_{(x,y,z,T,t)}$



Понятно, что решение такой задачи и по электронам, и протонам с постоянным набиранием энергии от взаимодействия с энергетическим барьером (границами энергетической ямы ДГ) на сегодняшний день не представляется возможным. Получается, безвыходная ситуация?

Но, по-видимому, выход есть. Поступим следующим образом.

Понимая, что значит решить уравнение квантовой механики – это, найти вероятность процесса и его энергетическую характеристику.

Из эксперимента и сделанной энергетической оценки (см. выше) известно, что примерно за 1 час вылетает один кластер этого “странного” излучения, который состоит из $\sim 10^6$ ед. “Т” водорода, связанных магнитным полем (свойство “темного” водорода (\hat{H}_2) – обладать магнитным полем [6]) рис.6 – это и есть вероятность данного процесса.

Тогда, из всех приведенных данных и рассуждений возможно представить динамику происходящего процесса в энергетической яме и сделать некоторые оценки о происходящих процессах в данной системе, и этот процесс рассмотреть.

Динамика процесса. Под действием колебательного процесса в кристалле границы энергетической ямы типа ДГ или ГПБ не стабильны. Постоянное “раскачивание” электронов и протонов приводит к накапливанию их энергии до образования атома малого размера, типа мезо-атома или гидриноподобного (рис.7). В этом случае вероятность вхождения в ядро никеля (Ni^{58}) увеличивается. При вхождении 1-ого гидриноподобного атома [20] в ядро (Ni^{58}) происходит изменение ядра – (трансмутация) и из ядра никеля вылетает (должен вылетать, но их нет) нейтрон (n), время жизни которого в нормальных условиях составляет *14 минут*, который затем распадается на протон (p^+), электрон (e^-) и нейтрино - ($\bar{\nu}_e$) [21]:

$$n = p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$$

Однако, время (~ 14 мин) существования нейтрона относится к ранее исследованным условиям, как свободное состояние нейтрона, а в условиях данного процесса, когда множество энергетически активных электронов и протонов, подготовленных для создания малоразмерных атомов – энергетически активная среда (рис.7) – возможно, нейтрон сразу распадается.

Сделав такое предположение, имеем, что именно распад нейтрона и “провоцирует” процесс образования “Т” водорода (\hat{H}_2) с аномально высоким магнитным полем (рис.5).

Сделав интуитивно такое предположение, многое становится объяснимо. Как только образование 1-ого “Т” водорода (\hat{H}_2) произошло, его магнитное поле действует на все энергетически подготовленные электроны и протоны, которые переходят в такие же состояния “Т” водорода (\hat{H}_2). Образуется магнитный и нейтрально заряженный кластер с выше оцененной энергией

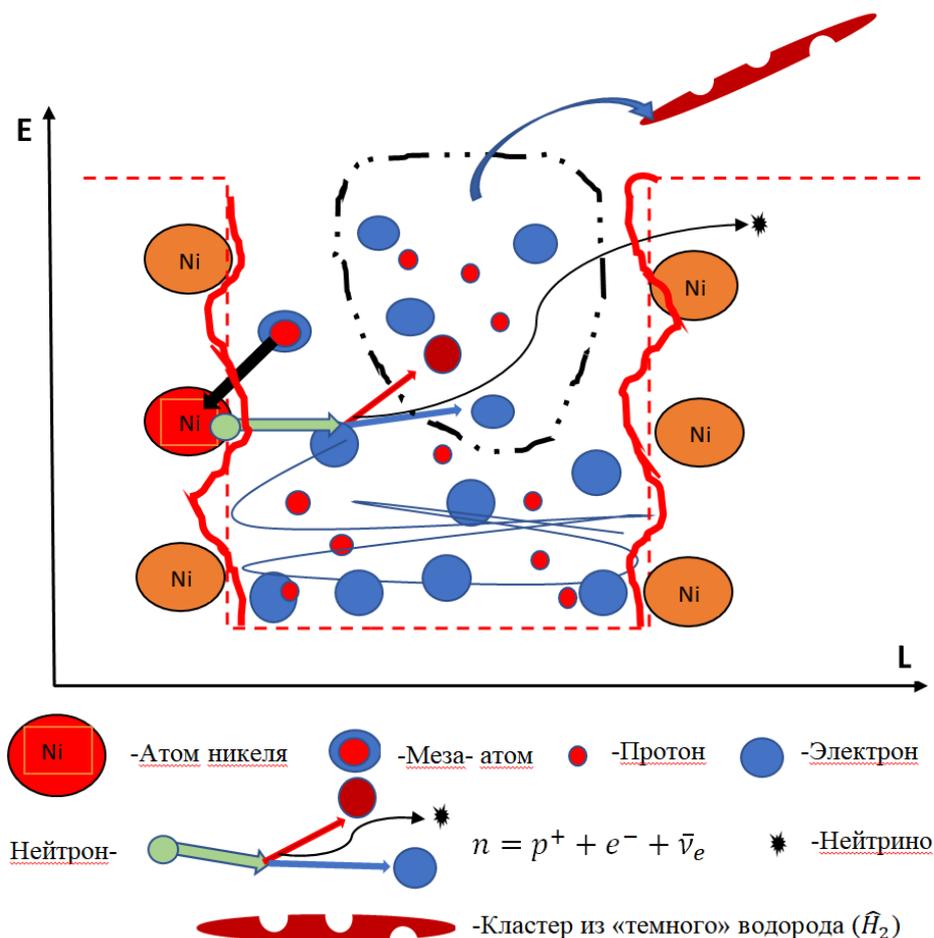


Рис. 8: Схема формирования кластера “странного” излучения из “Т” водорода (\hat{H}_2) за счет быстрого распада нейтрона и энергетически подготовленных к такому формированию электроном (e^-) и (p^+) протонов.

(~ 0.3 ТэВ) и с особыми свойствами – это и высокая энергетика, магнитная связка (\hat{H}_2) и малоразмерность кластера ($< 10^{-11}$ м). Помимо этого, данное допущение объясняет справедливый вопрос маститых физиков-ядерщиков:

– Почему нет нейтронного потока, если это “холодный ядерный синтез” (LENR)?

А если вернуться к энергетике этого “странного” излучения, которое имеет десятки ТэВ, то вряд ли этот процесс в никель-водородной системе можно назвать **ХОЛОДНЫМ ЯДЕРНЫМ СИНТЕЗОМ**.

Продолжая рассуждение о происходящем процессе, имеем, что энергия кванта “странного” излучения определяется в первую очередь тем, произошел ли процесс трансмутации в никелевом ядре и выброс нейтрона, а энергия кластера этого излучения определяется энергетической подготовленностью находящихся в области ДГ (энергетической ямы) электронов и протонов и их количеством. Если их количество мало, то кластер состоит из малого числа “Т” водорода (\hat{H}_2) и имеет относительно слабую энергию ~ 0.1 ТэВ, что



и наблюдается при работе “реактора” при комнатной температуре, создавая только точечные треки. В случае большого числа энергетически подготовленных ($p+$) и (e^-) энергетика кластера высока, порядка десятков ТэВ, и тогда такие кластеры создают как длинные винтовые, так и другие треки. Этот процесс формирования кластера представлен на рис.8.

На рис. 8 протон при распаде нейтрона выделен не безосновательно. На аномальность поведения нейтрона при взаимодействии с веществами, в которых содержался водород, обратила внимание еще в начале прошлого XX века И. Кюри [22].

Таким образом, из предлагаемой модели следует, что, зная количество актов (выпущенных кластеров) “странного” излучения, можно сказать о количестве трансмутационных переходов никеля в процессе работы реактора.

Полагая, что все рассуждения о происходящем процессе в контейнере никель-водородной системы верны, а они логичны, можно сделать оценку работоспособности реактора при комнатной температуре и ответить на вопрос - почему реактор работает целый год и сколько он еще может работать при комнатной температуре?

Объем реактива в реакторе: $\vartheta \cong 1\text{см}^3$;

Концентрация никеля (Ni): $N_{Ni} \cong 5 \cdot 10^{22}\text{ат}$;

Концентрация по водороду (H_2): $N_H \cong 5 \cdot 10^{21}\text{ат}$.

Тогда, зная количество дефектов, возможно сделать оценку работы реактора во времени.

Структура поликристаллических блоков реактива никель-водородной системы после термического процесса представлена на рис.9.

Концентрация дефектов (плотность блоков на $1\text{ см}^2 \sim 10^4$), а для объема

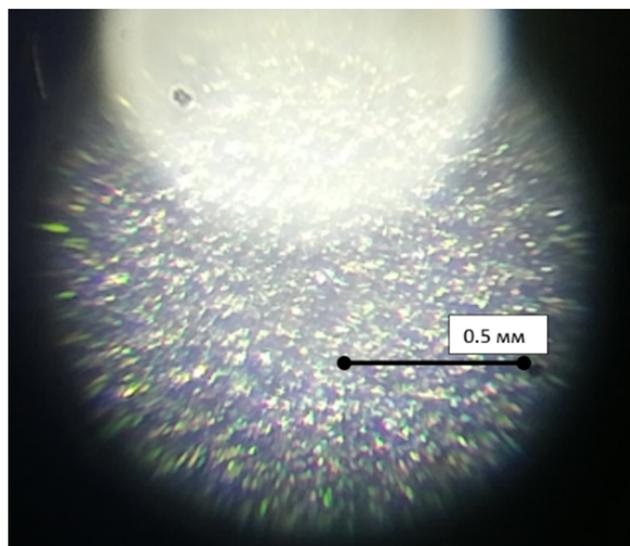


Рис. 9: Поликристалл никель-водорода после термического процесса $1100-1150^{\circ}\text{C}$.



составит $\sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. С учетом ДГ в каждом блоке примем общую концентрацию дефектов $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, а концентрация легирующей примеси по водороду, которая находится в этих дефектах (диффузионный процесс идет на порядки эффективней по дефектам) примем как $\sim 1/10$ часть от общей концентрации по водороду.

Тогда, концентрация дефектов: $N_{\text{деф}} \cong 10^7 \text{ см}^{-3}$.

Концентрация примеси (H_2) на дефектах: $N_{H_2\text{деф}} \cong 5 \cdot 10^{20} \text{ ат.см}^{-3}$.

Известно [23], что в кристаллической решетке никеля водород находится в протонном состоянии.

Следовательно, на один дефект приходится:

$$N_{1H_2 \text{ деф}} \cong \frac{5 \cdot 10^{20} \text{ ат.см}^{-3}}{10^7 \text{ см}^{-3}} \cong 5 \cdot 10^{13} \frac{\text{ат.}H_2}{\text{деф}}$$

Из эксперимента известно, что вероятность выброса из реактора кластера “странного” излучения при комнатной температуре происходит ~ 1 раз в 1 час, а из оценочных расчетов следует, что кластер содержит $\sim 10^6$ ед. (\hat{H}_2) “Т” водорода.

Оценим, сколько часов может работать реактор до полного расхода водорода в дефекте.

Количество \hat{H}_2 в одном кластере: $C_{\text{Кл}(\hat{H}_2)} \cong 10^6 \frac{\text{ед.}}{\text{час}}$.

Отметим, что “Т” водород (\hat{H}_2) состоит из двух протонов и двух электронов (рис.4).

При этих условиях время (τ) работы реактора составит:

$$\tau = \frac{N_{1H_2\text{деф}}}{C_{\text{Кл}(\hat{H}_2)}} = \frac{5 \cdot 10^{13} \text{ ат}}{2 \cdot 10^6 \text{ ат/час}} = 2.5 \cdot 10^7 \text{ час}$$

В году $\sim 10^4$ часов, и тогда до полного истощения легирующей примеси реактор должен работать:

$$T \approx \frac{\tau}{10^4} \approx \frac{2.5 \cdot 10^7 \text{ час}}{10^4 \text{ час/годгод}} \approx 2.5 \cdot 10^3 \text{ лет.}$$

Полученный чисто оценочный результат является идеалистической оценкой данного процесса. Конечно, реальный процесс намного многообразней, и в нем должна присутствовать экспонента с убыванием концентрации легирующей примеси водорода в ДГ, и замедления вероятности выбрасывания кластеров такой энергии, но определенный интеграл – площадь под криволинейной поверхностью должна остаться в бесконечности времени с уменьшением вероятности выброса кластеров “странного” излучения.

Оценим работу реактора другим способом – из теории радиоактивного распада:

$$N = N_0 e^{-\omega\tau};$$



а точнее, периодом полураспада:

$$T = \frac{\ln 2}{\omega} = \frac{0.69}{\omega};$$

где ω – вероятность распада за единицу времени.

Тогда, вероятность данного процесса будет определяться отношением вылетевших частиц в единицу времени к общему количеству частиц в дефекте:

$$\omega = \frac{C_{\text{Кл}(H_2)}}{N_{H_2\text{деф}}} = \frac{2 \cdot 1 \cdot 10^6 \text{ат/час}}{5 \cdot 10^{13} \text{ат}} = 4 \cdot 10^{-6} \text{час}^{-1};$$

Следовательно, период полураспада составит:

$$T = \frac{\ln 2}{\omega} = \frac{0.69}{4 \cdot 10^{-6} \text{час}^{-1}} \cong 2 \cdot 10^5 \text{час.}$$

В году $\sim 10^4$ час, тогда до полураспада, когда концентрация водорода в дефекте ДГ понизится в два раза, реактор будет работать:

$$T \cong \frac{2 \cdot 10^5 \text{час}}{10^4 \text{час/год}} \cong 20 \text{лет.}$$

Конечно, и данный результат является тоже относительным. Понятно, что для данного процесса нельзя использовать вероятность $\omega = \text{const}$, как при радиоактивном распаде, которая должна меняться с уменьшением концентрации протонов и электронов в ДГ - $\omega = f(N_{H_2\text{ДГ}})$. По-видимому, ω также должна экспоненциально уменьшаться при снижении концентрации водорода ($N_{H_2\text{ДГ}}$) в двойниковой границе (ДГ):

$$\omega = \omega_0 e^{-k_{\text{ДГ}}};$$

где ω_0 – вероятность образования кластера “странного” излучения при фиксированной температуре в начале работы реактора; $k_{\text{ДГ}}$ – коэффициент активности образования кластера при изменении концентрации протонов и электронов в дефекте (ДГ) при работе “реактора”, который может быть определен экспериментально при дальнейших исследованиях работы реактора:

$$k_{\text{ДГ}} = f(N_{H_2 \text{ ДГ}}) = \frac{d(N_{H_2 \text{ ДГ}})}{dt},$$

где $N_{H_2 \text{ ДГ}}$ – текущая концентрация водородной “плазмы” (протонов и электронов) в дефекте ДГ, т.е. в энергетической яме.

Вывод. Используя физическую модель-гипотезу возникновения “странного” излучения и экспериментальные данные, и из сделанных энергетических оценок, и интуитивного понимания процесса, по-видимому, удалось разобратся в сути “странного” излучения. Теперь оно – это “странное” излучение, уже представляется не таким “странным”. Из полученной оценки процесса следует, что парадокс работы никель-водородного реактора через 1 год



при комнатной температуре разрешен и, по-видимому, последующие 10 лет он будет работать также как первые 6 месяцев, т.к. уменьшение концентрации протонов и электронов даже в два раза не повлияет на порядки концентрации легирующей примеси (H_2) в дефекте (ДГ), и вероятность образования кластеров из (\hat{H}_2) “странного” излучения в дефекте (ДГ) значительно не поменяется.

Необходимо отметить, что CD диск захватывает не все кластеры и не является 100% защитой от этого “странного” излучения.

Что касается высоких температур работы “реактора”, то этот процесс требует дальнейших исследований.

Литература

- [1] Л.И. Уруцкоев, В.И. Ликсонов, В.Г. Циноев. Экспериментальное обнаружение “странного” излучения и трансформация химических элементов. // Журнал Радиоэлектроники, №3, 2000. <http://jre.cplire.ru/jre/mar00/4/text.html>
- [2] С.В. Адаменко, В.И. Высоцкий. Экспериментальное обнаружение и моделирование ориентационного движения гипотетических магнитозаряженных частиц на многослойной поверхности. // Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2006, №3, с. 84-92.
- [3] В.А. Чижов. Экспериментальная проверка происходящих процессов в никель-водородной системе при использовании двух катализаторов: ($Ni + NaBH_4$) и $Ni+LiAlH_4$). // XV Международная конференция “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019), с. 223.
- [4] В.А. Чижов. Эксперимент ХЯС, никель-водородная установка, странное излучение, камера Вильсона. // Доклад на семинаре “Шаровая молния” физфак МГУ им. М.И. Ломоносова. Интернет ресурс - <https://www.youtube.com/watch?v=АНVrEDOreEw> – обращение 14.08.2020 г.
- [5] В.А. Чижов оценил энергию “странного излучения” и зарегистрировал его треки в камере Вильсона. // Доклад на семинаре “Шаровая молния” 27.02.2020 РУДН Москва. Интернет ресурс- <https://www.youtube.com/watch?v=cpDN4uWduI8> – обращение 01.10.2020
- [6] Baranov D.C., Zatelepin V.N. The synthesis of dark Hydrogen (Neutronlike Particles) in a hydrogen Reactor. International conference “Scientific Research of the SCO countries : Synergy and Integration”, Beijing, China, 2019, pp. 165-173, ISBN 978-5-905695-48-3
- [7] Центр проектирования. // Таблица плотности веществ. Интернет ресурс- <https://www.center-pss.ru/st/st142.htm> – обращение 09.05.2020 г.



- [8] Удельная теплота плавления полимеров. // Справочник химика 21, с. 274. Интернет ресурс- <https://www.chem21.info/page/116151196115165249117148008072161061116194044174/> – обращение 11.05.2020 г.
- [9] Презентация В.А. Чиждова на семинаре по ШМ физфаке МГУ 07.12.2016 г. Новые теоретические оценки и предложения по мало-затратной проверке выделения энергии в “генераторе” Росси. // Интернет ресурс- <http://lenr.seplm.ru/seminary/prezentatsiya-va-chizhova-na-seminare-po-shm-na-fizfake-mgu-07122016> - обращение 15.06.2020 г.
- [10] В.А. Чиждов, Ф.С. Зайцев Критический анализ процессов, происходящих в ячейке Росси. // “Холодный Ядерный Синтез и Шаровая Молния” Семинар в РУДН - 29.12.2016 - Глобальная Волна. Интернет ресурс- <https://www.youtube.com/watch?v=6fTAb7hKnuY>- обращение 11.05.2020 г.
- [11] В.А. Чиждов. Снова о сверхпроводимости, или эксперименты ждут ответа. // М., Спутник+, 2015 г., с. 21-28.
- [12] В.А. Чиждов. Снова о сверхпроводимости. Часть II. Эксперименты по сверхпроводимости 2014 – 2015 г под давлением и их объяснение с помощью модели МСП-ДГ (модель возникновения сверхпроводимости на идеальном дефекте кристаллической решетки – двойнике или двойниковой границе. // М., Спутник+, 2015 г., с. 27-34.
- [13] И.М. Лифшиц. О макроскопическом описании явления двойникования кристаллов. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1948, Т.18, №12. с.1134 – 1143.
- [14] Справочник химика 21, Зависимость энергии атомов от расстояния до когерентной двойниковой границы, с. 41-46. Интернет ресурс - <https://www.chem21.info/pics/212709/> - обращение 09.05.2020 г.
- [15] О.М. Остриков. Расчет энергии нанодвойника клиновидной формы в рамках дислокационной мезоскопической модели. // Журнал технической физики, 2008, том 78, вып. 2, с. 58 – 62.
- [16] Н.А. Долгополов. Зернограничная диффузия меди в алюминии и в сплавах алюминий–медь и алюминий–церий. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. // “Национальный исследовательский технологический университет "МИСиС“”, 2014 г.
- [17] А.В. Звягинцева. Зависимость процессов взаимодействия металлов с водородом от структуры электрохимических систем. // Ученые записки Таврического национального университета им. В. И. Вернадского Серия “Биология, химия”. Том 26 (65). 2013. № 4. С. 259-269.
- [18] Справочник химика 21, Диффузия в твердых телах., с. 49, 364 -366. // Интернет ресурс: -<https://www.chem21.info/info/12531/> - обращение 10.05.2020 г.
- [19] Н.А. Галактионова. Водород в металлах. // М., Металлургиздат, 1967 г.



- 304 с.

- [20] А.П. Трунев. Структура электрона, гидрино и холодный ядерный синтез. // Chaos and Correlation, November 25, 2011. // Интернет ресурс: - http://ivanik3.narod.ru/1-oder/TeorPredposylky/Trunev/CR11_2011.pdf - обращение 21.05.2020 г.
- [21] Нейтрон. // Большая советская энциклопедия. // Интернет ресурс - <https://gufo.me/dict/bse/Нейтрон>. – обращение 18.05.2020 г.
- [22] И. Кюри. О взаимодействии нейтрона с парафином или любое другое соединение, богатое водородом, образуются протоны высоких энергий. // Интернет ресурс - <https://wiki2.org/ru/Нейтрон> – обращение 18.05.2020 г.
- [23] Сюй Шупэн, В.В. Ларионов. Поведение водорода в титане при его облучении нейтронами. // Национальный исследовательский Томский политехнический университет. http://earchive.tpu.ru/bitstream/11683/52415/1/conference_tpu-2018-C84_p77.pdf



КОНТАКТНЫЕ СУПЕРКУБЫ ДМИТРИЯ ПАВЛОВА

А.Ф. Турбин

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

Контактным числом (или числом Ньютона) τ_n в теории сферических упаковок [1] называют максимальное число гиперсфер $S^{n-1}(R)$ в E^n одинакового радиуса R , которые можно разместить на гиперсфере того же радиуса. В [1] приведена таблица “Диапазон возможных значений контактных чисел τ_n ” (таблица 1).

Таблица 1: Диапазон возможных значений контактных чисел τ_n

| n | τ_n |
|-----|----------------|
| 1 | 2 |
| 2 | 6 |
| 3 | 12 |
| 4 | 24–25 |
| 5 | 40–46 |
| 6 | 72 – 82 |
| 7 | 126 – 140 |
| 8 | 240 |
| 9 | 306 - 380 |
| 10 | 500 – 595 |
| 11 | 582 – 915 |
| 12 | 840 – 1416 |
| 13 | 1130 – 2233 |
| 14 | 1582 – 3492 |
| 15 | 2564 – 5431 |
| 16 | 4320 – 8313 |
| 17 | 5346 – 12215 |
| 18 | 7398 – 17877 |
| 19 | 10668 – 25901 |
| 20 | 17400 – 37974 |
| 21 | 27720 – 56852 |
| 22 | 48896 – 88537 |
| 23 | 93150 – 128096 |
| 24 | 196560 |

Из [1]: “Вызывает, удивление, что мы знаем контактные числа в размерностях 8 и 24, но не знаем ответа ни в одной размерности, большей трёх. На



самом деле эти числа (240 и 196560 соответственно) получаются технически проще, чем трёхмерный результат.

Это связано с тем, что в этих размерностях расположение единственно: единственный способ окружить 8-мерный шар 240 другими – это расположение решётки E_8 , аналогично в размерности 24 единственное берётся из одной из двух зеркальных форм решётки Лича”.

Theorem 1. Теорема о контактных числах И. Ньютона.

$$\tau_n = 2 \cdot n \cdot (n - 1)$$

для $n \geq 3$.

Доказательство элементарно.

Пусть, для определённости, $n = 5$.

На гиперсфере $S_4(\sqrt{2}) = \left\{ \vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_5) \in E^5 : \|\vec{x}\|^2 = \sum_{k=1}^5 x_k^2 = 2 \right\}$

радиуса $\sqrt{2}$ выделим точки с целочисленными координатами: $(\pm 1, \pm 1, 0, 0, 0)$ + перестановки координат.

Число таких точек равно $40 = 2 \cdot 5 \cdot 4$. Эти 40 точек являются вершинами вписанного в $S_4(\sqrt{2})$ выпуклого многогранника $(40, 240, 400, 240, 40)$. Длина любого ребра этого многогранника равна $\sqrt{2}$ и совпадает с радиусом гиперсферы. Двумерные грани – треугольники, трёхмерные грани – октаэдры $(6, 12, 8)$, четырёхмерные – гипероктаэдры Л. Шлефли $(8, 24, 32, 16)$.

На 40 вершинах многогранника разместим гиперсферы $S_4(\sqrt{2})$.

Гиперсферы $S_4(\sqrt{2})$ касаются друг друга. Таким образом, $\tau_5 = 40$. (см.таблицу “Диапазон возможных значений τ_n ”)

Многогранник $(40, 240, 400, 240, 40)$ я называю контактным супероктаэдром И. Ньютона-Н. Кузённого.(Рис.1)

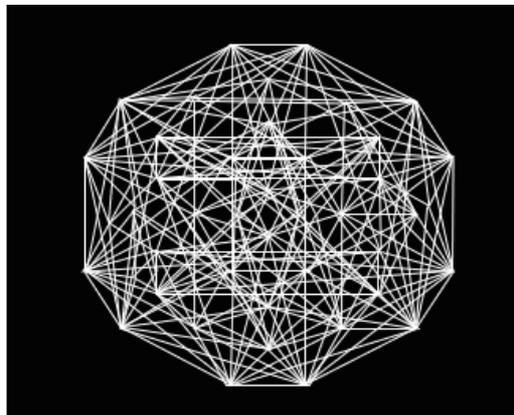


Рис. 1: Контактный супероктаэдр И.Ньютона – Н.Кузённого $(40, 240, 400, 240, 40)$.



(Статья с доказательством теоремы о контактных числах была отклонена главным редактором “Украинского математического журнала” без рецензии и каких-либо объяснений. Мне представляется, что академик где-то читал или слышал, что характеристика Эйлера-Пуанкаре выпуклого многогранника в нечётномерных пространствах равна 2. А здесь: $40 - 240 + 400 - 240 + 40 = 480 - 480 = 0$. Ересь, нонсенс, крамола, этого не может быть никогда, потому, что...)

Контактные супероктаэдры И. Ньютона – Н. Кузенного (40, 249, 400, 240, 40) заполняют E^5 .

Многогранники, двойственные октаэдрам (6, 12, 8) – кубы (8, 12, 6). Следовательно, трёхмерные грани многогранника, двойственного контактному супероктаэдру И. Ньютона – Н. Кузенного (40, 240, 400, 240, 40) – кубы.

А теперь для “знатоков” контактных чисел И. Ньютона в E^8 и в E^{24} .

На гиперсфере $S_7(\sqrt{2}) = \left\{ \vec{x} = (x_1, x_2, \dots, x_8) \in E^8 : \|\vec{x}\|^2 = \sum_{k=1}^8 x_k^2 = 2 \right\}$

радиуса $\sqrt{2}$ выделим точки с целочисленными координатами: $(\pm 1, \pm 1, 0, 0, 0, 0, 0, 0)$ + перестановки координат. Число таких точек равно $112 = 2 \cdot 8 \cdot 7$. Эти 112 точек являются вершинами вписанного в $S_7(\sqrt{2})$ выпуклого многогранника (112, 1344, ..., 1344, 112). Длина любого ребра этого многогранника равна $\sqrt{2}$ и совпадает с радиусом гиперсферы. Двумерные грани – треугольники, трёхмерные грани – октаэдры (6, 12, 8), четырёхмерные – гипероктаэдры Л. Шлефли (8, 24, 32, 16) и т. д.

На 112 вершинах многогранника разместим гиперсферы $S_7(\sqrt{2})$. Гиперсферы $S_7(\sqrt{2})$ касаются друг друга. Таким образом, $\tau_8 = 112$, а не 240 (!) (см. таблицу “Диапазон возможных значений τ_n ”)

Многогранник (112, 1344, ..., 1344, 112) я называю контактными супероктаэдром И. Ньютона-Н. Кузённого. (Рис. 2)

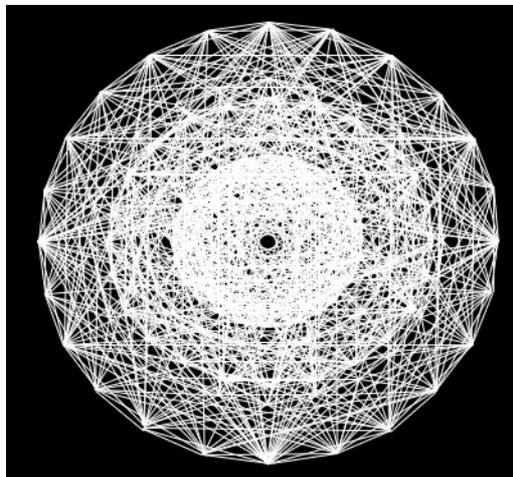


Рис. 2: Восьмимерный контактный супероктаэдр И. Ньютона-Н. Кузённого (112, 1344, ..., 1344, 112).



Заменяя в супероктаэдр И. Ньютона-Н. Кузённого (112,1344,...,1344,112) октаэдры двойственными им кубами, получим многогранник (112,448,...,448,112), который я называю восьмимерным контактными суперкубом Д. Павлова. (Рис.3)

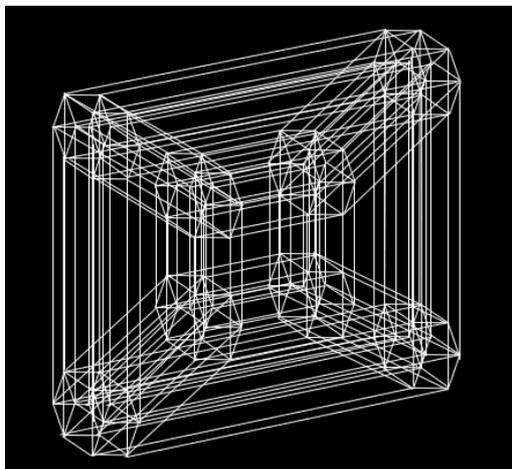


Рис. 3: Восьмимерный контактный суперкуб Д. Павлова (112,448,...,448,112).

Первым математиком, рискнувшим “увидеть” аналоги пяти правильных многогранников в пространствах высоких размерностей, был швейцарский школьный учитель Людвиг Шлефли. В середине 19 в. он привёл аналоги тетраэдров, октаэдров, кубов, икосаэдров и додекаэдров в E^4 и аналоги тетраэдров, октаэдров, кубов в $E^n, n > 4$.

В E^4 имеется шесть правильных многогранников гипертетраэдр (5, 10, 10, 5), гиперкуб (16, 32, 24, 8), многогранник, двойственный гиперкубу (8, 24, 32, 16), 24-вершинник (24, 96, 96, 24), гиперикосаэдр (120, 720, 1200, 600), гипердодекаэдр (600, 1200, 720, 120).

В $E^n, n > 4$, имеется три правильных многогранника гипертетраэдр ($n+1$ - вершинник), гиперкуб (2^n - вершинник), многогранник, двойственный гиперкубу ($2n$ - вершинник).

У самого Шлефли теорема о правильных многогранниках в $E^n, n \geq 4$, – теорема существования правильных многогранников с определённым “символом Шлефли”, не более.

В начале 20 в. геометры (Г. Кокстер, Д. Гильберт, М. Берже) приняли решение: других аналогов правильных многогранников в $E^n, n \geq 4$, кроме найденных Л. Шлефли, нет! Их не заинтриговал “шестой” правильный многогранник Л. Шлефли – 24-ячейка (24, 96, 96, 24). Ни то, что в $E^n, n \geq 4$, всего лишь три правильных многогранника.

И на геометрии правильных многомерных многогранников был поставлен кладбищенский крест...

В $E^n, n \geq 4$, имеются бесконечные серии правильных суперкубов Дмитрия Павлова ($4k, 2kn, \dots, 2kn, 4k$), $k \geq 3$.



Литература

- [1] Конвей Дж., Слоэн Н. Упаковки шаров, решётки и группы: В 2-х т. Т. 1. М.: Мир, 1990. 415 с., Т.2, М.: Мир, 1990. 791 с.



SEARCH OF X-RAY SOLAR ACTIVITY CORRELATIONS WITH ^{55}Fe , ^{60}Co NUCLEUS DECAY RATES

S.A. Bogachev¹, A.G. Kharlamov^{3,4}, I.A. Kishin^{1,2},
A.S. Kubankin^{1,2}, S.N. Mayburov¹, V.I. Tsekhoosh¹

¹ *Lebedev Inst. of Physics, Leninsky Prospect 53, Moscow, Russia, RU-117924*

² *Belgorod National Research university, 85, Pobedy St., Belgorod, 308015, Russia*

³ *Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, 630090, Russia*

⁴ *Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090, Russia*

mayburov@sci.lebedev.ru

Several experimental groups observed temporary modulations of some nuclei strong and weak decay constants, which are of the order of 10^{-3} and with periods of one year, solar day, i.e. 24 hours and some others. In our experiments the decay rates were measured for ^{55}Fe e -capture and ^{60}Co β -decay during 2012 - 2020. Altogether, six decay rate dips of the order $10^{-2} - 10^{-3}$ and with duration from 40 to 208 hours were found, they deviate essentially from exponential decay rate fit. It's shown that their occurrence correlate with x-ray solar flares with significant reliability. Besides, two long term deviations of ^{55}Fe decay rate of 62 and 41 days were observed in 2017 - 2018, it's argued that they are related to the change of 11 year solar cycle stages.

1 Introduction

It's universally acknowledged that the radioactive nuclei decay parameters are time-independent and practically no environmental influence can change them [1]. However, some recent experiments have reported the evidence of time modulations of nuclei α - and β -decay constants of the order of 10^{-3} and with periods of one year, one day or several months [2-4]. In brief, published results can be summarized as follows: the main bulk of them reports the annual sinusoidal oscillations of β -decay rate of different heavy nuclei: from Si to Ra, for most of them the oscillation amplitude is approximately $5 * 10^{-4}$ with its maximum at about mid-February [2, 3]. Oscillations of decay electron energy spectra with period 6 months were found also in Tritium β -decay [5]. Experiment Tau-2 measured α -decay life-time for short-living isotopes ^{214}Po , ^{213}Po [6]. The annual and daily oscillations with amplitude of the order $6 * 10^{-4}$, with annual maxima at mid-March and daily maxima around 6 a.m. were found for both isotopes. Note yet that some other experiments exclude annual β -decay constant modulations as large as reported ones [7, 8]. Theoretical models proposed to explain such effects discussed in [3, 9].

Another studies in this field concerned with possible influence of solar activity on nuclear decay parameters, in particular, the correlations of solar flares



with nucleus decay rates. Solar flares are periods of increased solar activity in particular, of solar x-ray emission rise [10, 11], and are often associated with geomagnetic storms, radio blackouts, power surges in electric grids, and similar effects that are experienced here on Earth. Hence their reliable prediction can be important to reduce the damage from these phenomena, besides, it can also improve the radiation safety of long-term space missions. Such flare correlations with nucleus decay rate presumably were observed for the sequence of intensive solar flares and coronal mass ejections (CME) in December 2006 [3, 12]. During this period, e -capture process was monitored for ^{54}Mn sample, altogether, three decay rate dips were detected, two of them correlated with solar flares, one with severe CME [11]. In particular, for X3 class flare 13 December 2006, the decay rate decrease started 40 hours before flare moment, its minimum practically coincided in time with it, the rate deviation achieved at this minimum was about $3 \cdot 10^{-3}$ of average decay rate. Meanwhile, the measurements performed with some other nuclear decay modes didn't reveal any sizable correlations of their rate with the solar flares [13, 14]. However, due to the utmost practical importance of solar flare predictions, it seems reasonable to continue these studies with available nuclear decays and detector methodics. Remind that the solar flares are classified according to their amplitudes from minimal to maximal as A, B, C, M, X, which differ from one to another by one order of x-ray intensity. Average number of M and X flares is about 10 per year, during period of solar minimum it tends to zero [10].

This note describes the studies of correlations of x-ray solar activity with ^{55}Fe e -capture rate during 2017-2020 and with ^{60}Co β -decay rate during 2012-2016. Remind that in e -capture decay mode, L- or K-electron captured by nucleus, and electron neutrino is emitted, after that the electron from upper shell occupies the free vacancy on K or L-shell. As the result, soft γ -quanta can be emitted during such transition. For ^{55}Fe electron capture γ -quanta with energy 5,9 and 6,5 KeV emitted with the probability 25% and 3,4% correspondingly. The important distinction of ^{55}Fe decay is quite small energy difference between initial and final nucleus states, this is at least two orders less than in other decays exploited up to now for the studies of solar activity correlations. Besides, the total ^{55}Fe branching of γ - quanta decay channels is 28.5%, the rest is the decay into Auger electrons, undetectable for standard γ -ray detectors. Hence for such decay the hypothetical external force can be identified even if it influences not nuclei life-time, but the channel branchings as well. ^{60}Co β -decay accompanied by γ -ray emission lines with energies 1332.5 KeV and 1173.2 KeV which has approximately equal branching close to 100% .



2 Experimental Performance

In our set-up for ^{55}Fe decay rate measurement, γ -quanta detection is performed by Si-PIN photodiode detector cooled to the temperature -55°C . The detector energy resolution FWHM is 180 eV which permits to resolve effectively two ^{55}Fe spectral lines. The photodiode sensitive region has the diameter 6 mm and shielded by thin beryllium window. The source and detector are confined in metal thermostat, within it the constant temperature 20°C was conserved during the measurements with the precision up to $.2^\circ$. Detector amplifier is integrated inside detector volume, its input transistor cooled together with photodiode. Experimental set-up was installed in lab. room 10 meters higher the ground level, ^{55}Fe sample located at the distance 5 mm from photodiode surface. After two years of exploitation exploited sample replaced by new sample with the same initial activity.

During the measurement runs the discrimination threshold of 3 KeV was imposed on the detector pulses, all pulses with higher energy were recorded for off-line analysis, digitized amplifier pulse transferred to the computer. After the selection of events which can be ascribed to 5.9, 6.5 KeV peaks the detector counting rate was about 10^2 events/sec. Background detector rate was measured in the separate runs every month and found to be practically constant, its rate is 39.1 ± 1.2 events per day, in comparison with $9.3 \cdot 10^6$ decay events per day. Both their rate and amplitude spectra is compatible with hypothesis that the main bulk of background events owed to cosmic muons traversing silicon crystal.

Coaxial High Purity germanium detector (HPGe) of N-type GMX25-70-A was used for detection of γ -rays from ^{60}Co decay, it operates at cryogenic temperature 85°K and cited at ground level. The detector connected to the spectrometric station, which transfers data to the computer. Detector energy resolution FWHM is about 5 KeV, average counting rate is about 20 events/sec, background rate in 1 MeV energy range is found to be negligible.

3 Experimental results

^{55}Fe decay statistics was collected from 3 March 2017 till 30 September 2020 with several short breaks induced by technical problems. ^{60}Co decay statistics was collected from 14 September 2012 till 29 December 2016 with some breaks also. On the average, their observed decay rates reduced monotonously in accordance with expected for ^{55}Fe and ^{60}Co life-time decay exponents. Study of possible periodic decay rate variations still continues and will be published later.

Two significant local deviations from ^{55}Fe decay exponent which can be associated with the solar flares were found. First one constitutes the abrupt reduction for $7.9 \cdot 10^{-3}$ of detector counting rate, it started 17 October 2017 at 4:00 (all time data are UT) and ended 25 October 2017 at 20:00. If to subtract the corresponding exponential fit, then for resulting reduced rate this dip acquires

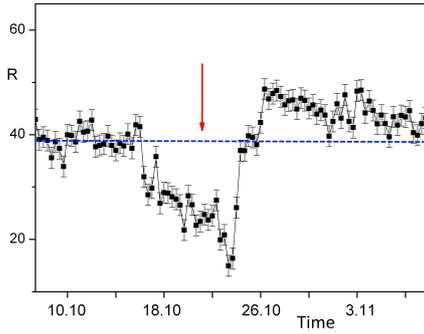


Рис. 1: Reduced ^{55}Fe decay rate per 30 sec for 9.10 - 8.11 2017, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow.

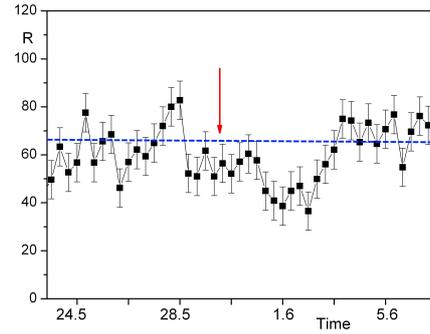


Рис. 2: Reduced ^{55}Fe decay rate per 30 sec for 23.5 - 7.6 2020, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow

nearly rectangular form as shown on figure 1. It supposedly correlates with M1.1 solar flare which occurred 20 October 2017 at 23.10 [15]. Let's consider whether the coincident fluctuations in decay rate data and solar flare data for this event could simply arise from statistical fluctuations in each data set. We define the dip region in the decay data as 208 hours, the measured number of decays N_m in this region can be compared with to the number of events expected in the absence of observed fluctuations, assuming a monotonous exponential decrease in the counting rate. Since we expect that the systematic errors in N_e , N_m are small, only statistical errors are retained and we find,

$$N_e - N_m = (35.8 \pm 1.4) \cdot 10^4 \quad (1)$$

where the dominant contributions to the overall uncertainties arise from \sqrt{N} fluctuations in the counting rates. If we interpret Eq. (1) in the conventional manner as 25σ effect, then the formal probability of such fluctuation in 208 hours interval $P_s = 3.7 \cdot 10^{-98}$. Evidently, even including the additional small systematic errors would not alter the conclusion that the observed fluctuation 17 - 25 October 2017 is not likely a purely statistical effect. Note that this flare was last M class one of 24 solar 11 year cycle.

First M class flare of next 25 solar cycle classified as M 1.1 has occurred at 7:11 of 29 May 2020. It correlates with 130 hour ^{55}Fe decay rate dip shown on figure 2, after exponential fit subtraction the form of resulting reduced rate becomes similar to the considered rate dip of October 2017. In particular, in both cases, the decay rate falls promptly, less than for 8 hours, also both decay rates reduced additionally after the flare moment. However, the relative rate reduction is significantly less than in previous case of October 2017 which supposedly can be explained by the fact that the solar dark spot which emitted x-rays was located on the edge of solar disk. Statistical analysis analogous to the one performed for



Таблица 1: Parameters of decay rate dips

| I | Date | A | ΔT (h) | $E(\sigma)$ |
|------------------|------------|------|----------------|-------------|
| ^{55}Fe | 20.10.2017 | M1.2 | 84 | 25 |
| ^{55}Fe | 29.5.2020 | M1.1 | 40 | 12.5 |
| ^{60}Co | 28.11.2012 | M7.2 | 24 | 16 |
| ^{60}Co | 22.4.2013 | M1.1 | 12 | 14 |
| ^{60}Co | 7.6.2013 | M5.9 | 56 | 31 |
| ^{60}Co | 28.11.2016 | M1.1 | 50 | 32.5 |

October 2017 event describes it as 12.5σ effect which gives $P_s = 2,8 \cdot 10^{-33}$. It's notable that during 1289 days of ^{55}Fe data acquisition no other dips of similar duration and rate decline were found.

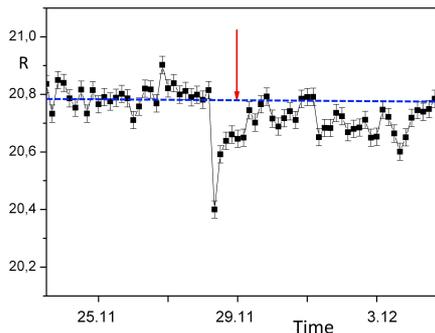


Рис. 3: ^{60}Co decay rate for 23.11 - 5.12 2012, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow.

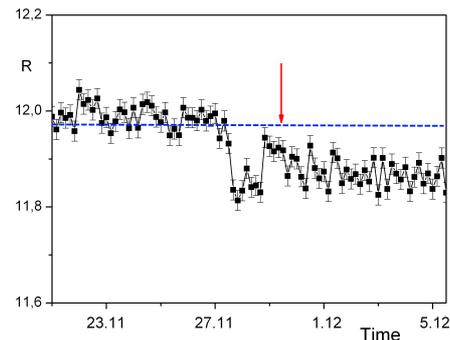


Рис. 4: ^{60}Co decay rate for 21.11 - 5.12 2016, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow.

Four decay rate dips which can be associated with solar flares were found for ^{60}Co β -decay in the data recorded in 2012 - 2016, their parameters summarized in table 1. Their plots are shown on figures 3-6, there the decay rate is averaged over two γ lines, so that the real detector counting rate is two times larger. In table 1 A denotes flare intensity, ΔT is the estimated time interval between the dip forward front and flare moment, E is statistical effect in σ units. For example, the rate deviation correlated with M7.2 flare, shown on figure 3, has $E = 16\sigma$ which corresponds to the probability $P_s = 1.8 \cdot 10^{-59}$. Altogether, as shows table 1, both for ^{55}Fe and ^{60}Co the correlation of decay rate dips and intense solar flares is perfectly proved statistically and practically exclude its stochastic character, possible systematic errors still need additional investigation.

Deviation of principally different type, shown on figure 7, was observed during

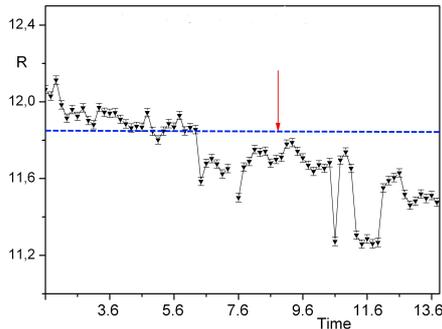


Рис. 5: ^{60}Co decay rate for 1.6 - 13.6 2013, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow.

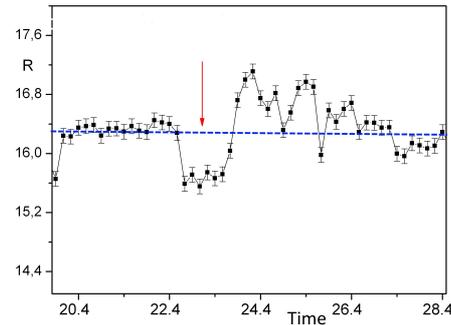


Рис. 6: ^{60}Co decay rate for 19.4 - 28.4 2013, dashed line is life-time exponent fit, flare moment marked by red arrow.

July - September 2017. In this case, ^{55}Fe detector counting rate demonstrates steep decline for $3.1 \cdot 10^{-2}$ from 6 July till 12 July, another decline for $.9 \cdot 10^{-2}$ occurred from 26 July till 30 July. If to subtract exponential fit, then this dip was nearly constant till 30 August when decay rate starts to rise steeply till 7 September, after that the standard exponential decline resumed. Comparison with the flare events reveals that three M class flares occurred 3, 9, and 14 July, i.e. presumably correlated with decay rate decline period. Two X class flares occurred 6 and 10 September and thus correlate with the decay rate rise, in addition, one more M class flare has occurred 20 August, i.e. just preceding the rate rise. It's notable that the flare of 6 September was the most intense solar flare of 24 cycle achieving amplitude X9.2. In addition, the severe CME with very large proton velocity occurred 23 July and presumably correlated with observed intermediate dip. Another long term ^{55}Fe decay rate deviation was observed from 3 October till 13 November 2018 approximately, it's shown on figure 8. In that case, ^{55}Fe decay rate variation possesses nearly sinusoidal form, it deviates more slowly and its maximal dip constitutes $3 \cdot 10^{-2}$ of initial rate. Note that sizable oscillating deviations from exponential fit continued till the end of 2018. The statistical errors for both these long-term deviations is infinitesimally small; possible relation of these deviations to solar cycle considered in final section.

4 Discussion

As was stated before, solar flares are known to produce a variety of electromagnetic effects on Earth, including changes in Earth's magnetic field, and power surges in electric grid. It is thus conceivable that the observed dips in the ^{55}Fe , ^{60}Co counting rate could have arisen from the response of our detection system (rather than the sample atoms themselves) to the solar flare. The most

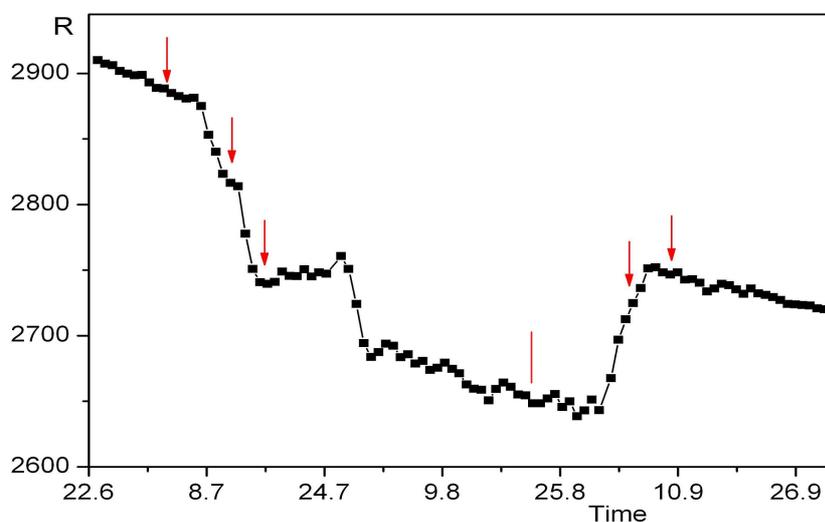


Рис. 7: ^{55}Fe decay rate per 30 sec for 22.6 - 30.9 2017, flare moments marked by red arrows, rate errors are less than point size

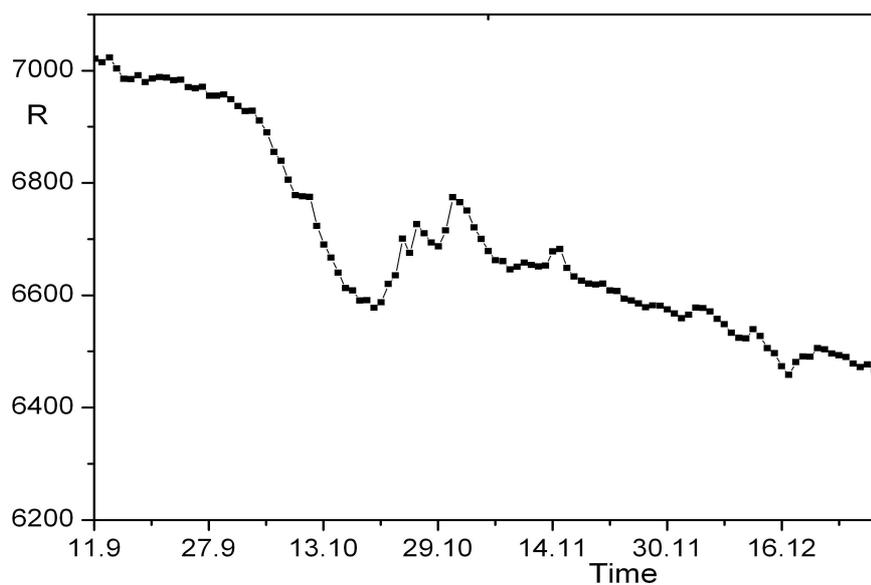


Рис. 8: ^{55}Fe decay rate per 30 sec for 11.9 - 30.12 2018, rate errors are less than point size



compelling argument against this explanation for ^{55}Fe data is that ^{55}Fe decay rate in October 2017 and May 2020 began to decrease more than two days before any signal was detected in x-rays by the GOES satellites. Since it is unlikely that any other electromagnetic signal would reach the Earth earlier than the x-rays, we can reasonably exclude any explanation of the ^{55}Fe data in terms of a conventional electromagnetic effect arising from the solar flare. This is particularly true since the most significant impact on the geomagnetic field occurs with the arrival of the charged particle flux, several hours after the arrival of the x-rays. We can further strengthen the preceding argument by examining in detail the response of our detection system to the fluctuations in line voltages. No unusual behavior was detected by either the Moscow electric energy company which supplies power to our lab. (private communication). In our lab., an alert would have been triggered had the line voltage strayed out of the range 210 - 230 V, and hence we can infer that the voltage remained within this range during the solar flare. Moreover, since the main effect of a power surge would have been to shift the ^{55}Fe peak slightly out of the nominal region of interest (ROI) for the 5.9 and 6.5 KeV X-ray, this would have been noted and corrected for in the routine course of our data acquisition. No significant changes to either the peak shapes or locations were noted during this period. We turn next to an examination of the effect of fluctuating external magnetic fields on our detector systems. Its only sensitive element is semiconductor detector, however, its performance doesn't change even in the magnetic fields of Tesla range [1]. The analogous arguments can be given for ^{60}Co decay rate measurement data, due to their similarity, we omit them here.

In this paper, some results presented, which presumably demonstrate the correlation between ^{55}Fe , ^{60}Co isotope decay rates and some forms of solar activity. The possible nature of such correlations is quite obscure, the models proposed up to now don't look convincing [3, 12]. However, it can not be excluded completely that some particles or fields (may be unknown) generated by the Sun would influence the nucleus decay rates. Besides, the mechanism of solar activity variation by itself is quite poorly understood and study of its influence on nuclear decay can shed the new light on it also. In particular, 11 year cycle of solar activity is well established fact, but there is no solid theory of its origin and performance [10]. Our decay measurements during 2017-2020 encompass the transition period from active to quiet cycle stages and back. The significant ^{55}Fe decay rate deviations from 7 July till 6 September 2017 and from 3 October till 13 November 2018 shown on figures 7-8 supposedly indicate that such transition is complex, multistage process, in which these periods play the special, important roles. They are associated, probably, with transition to reduced solar activity stage, because no X-class solar flares were detected after 10 September 2017 during more than three years, the rate deviation of October- November 2018 preceded the absolute minimum of solar activity in February- December 2019.



This work was financially supported by a Program of the Ministry of Education and Science of the Russian Federation for higher education establishments, project No.FZWG –2020 – 0032(2019 – 1569).

References

- [1] Martin B 2011 Nuclear and particle physics: An introduction (New York, NY: John Wiley & Sons)
- [2] Alburger D et al 1986 Earth Plan. Science Lett. 78 168
- [3] Fischbach E. et al 2009 Rev. Space Sci. 145 285
- [4] Ellis K 1990 Phys. Med. Biol. 35 1079
- [5] Lobashev V M et al. 1999 Phys. Lett. B460 227
- [6] Alekseev E et al 2016 Phys. Part. Nucl. 47 1803; *ibid.* 2018 49 557
- [7] Kossert K and Nahle O J 2014 Astrop. Phys. 55 33
- [8] E. Belotti et al. 2015 Astropart. Phys. 61, 215
- [9] Mayburov S 2020 Phys. Part. Nucl 51 458
- [10] Phillips, K J H 1995 Guide to the Sun (Cambridge: Cambridge University Press)
- [11] Howard T 2011 Coronal Mass Ejections. An Introduction (Astrophysics Space Sciences Library, Vol. 376 (New York: Springer)
- [12] Jenkins J H, and Fischbach E 2009 Astrop. Phys. 31 407,
- [13] Belotti E et al. 2013 Phys. Lett B 720 116
- [14] Belotti E et al. 2018 Phys. Lett B 780 61
- [15] NOAA solar flare catalogue: <ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/>



ANISOTROPIES OF HUBBLE CONSTANT AND MATTER DENSITY IN COSMOLOGICAL DATA FOR SN IA

Y.E. Pokrovsky

National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Pokrovskiy_YE@nrcki.ru

A new two parametric (Hubble constant (H_0), and matter density parameter of (Ω_m)) analytical approach motivated by Λ CDM (cosmological constant (Λ) plus cold dark matter (CDM) model) [1] for the flat space is suggested and applied for the analysis of supernovae Ia (SNe) data at the redshifts (z) and luminosity distances $d_L(z)$ taken from the Open Supernovae Catalog (OSC) [2] for $0 < z \leq 2.2216$ (SNe: SCP-16C3) in the Cosmic Microwave Background (CMB) reference frame.

It is shown that in this approach all OSC data are naturally subdivided to several groups, and that only one of these groups is remarkably well corresponded to the Λ CDM cosmology with $H_0 = 67.743 \pm 0.001 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, and $\Omega_m = 0.30906 \pm 0.00002$.

These values of H_0 and Ω_m are in remarkable agreement with the Planck 2018 result of $H_0 = 67.4 \pm 0.4 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, and $\Omega_m = 0.315 \pm 0.007$ [3] obtained by use of the CMB and Baryon Acoustic Oscillations (BAO) data.

Possible reasons for the significant disagreement with the last estimation of $H_0 = 74.0.3 \pm 1.42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ [4] obtained from data for Cepheids in the Large Magellanic Cloud and with a special choice of SNe data are discussed in the light of the natural separation of the data on the different groups (as well see [5]).

Consequently, possible indications in the data for significant deviations of the real cosmology from the flat space Λ CDM model are expected on the relative levels lower than 10^{-6} for z dependences, and 10^{-4} for angular anisotropies of H_0 and Ω_m .

References

- [1] A. Liddle, An Introduction to Modern Cosmology, (2nd ed.), London: Wiley, 2003.
- [2] J. Guillochon, Jerod Parrent1, L. Z. Kelley, and R. Margutti, An open catalog for supernova data, *Astrophysical Journal*, 835: 64, 2017.
- [3] Planck, N. Aghanim, et al., Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters, arXiv:1807.06209.
- [4] A. G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L. M. Macri, and D. Scolnic, Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the



Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond Λ CDM, *Astrophysical Journal*, 876: 85, 2019.

- [5] L. Lombriser, Consistency of the local Hubble constant with the cosmic microwave background, *Phys. Lett. B*, 803, 135303, 2020.



ПЕРЕСТАНОВОЧНАЯ ЭНТРОПИЯ КАК ИНСТРУМЕНТ ЛОКАЛЬНОГО АНАЛИЗА ШУМОПОДОБНЫХ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ

А.В. Лапшин, В.А. Панчелюга

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

1 Введение

Предметом настоящей работы является исследование временных рядов флуктуаций или шумоподобных временных рядов. Очень часто такие временные ряды рассматриваются как эталон случайности. Так, например, временные ряды флуктуаций скорости альфа-распада обычно используются как очень высококачественный генератор случайных чисел.

Считается, что локально такие временные ряды являются совершенно случайными и не несут в себе никакой информации. Поэтому, основные методы их исследования являются глобальными, например, функция распределения.

Возможно, что одной из первых попыток локального анализа временных рядов являются исследования С.Э. Шноля [1, 2]. Используемый в его исследованиях гистограммный метод, основанный на попарном экспертном сравнении гистограмм [3], позволил обнаружить ряд периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада, которые, как уже отмечалось, полагаются совершенно случайными.

Использование экспертного сравнения в процессе анализа шумоподобных временных рядов содержит ряд неустранимых трудностей: высокая трудоемкость, медленность анализа, что не позволяет обрабатывать большие массивы экспериментальных данных, субъективность – наличие систематических ошибок, связанных с особенностями работы человеческого сознания. Для преодоления недостатков гистограммного метода был разработан локальный фрактальный анализ методом всех сочетаний (МВС-анализ) [4-5], который обладает теми же свойствами, что и гистограммный метод [3]: результат экспертного сравнения пары гистограмм инвариантен относительно линейных преобразований (сдвиги, растяжения, зеркальные отражения) и относительно перестановок элементов отрезка временного ряда на основе которого строятся сравниваемые гистограммы. Результат МВС-анализа инвариантен относительно тех же преобразований.

Применение МВС-анализа к многолетнему массиву временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада позволило обнаружить устойчивый спектр периодов [6-7]. Было показано, что большинство периодов из найденного спектра совпадает с периодами собственных колебаний Земли. Также



был показан его универсальный характер: периоды, найденные во временных рядах флуктуаций процессов различной природы совпадают с соответствующей частью данного спектра.

Дальнейшие исследования позволили уточнить ряд периодов найденного спектра [8], а также выявить новые, в том числе, не принадлежащие спектру собственных колебаний Земли [9]. Наряду с совпадением найденного спектра со спектрами различных флуктуационных процессов “земного” происхождения, чрезвычайно интересным является его совпадение со спектрами периодов ряда астрофизических систем [10-14].

Также очень интересным и, в первую очередь с практической точки зрения, является обнаружение обсуждаемого спектра периодов в флуктуациях параметров ряда биологических систем [15-16]. Особенностью временных рядов биологического происхождения является, например, ограниченное временное разрешение, сложность в получении временных рядов большой длины. В этой связи, встает задача разработки и тестирования новых методов анализа шумоподобных временных рядов.

Настоящая работа посвящена применению одного из методов анализа таких временных рядов – метода перестановочной энтропии [17]. Данный метод в силу своей простоты и отмечаемой авторами эффективности в поиске закономерностей во временных рядах получил широкое распространение и развитие [18-21, 23-24]. В частности, к примеру, в [20] авторы модифицировали исходный алгоритм Бэндта-Помпа, введя такую величину, как взвешенная перестановочная энтропия и показав её лучшую эффективность по сравнению с собственно перестановочной энтропией. Рассмотрим подробнее, что она собой представляет, как её можно применять и нужно ли её модифицировать.

2 Перестановочная энтропия. Описание модели

Для данного временного ряда $\{x(i)\}_{i=1}^N$ выберем m -точечный отрезок $X(i)$ такой, что

$$X(i) = [x(i), x(i+1), \dots, x(i+(m-1)l)] \quad (1)$$

где m – размер вложенного во временной ряд отрезка, а l – т.н. *время запаздывания*, то есть интервал, разделяющий между собой значения временного ряда, попадающие в $X(i)$.

Далее расположим элементы отрезка временного ряда $X(i)$ в порядке возрастания значений:

$$x[i+(j_1-1)l] \leq x[i+(j_2-1)l] \leq \dots \leq x[i+(j_m-1)l] \quad (2)$$

так, что j_t представляет собой порядковый номер элемента временного ряда x в отрезке $X(i)$. Таким образом, выбранный отрезок временного ряда



кодируется так называемым порядковым паттерном

$$\mathbf{A}(\mathbf{i}) = [\mathbf{j}_1, \mathbf{j}_2, \dots, \mathbf{j}_m] \quad (3)$$

m различных символов \mathbf{j}_t в (3) даёт $m!$ различных символьных последовательностей $\mathbf{A}(\mathbf{i})$.

Можно оценить вероятность появления каждой символьной последовательности, обозначив каждую из них P_1, \dots, P_k , $k \leq m!$:

$$P_k = \frac{s\{\mathbf{i} | \mathbf{i} \leq \mathbf{N} - m \mathbf{A}(\mathbf{i}) \in \pi\}}{\mathbf{N} - m + 1} \quad (4)$$

Здесь $s\{\dots\}$ – мощность множества или количество перестановок $\mathbf{A}(\mathbf{i})$, принадлежащих одному типу π .

Тогда перестановочная энтропия определяется как информационная энтропия по формуле Шеннона:

$$\mathbf{H}(\mathbf{P}) = - \sum_{v=1}^k P_v \log_2 P_v \quad (5)$$

Стоит отметить, что максимальное значение $\mathbf{H}(\mathbf{P})$ достигается для равномерного распределения всех перестановок, то есть в случае $\mathbf{H}(\mathbf{P}) = \log_2 m!$, когда $P_v = 1/m$ и $k = m!$, поэтому как правило, вводится нормирующий множитель:

$$\mathbf{h}_p = \mathbf{H}(\mathbf{P}) / \log_2 m! \quad (6)$$

в этом случае $0 \leq \mathbf{h}_p \leq 1$.

Чем более регулярным (периодическим, квазипериодическим и т.п.) является сигнал, тем меньше значение \mathbf{h}_p . И наоборот, чем более случайным является сигнал, тем ближе данное значение к единице. Таким образом, уменьшение значения \mathbf{h}_p есть свидетельство проявления регулярной компоненты во временном ряду.

Параметры модели

Обсудим существенные параметры модели. Первый значимый параметр, \mathbf{N} или длина временного ряда. По выбору исследователя можно оценить временной ряд как целое, рассчитав для него перестановочную энтропию, а можно разбить временной ряд на сумму пересекающихся или непересекающихся отрезков и оценить перестановочную энтропию каждого отрезка.

Следующим важнейшим параметром является длительность m отрезка $\mathbf{X}(\mathbf{i})$, для которого строится порядковый паттерн $\mathbf{A}(\mathbf{i})$. Бэндт и Помп [2] для практических целей рекомендуют выбирать значения $m \in [3, 7]$, некоторые



авторы [9] доходят до 8. А в [4] авторы отмечают, что зачастую более достоверные результаты достигаются для $m = 5, 6, 7$, тогда как $m = 3, 4$ оказывается недостаточным. Однако при этом должно выполняться важное ограничение, связанное с предыдущим параметром, а именно:

$$m! \ll N. \quad (7)$$

Ещё одним значимым параметром является так называемое время запаздывания l . Этот параметр характеризует, как далеко друг от друга отстоят члены временного ряда, для участка которого строится порядковый паттерн $A(i)$. Бэндт и Помп [2] рекомендовали $l = 1$, то есть использовать для построения порядкового паттерна соседние значения ряда. Вместе с тем, некоторые авторы, подобно [4] используют большие значения времени задержки до $l = 10$. Точно так же, такой шаг требует, как минимум, на порядок усилить ограничение (7): $10m! \ll N$.

Модификации модели

Можно указать как минимум две существенные модификации модели, кроме того, можно использовать ещё один дополнительный параметр, в основу расчета которого положена перестановочная энтропия.

Первая из них так и называется авторами [3] – модифицированная перестановочная энтропия. Она решает одну существенную проблему, а именно проблему равных значений во временном ряду. На эту проблему указывали уже сами авторы, Бэндт и Помп [2], и предлагали как минимум два способа её решения. Во-первых, можно равным значениям временного ряда, то есть когда

$$x[i + (j_{k_1} - 1)l] = x[i + (j_{k_2} - 1)l] \quad (8)$$

присваивать разные значения индексов в соответствии с порядком следования этих значений во временном ряду. То есть когда $j_{k_1} < j_{k_2}$, в порядковый паттерн $A(i)$ j_{k_1} входит с меньшим на единицу значением, чем j_{k_2} . Другой способ состоит в том, что можно нарушить равенство значений добавкой малого случайного возмущения.

Оба этих способа существенно смещают результаты в случае большого количества равных значений во временном ряду. В этой ситуации авторы [3] фактически предлагают следующий выход – явно учитывать те порядковые паттерны, которые соответствуют отрезкам с равными значениями элементов временного ряда, присваивая таким значениям равные же значения индексов $j_{k_1} = j_{k_2}$. Вся модификация, таким образом сводится к учёту в знаменателе формулы (6) ещё и таких порядковых паттернов, их число становится больше, чем $m!$: для $m = 3$ их становится 13, для $m = 4$ – 73 и т.д. [3, Таб. I].



Следующая модификация алгоритма – т.н. взвешенная перестановочная энтропия [5]. Здесь в числитель и знаменатель формулы (4) вводятся весовые коэффициенты, получаемые как среднеквадратичное отклонение, рассчитанное для каждого отрезка временного ряда $X(i)$, по которому строится порядковый паттерн $A(i)$:

$$\omega_i = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m \left[x[i + (j-1)l] - \bar{X}_i^{m,l} \right]^2 \quad (9)$$

где $\bar{X}_i^{m,l}$ – среднее значение временного ряда на отрезке $X(i)$. Таким образом, каждый порядковый паттерн $A(i)$ входит со своим весом ω_i в общую формулу (4).

На основе перестановочной энтропии может быть рассчитана ещё одна величина – мера статистической сложности [7]:

$$C_{js} = Q_j [P, P_e] h_s [P]. \quad (10)$$

где P рассчитывается по формуле (4), $P_e = 1/m!$ есть равномерное распределение, h_s – перестановочная энтропия (6) (можно использовать и другой такого рода параметр, но в данном случае использован этот), а $Q_j [P, P_e]$ рассчитывается по формуле:

$$Q_j [P, P_e] = \frac{H[(P+P_e)/2] - H[P]/2 - H[P_e]/2}{Q_{\max}} \quad (11)$$

а Q_{\max} – максимальное возможное значение $Q_j [P, P_e]$, достигаемое, когда одна из компонент P равна 1, а остальные исчезают, то есть,

$$Q_{\max} = -\frac{1}{2} \left[\frac{m! + 1}{m!} \log_2 (m! + 1) - 2 \log_2 (2m!) + \log_2 m! \right] \quad (12)$$

Величина (10), таким образом, есть мера отклонения истинного распределения порядковых паттернов от равномерного распределения.

3 Методика обработки экспериментальных данных

Опираясь на материал предыдущего раздела, можно предложить следующий алгоритм обработки экспериментальных данных. Чтобы сравнить перестановочную энтропию с другими методиками обработки экспериментальных данных, будем поступать аналогично [1], то есть поделим временной ряд на 60-точечные участки, для каждого из которых будем считать перестановочную энтропию.



Поскольку длина ряда, таким образом, будет ограничена $N = 60$ значениями, это накладывает жёсткие ограничения на параметры модели перестановочной энтропии, а именно $m = 3, l = 1$. То есть порядковый паттерн строится для 3-точечного отрезка, при этом сам отрезок не содержит пропусков, т.е. включаются в расчёт именно соседние значения.

Таким образом, экспериментальные данные обрабатываются в соответствии со следующим алгоритмом:

1. Берём временной ряд длительностью более 1000 точек
2. Разбиваем временной ряд на непересекающиеся отрезки по 60 точек
3. Берём первый 60-точечный отрезок.
4. Берём первых $m = 3$ значения временного ряда: $x_{i+(j_1-1)l=1} x_{i+(j_2-1)l=2} x_{i+(j_3-1)l=3}$
5. Так как $i = 1, l = 1$, получаем, что $j_1 = 1, j_2 = 2, j_3 = 3$.
6. Проверяем значения ряда $x_{i+(j_1-1)l=1} x_{i+(j_2-1)l=2} x_{i+(j_3-1)l=3}$ на наличие равных значений.
 - (a) Если таковых нет, располагаем члены ряда в порядке возрастания значений, допустим $x_{i+(j_2-1)l=2} < x_{i+(j_1-1)l=1} < x_{i+(j_3-1)l=3}$, и получаем порядковый паттерн $A_{i=1} = [2, 1, 3] \in \pi_1$ первого типа π_1 .
 - (b) Если таковые находятся, к примеру, $x_{i+(j_2-1)l=2} < x_{i+(j_1-1)l=1} = x_{i+(j_3-1)l=3}$, то располагаем эти значения в соответствии с $j_1 < j_3$ (и в этом примере получаем паттерн того же типа $A_{i=1} = [2, 1, 3] \in \pi_1$).
7. Далее увеличиваем i на единицу ($i = 2$) и берём соответствующие три значения временного ряда $x_{i+(j_1-1)l=2} x_{i+(j_2-1)l=3} x_{i+(j_3-1)l=4}$.
8. Для них повторяем пункты 5. (получая также, что $j_1 = 1, j_2 = 2, j_3 = 3$, поскольку $i = 2$) и 6., получая следующий паттерн $A_{i=2} \in \pi_k$, где $k \in [1, 6]$, поскольку $3! = 6$.
9. Продолжаем процесс получения значений A_i до $A_{i=58}$.
10. Подсчитываем $s[\pi_k]$ – мощность множества значений каждого из 6 типов паттернов π_k .
11. Подставляем полученные величины в числитель формулы (4) при $N = 60, m = 3$ и получаем значения $P_k, k \in [1, 6]$.
12. Затем подставляем значения P_k в формулу (5), получая $H[P]$.
13. Нормируем значение $H[P]$ по формуле (6), получая h_P , т.е. значение перестановочной энтропии для первого отрезка временного ряда из 60 точек.
14. Берём следующий отрезок временного ряда из 60 точек, для которого по-



вторяем изложенную выше последовательность действий 4. – 13.

15. Получаем построенный по 60-точечным отрезкам массив значений h_p для данного временного ряда, на основании которого можно говорить о степени регулярности временного ряда и характере её изменения.

Обращая внимание на проблему равных значений, представляется целесообразным дополнительно посчитать модифицированную перестановочную энтропию. Алгоритм практически тот же, меняются только следующие пункты:

1. Проверяем значения ряда $x_{i+(j_1-1)l=1}x_{i+(j_1-1)l=2}x_{i+(j_1-1)l=3}$ на наличие равных значений.

(а) Если таковые находятся, к примеру,

$$x_{i+(j_2-1)l=2} < x_{i+(j_1-1)l=1} = x_{i+(j_3-1)l=3},$$

считаем, что $j_1=j_3=1$ и получаем паттерн типа $A_{i=1} = [2, 1, 1] \in \pi_1$

2. Для значений $x_{i+(j_1-1)l=2}x_{i+(j_2-1)l=3}x_{i+(j_3-1)l=4}$ повторяем пункты 5. (получая также, что $j_1=1, j_2=2, j_3=3$, поскольку $i=2$) и 6. Получаем следующий паттерн $A_{i=2} \in \pi_{\acute{k}}$, где $\acute{k} \in [1, 13]$, поскольку число типов паттернов теперь составляет $\acute{k}_3(3) = 3! + 3 \times 2! + 1! = 13$.

3. Нормируем значение $H[P]$ по формуле

$$h_p = H(P) / \log_2(\acute{k}_m(m)) = H(P) / \log_2 13 \quad (13)$$

Таким образом, посчитав перестановочную энтропию h_p и модифицированную перестановочную энтропию \acute{h}_p , можно будет, во-первых, сравнить два подхода в рамках одного метода, во-вторых, посмотреть, какие закономерности во временном ряду можно выявить с помощью обоих типов параметризации.

Литература

- [1] Шноль С.Э. Космофизические факторы в случайных процессах. Стокгольм, Шведский физический архив, 2009 – 338с.
- [2] Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Э.В., Зенченко Т.А., Зверева И.М., Конрадов А.А. О реализации дискретных состояний в ходе флуктуаций в макроскопических процессах // УФН, 1998, 168(10) с. 1129-1140.
- [3] С.Э. Шноль, В.А. Панчелюга Феномен макроскопических флуктуаций. Методика измерений и обработки экспериментальных данных. // Мир измерений, 2007, №6, с. 49-55.
- [4] 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.
- [5] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2014, том. 11, вып. 1, №21, с.107-133.
- [6] 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.
- [7] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Некоторые предварительные результаты локального фрактального анализа шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2014, том. 11, вып. 1, №21, с. 134-156.
- [8] В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга, О.Ю. Серая Предварительные результаты исследования внутрисуточных периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2016, т. 13, вып. 2, № 25, с. 211-216.
- [9] Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С., Серая О.Ю., Панихин В.А. Выраженность периодов 50, 80 и 160 мин во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада // Сборник трудов XXI Всероссийской конференции “Солнечная и солнечно-земная физика – 2017”, Санкт-Петербург, Пулковое, 10-14 октября 2017 г., с. 261-264.
- [10] S.Siparov, V.Samodurov, and G.Laptev Origin of observed periodic components in astrophysical masers’ spectra // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2017, 467, pp. 2813–2819.
- [11] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. О связи между спектром периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада и периодическими компонентами в спектрах астрофизических мазеров // Материалы XIII Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2017) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. - Москва, 11-й формат, 2017 - с.69-70.
- [12] 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”: XXV лет семинару “Система “Планета Земля” (1994-2019) М., ЛЕНАНД, 2019 – с.115-118.
- [13] Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С. О некоторых возможных механизмах связи между спектром периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада и периодическими компонентами в спектрах астрофизических мазеров // Материалы XIV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-



- 2018) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А., М., 11-й формат, 2018, с.89-91.
- [14] В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга О совпадении спектра периодов в флуктуациях скорости альфа-распада со спектром вращательных периодов астероидов // Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2019 - с.27-29.
- [15] М.Е. Диатроптов, В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга О совпадении спектра периодов во временных рядах флуктуаций температуры скворцов и крыс со спектром периодов флуктуаций скорости альфа-распада // Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2019 - с.30-35.
- [16] Панчелюга В.А., Тирас Х.П., Новиков К.Н., Панчелюга М.С., Нефёдова С.Е. О совпадении спектра периодов во временных рядах хемоллюминесценции планарий со спектром периодов, найденным во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада // Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2019 - с.36-41.
- [17] C. Bandt, V. Pompe Permutation Entropy: A Natural Complexity Measure for Time Series // Phys. Rev. Lett., 2002, vol.88, No.17, 174102.
- [18] C. Bian, C. Qin, Q. D. Y. Ma, Q. Shen Modified permutation-entropy analysis of heartbeat dynamics // Phys. Rev., 2012, E 85, 021906.
- [19] Y. Cao, W.-W. Tung, J. B. Gao, V. A. Protopopescu, L. M. Hively Detecting dynamical changes in time series using the permutation entropy // Phys. Rev., 2004, E70, 046217.
- [20] B. Fadlallah, B. Chen, A. Keil, and J. Principe Weighted-permutation entropy: A complexity measure for time series incorporating amplitude information // Phys. Rev., 2013, E 87, 022911.
- [21] Q. Li, Z. Fu Permutation entropy and statistical complexity quantifier of nonstationarity effect in the vertical velocity records // Phys. Rev., 2014, E 89, 012905.
- [22] R. López-Ruiz, H. L. Mancini, X. Calbet // Phys. Lett., 1995, A 209, 321.
- [23] P. J. Week, D. A. Schaffner, M. R. Brown Permutation entropy and statistical complexity analysis of turbulence in laboratory plasmas and the solar wind // Phys. Rev., 2015, E 91, 023101.
- [24] L. Zunino, M.C. Soriano, I. Fischer, O.A. Rosso, C.R. Mirasso Permutation-information-theory approach to unveil delay dynamics from time-series analysis // Phys. Rev., 2010, E82, 046212.



ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ ПРОЦЕССОВ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ С ПОМОЩЬЮ МЕРЫ КУЛЬБАКА

А.В. Лапшин, В.А. Панчелюга

Институт теоретической и экспериментальной биофизики РАН, Пущино, Россия
victor.panchelyuga@gmail.com; lavexander@mail.ru

1 Введение

В работах [9-10] был развит локальный фрактальный анализ методом всех сочетаний. Его применение к большому массиву временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада позволило выявить спектр периодов [1, 11], который впоследствии был обнаружен в флуктуациях процессов различной природы: флуктуациях температуры мелких млекопитающих и птиц [12-13], флуктуациях хемилюминесценции планарий [14], в распределении вращательных периодов астероидов [15]. Перечисленные исследования [12-13, 15-16] вместе с периодами, обнаруженными в флуктуациях процессов различной природы (см. обзор в [1, 11]) и совпадающих со спектром периодов в флуктуациях скорости альфа-распада позволяют рассматривать последний как универсальный, свойственный флуктуациям в процессах различной качественной природы. Отличительной особенностью работ [12-13, 15-16] является то, что периоды были найдены не только с использованием локального фрактального анализа [9-10], а, также, с использованием ряда других методов анализа временных рядов. В связи с этим встает задача исследования различных методов локального анализа временных рядов, с целью поиска наиболее эффективных. Этой задаче посвящена настоящая работа.

Метод, который мы рассматриваемым, является мера Кульбака [2]. Она ранее использовалась в серии экспериментальных работ [3-8] для анализа флуктуаций напряжения на изолированной и термостатированной электролитической ячейке. Была показана связь меры Кульбака с различными внешними факторами, в частности, метеорологическими. Также был выявлен ряд периодов, в т.ч. суточный и звездно-суточный периоды. Нашей целью является рассмотрение алгоритма ее применения для выявления спектра периодов, впервые полученного в [1, 11].

2 Средняя информация или мера Кульбака

Средняя информация, называемая также мерой Кульбака или дивергенцией Кульбака, служит мерой связи между двумя вероятностными распределени-



ями $q(x), p(x)$:

$$H(q||p) = \int q(x) \ln \frac{q(x)}{p(x)} dx. \quad (1)$$

В частности, “в статистической физике, мера Кульбака используется для нахождения количественного отличия какого-либо состояния с функцией распределения $f(x, p)$ от равновесного состояния с распределением Гиббса $f_0(x, p)$ ” [3, стр. 17, ф. (2)]:

$$H = \iint_{-\infty}^{+\infty} f(x, p) \ln \frac{f(x, p)}{f_0(x, p)} dx dp. \quad (2)$$

Если $H = 0$, такого отличия нет, вместе с тем чем больше H отличается от 0, тем существеннее отклонение состояния $f(x, p)$ от равновесного.

В случае однопараметрического рапределения (2) сводится к (1), и для флуктуаций напряжения U в работе [3, стр. 17, ф. (3)] принимает вид

$$H_U = \int_{-\infty}^{+\infty} f(U) \ln \frac{f(U)}{f_0(U)} dU, \quad (3)$$

где в равновесном состоянии [3, стр. 17, ф. (4)]

$$f_0(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_U} \exp \left[-\frac{U^2}{2\sigma_U^2} \right] \quad (4)$$

Подстановка (4) в (3) даёт [3, стр. 17, ф. (5)]:

$$H_U = \int_{-\infty}^{+\infty} f(U) \ln \left(\sqrt{2\pi}\sigma_U f(U) \right) dU + \frac{1}{2}, \quad (5)$$

которая в для использования при обработке экспериментальных данных сводится к [3, стр. 18, ф. (8)]:

$$H_U = \sum_{k=0}^K f_k \ln \left(\frac{\sqrt{2\pi}\sigma_U}{\Delta U} f_k \right) + \frac{1}{2}, \quad (6)$$

где $f_k = \frac{N_k}{N}$ – отношение числа измерений N_k , попадающих в интервал значений напряжения от U_k до $U_k + \Delta U$ к общему числу измерений N , K и ΔU – число разбиений значений измеренного напряжения и интервал этих разбиений; U_0 и U_K – минимальное и максимальное значения напряжения.



Отметим то обстоятельство, что в (6) ранжирование значений на интервале $U_k + \Delta U - U_k = \Delta U$ происходит по самой измеряемой величине, а не по времени.

В случае выявления тех или иных зависимостей, как, например, в [3, стр. 21] уменьшение значений дисперсии флуктуации напряжения σ_U^2 и меры Кульбака H_U со временем, величина H_U и корректируется по формуле:

$$\tilde{H}_U = H_U - \chi_H \sigma_U \quad (7)$$

где χ_H – экспериментально полученный коэффициент зависимости меры Кульбака H_U от среднеквадратичного отклонения σ_U . Последнее рассчитывается стандартно, как корень из дисперсии

$$\sigma_U = \sqrt{\sigma_U^2} = \sqrt{\frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} U_i^2}. \quad (8)$$

А в работе [6, стр. 58-59] аналогично явным образом учитывались также отклонения температуры T электролитических ячеек от среднего значения:

$$\hat{H}_U = H_U - \chi_H \sigma_U - \chi_T (T - \langle T \rangle) \quad (9)$$

Также отметим, что в качестве важного дополнительно анализируемого параметра рассчитывался коэффициент корреляции $R(\hat{H}_1, \hat{H}_2)$ как между мерами Кульбака в установках 1 и 2, так и между мерой Кульбака и каким-либо иным процессом

$$R(\hat{H}_1, \hat{H}_2) = \frac{(\hat{H}_1 - \langle \hat{H}_1 \rangle)(\hat{H}_2 - \langle \hat{H}_2 \rangle)}{\sqrt{\langle (\hat{H}_1 - \langle \hat{H}_1 \rangle)^2 \rangle \langle (\hat{H}_2 - \langle \hat{H}_2 \rangle)^2 \rangle}}. \quad (10)$$

3 Методика обработки экспериментальных данных

Опираясь на материал предыдущего раздела, можно предложить следующий алгоритм обработки экспериментальных данных.

1. Берём временной ряд некоторой величины (пусть в данном случае величины U_i) длительностью порядка $10^6 - 10^7$ точек.
2. Определяем временной интервал I , по которому рассчитывается "рассчётная точка", получаемая усреднением по данному временному интервалу

$$U_I \frac{1}{I} \sum_{i=1}^I U_i.$$



3. Отметим, что величина U_I в зависимости от целей работы может подвергаться дополнительным усреднениям. Так, в работе [8] для исключения суточного периода и не только усреднение производилось как по суткам, так и по дополнительным существенным для целей работы периодам.
4. Далее разбиваем полученный временной ряд U_I числом N точек на отрезки $\Delta_k U$ с числом измерений N_k .
5. Ранжируем значения U_I внутри интервала $\Delta_k U$ по возрастанию величины.
6. Для каждого интервала рассчитываем значения меры Кульбака H_U по формуле (6) или, если характер равновесного распределения иной, нежели в (4), по более общей формуле (2) (с заменой интеграла на знак суммы, разумеется).
7. Для каждого интервала $\Delta_k U$ рассчитываем среднеквадратичное отклонение (8).
8. Проверяем H_U и σ_U на предмет зависимости данных параметров от времени, и если таковая установлена, рассчитываем скорректированную величину \tilde{H}_U по формуле (7).
9. Если есть необходимость учесть иные факторы, связанные с параметрами самой экспериментальной установки, рассчитываем величину, аналогичную \hat{H}_U в (9).
10. Далее для оценки корреляции между полученным рядом мер Кульбака и другими факторами рассчитываем коэффициенты корреляции аналогично (10)

На основании таким образом полученных результатов моно будет судить о наличии либо отсутствии долговременной корреляции между различными процессами случайной природы и оценивать, на основании появления минимумов и максимумов меры Кульбака, наличие во временном ряду тех или иных периодов.

References

- [1] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Некоторые предварительные результаты локального фрактального анализа шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний в диапазоне периодов 1 – 120 мин / В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 1(21), том 11, 2014. С. 134 – 156.
- [2] Кульбак С. Теория информации и статистика / С. Кульбак. М.: ГИФМЛ, 1967. – 406 с.
- [3] Морозов А.Н. Предварительные результаты измерений меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитической ячейке / А.Н. Морозов



- // Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. “Естественные науки”. 2011. № 2. С. 16 – 24
- [4] Морозов А.Н. Применение меры Кульбака для оценки долговременных флуктуаций напряжения на электролитической ячейке / А.Н. Морозов // Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. “Естественные науки”. 2013. № 3. С. 52 – 60
- [5] Морозов А.Н. Зависимость меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках от метеорологических факторов / А.Н. Морозов // Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. “Естественные науки”. 2015. № 3. С. 47 – 57
- [6] Морозов А.Н. Воздействие метеорологических факторов на длиннопериодные вариации меры Кульбака флуктуаций напряжения на электролитических ячейках / А.Н. Морозов // Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. “Естественные науки”. 2015. № 4. С. 57 – 66
- [7] Голяк Ил.С., Морозов А.Н., Строков М.А. Экспериментальные исследования долговременных вариаций влажности в термостабилизированной камере // Вестник МГТУ им. Баумана. Сер. “Естественные науки”. 2020. № 3. С. 71 – 77
- [8] Морозов А.Н. Влияние пространственной анизотропии Вселенной на флуктуации подвижности ионов / А.Н. Морозов // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2(10), том 5, 2008. С. 193 – 200
- [9] 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.
- [10] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. Локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов методом всех сочетаний // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2014, том. 11, вып. 1, №21, с.107-133.
- [11] 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.
- [12] 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.
- [13] 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.
- [14] Панчелюга В.А., Тирас Х.П., Новиков К.Н., Панчелюга М.С., Нефёдова



- С.Е. О совпадении спектра периодов во временных рядах хемолюминесценции планарий со спектром периодов, найденным во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада // *Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019)* / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2019 - с.36-41.
- [15] В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга О совпадении спектра периодов в флуктуациях скорости альфа-распада со спектром вращательных периодов астероидов // *Материалы XV Международной конференции “Финслеровы обобщения теории относительности” (FERT-2019)* / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. — Москва, 11-й формат, 2019 - с.27-29.
- [16] 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”: XXV лет семинару “Система “Планета Земля” (1994-2019) М., ЛЕНАНД, 2019* – с.115-118.



О СОВПАДЕНИИ СПЕКТРА ПЕРИОДОВ В ФЛУКТУАЦИЯХ СКОРОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА СО СПЕКТРАМИ НЕКОТОРЫХ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В.А. Панчелюга, М.С. Панчелюга

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

В работе [1] был разработан локальный фрактальный анализ шумоподобных временных рядов, позволивший найти устойчивый спектр периодов в многолетних временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада [2-3]. Было показано, что большинство периодов из найденного спектра совпадает с периодами собственных колебаний Земли. Также был показан его универсальный характер: периоды, найденные во временных рядах флуктуаций в процессах различной природы совпадают с соответствующей частью данного спектра. Дальнейшие исследования найденного спектра позволили уточнить ряд периодов, а также выявить новые, в том числе, не принадлежащие спектру собственных колебаний Земли [4].

Наряду с совпадением найденного спектра [2-4] со спектрами различных флуктуационных процессов “земного” происхождения, чрезвычайно интересными являются подобные совпадения со спектрами периодов, найденными для “внеземных” процессов. Как, например, это было обнаружено для спектра периодов в астрофизических мазерах [5-6]. Настоящая работа имеет своей целью рассмотреть такое совпадение со спектром, полученным из распределения вращательных периодов астероидов [7].

На рис. 1 темные столбцы соответствуют распределению вращательных периодов астероидов, которые приведены в [7], которое построено на основе данных, содержащихся в параметрах кривых блеска астероидов [8]. Данное распределение сглажено четыре раза процедурой скользящего среднего с использованием пуассоновского треугольного окна. Сглаженное распределение показано более светлой (красной) линией на рис. 1. Координаты максимумов сглаженного распределения, соответствующие выделенным периодам занесены в Табл. 1.

В строках 2-5 Табл. 1 под номерами 1)... 2) приведены значения периодов, найденные в работах [1-2]. В 6-й строке (Среднее) приведены средние значения периодов, вычисленные на основе 1)... 4). В последующих строках даны значения периодов классических собственных колебаний Земли [9] и длинноволновых или сейсмогравитационных собственных колебаний Земли [10]. В последней строке Табл.1 приведены значения экстремумов сглаженного распределения вращательных периодов астероидов, рис.1.

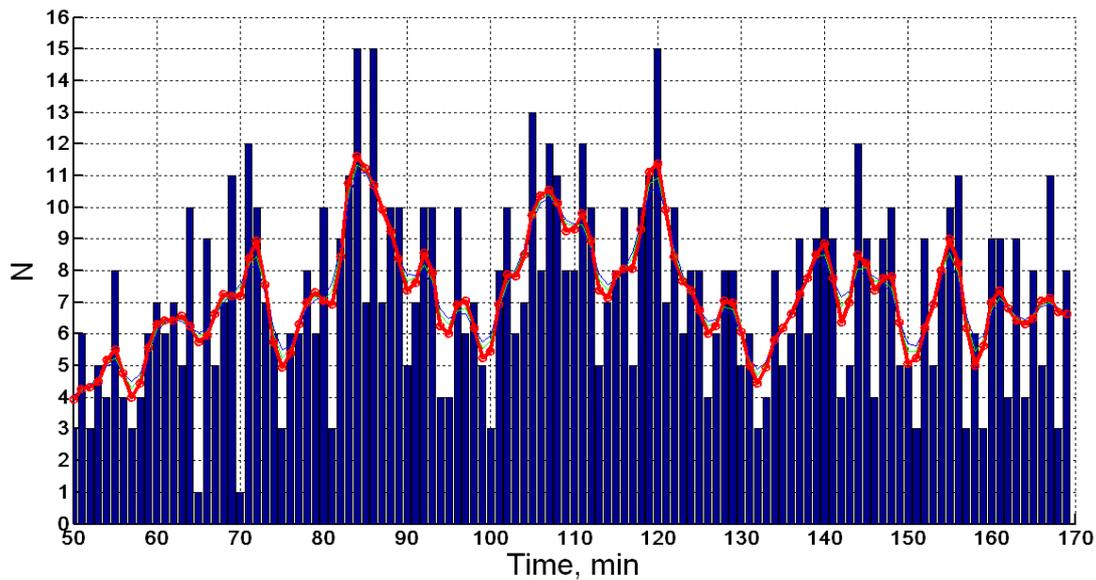


Рис. 1: Спектр “резонансных” периодов Солнечной системы для периодов 50 – 170 мин, полученный из распределения вращательных периодов астероидов

Как следует из сравнения значений периодов в 6-й и последней строках Табл.1 спектр вращательных периодов астероидов совпадает со спектром периодов флуктуаций скорости альфа-распада в пределах точности его определения (1мин). Периоды №16 в спектре астероидов могут быть связаны с недостаточным объемом статистики – в работе [7] использованы не все значения периодов, приведенных в [8]. Т.е., данный период может быть равен среднему от периодов 92 и 97 мин, т.е., ~ 95 мин (см. рис.1).

В то время как в отношении периодов в [4-5] существует дискуссия о том не являются ли они следствием некоторых неучтенных геофизических влияний, распределение вращательных периодов астероидов, часть которого проанализирована в настоящей работе, на наш взгляд, от такого рода влияний не зависит.

В [5] суммирован большой цикл теоретических исследований [11-13] и экспериментальных работ [14-15] в которых было получено, что в некоторых случаях интенсивность отдельных компонент в спектрах астрофизических мазеров имеет периодическую модуляцию. Авторы утверждают, что наблюдаемая модуляция не является следствием экспериментальных ошибок, погодных условий или нестабильности межзвездной среды [5]. Дано теоретическое обоснование наблюдаемого явления, основанное на оптико-метрическом параметрическом резонансе (ОМПР) вызываемом гравитационно-волновым излучением короткопериодных двойных звезд [11-13]. В [5] определены более четырех десятков периодов, которые, преимущественно, лежат в диапазоне десятков минут. Полученные в [5] экспериментальные результаты суммированы в двух таблицах, аналоги которых приведены ниже.



Таблица 1: Сравнение периодов, полученных в ходе МВС-анализа флуктуаций скорости альфа-распада с вращательными периодами астероидов

| № | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 | 13 | 14 | 15 | 16 | 17 | 18 | 19 |
|--|---------------|---------------|-------------|-------------|-------------|-----------|-----------|-----------|-------------|---------------------------------------|-------------|-----------|-------------|-----------|-------------|-----------------|-------------|--------------|--------------|
| 1) | 3 | 9 | 13 | 22 | 28 | 33 | 40 | 46 | 56 | - | 68 | - | - | - | 85 | 95 | 100 | 106 | 113 |
| 2) | 3 | 8 | 14 | 21 | 27 | 32 | 40 | 45 | 55 | 60 | 68 | - | 75 | - | 85 | 95 | 100 | 106 | 111 |
| 3) | 4 | 9 | 14 | 22 | 28 | 33 | 40 | 46 | 56 | 61 | 69 | - | 76 | - | 85 | 95 | 100 | 106 | 113 |
| 4) | 3 | 10 | 14 | 20 | 27 | 30 | 40 | 47 | 56 | 61 | 68 | 73 | | 80 | 87 | 95 | 99 | 107 | - |
| Среднее | 3.3 | 9 | 13.8 | 21.3 | 27.5 | 32 | 40 | 46 | 55.8 | 60.7 | 68.3 | 73 | 75.5 | 80 | 85.5 | 95 | 99.8 | 106.3 | 112.3 |
| Собственные колебания Земли | | | | | | | | | | Сейсмогравитационные колебания | | | | | | | | | |
| МОДЫ | $8S_5$... | $1S_7$... | $0T_6$ | $0T_4$ | $0T_3$ | $0S_3$ | $2S_1$ | $0T_2$ | $0S_2$ | | | | | | | | | | |
| | $15S_2$ | $5S_2$ | | | | | | | | 59.2 | 67.8 | 72 | 77 | 82 | 86.7 | 95.2 | 103 | 107 | - |
| Числ. значения | 4.0 ... | 10.1 ... | 15.5 | 21.7 | 28. 4 | 35.6 | 41.3 | 44. 2 | 53. 9 | 60.8 | | | | | | | | | |
| | 3.0 | 8.0 | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| Спектр вращательных периодов астероидов | | | | | | | | | 55 | 61 | 68 | 72 | 78 | 80 | 84 | 92 --- 97 | 102 | 107 | 111 |

Во втором столбце Табл. 2 и Табл. 3 даны значения периодов, приведенные в [5]. В третьем и четвертом столбцах обеих таблиц представлены периоды, полученные в [2]. Третий столбец дает “координаты” пика, а четвертый – его “полуширину” [2]. Как следует из Табл. 2 и Табл. 3 и с учетом того, что точность определения МВС-периодов равна 1 мин мы можем говорить о полном соответствии ОМПП- и МВС-периодов. Очевидно, что вероятность случайного совпадения, в данном случае, пренебрежимо мала.

В пятом столбце Табл. 2 и Табл. 3 приведены моды классических СКЗ. Как можно видеть, периоды, найденные в спектрах астрокосмических мазеров, соответствуют исключительно крутильным модам СКЗ. Последнее значение в пятом столбце Табл. 3 соответствует одному из периодов СКЗ, рассмотренных в работе Ю.В. Баркина [16]. Периоды 50 и 46 мин, обозначенные как “???”, по своей величине попадают в диапазон классических СКЗ, но моды колебаний с такими значениями в спектре классических СКЗ отсутствуют. Происхождение этих периодов – тема дальнейших исследований.

Рассматриваемые периоды найдены также в АЕ-индексе геомагнитной активности [17], а также в сантиметровом радиоизлучении Солнца [18].

Периоды 80 и 144 мин близки к гармоникам земных суток. Возможно, что их можно отнести к резонансным (по А.М.Молчанову [19]) для солнечной системы. Период 80 мин составляет половину известного периода 160 мин, который имеет солнечное происхождение. Период 144 мин наблюдался в солнечном сантиметровом излучении.

Как следует из сказанного выше, перед нами две альтернативы. Первая из них предполагает, что периоды, найденные в [5] имеют земное происхо-



Таблица 2: ОМПР- и МВС-периоды (6 и более периодов за одну сессию [5]).

| № | ОМПР-периоды, мин | МВС-периоды, мин | МВС п/ширина, мин | Моды СКЗ |
|---|-------------------|---------------------|----------------------|-----------|
| 1 | 14.58 | 14 | 13-14 | ${}_0T_6$ |
| 2 | 21.61 | 22 | 20-22 | ${}_0T_4$ |
| 3 | 23.14 | | | |
| 4 | 46.06 | 46 | 45-47 | ${}_0T_2$ |
| 5 | 50.64 | 50 | 50 (Ант.) | ??? |
| 6 | 62.91 | 61 | 60-61 | СГКЗ |
| 7 | 67.63 | 68 | 68-69 | СГКЗ |
| 8 | 81.64 | 80 | 80 | СГКЗ |

Таблица 3: ОМПР- и МВС-периоды (2-5 периодов за одну сессию [5]).

| № | ОМПР-периоды, мин | МВС-периоды, мин | МВС п/ширина, мин | Моды СКЗ |
|---|-------------------|------------------|-------------------|---------------|
| 1 | 44 | 43 | 43 | ${}_0T_2$ |
| 2 | 46 | 46 | 45-47 | ??? |
| 3 | 62-63 | 63 | 63 | СГКЗ |
| 4 | 68 | 68 | 69 | СГКЗ |
| 5 | 83-84 | 85 | 85-87 | СГКЗ |
| 6 | 93-94 | 95 | 93-96 | СГКЗ |
| 7 | 110 | 111 | 111-113 | СГКЗ |
| 8 | 143-144 | 144 | 144 | СГКЗ (Баркин) |

ждение и связаны с некоторым неучтенным влиянием на приемную аппаратуру. Источниками такого влияния могут быть, например, упомянутые выше флуктуации геомагнитных полей [17] или механические движения антенны за счет СКЗ (т.к. обнаруженные моды связаны с крутильными колебаниями – изменение направления на объект) и т.п. Вторая альтернатива основана на предположении, что найденные в [5] периоды “зарождаются” в месте нахождения астрокосмического мазера – имеют космическое происхождение. В таком случае мы наблюдаем некоторую глобальную ритмику масштабы которой, возможно, сравнимы с масштабами Вселенной.

В настоящее время существуют немногочисленные работы, утверждающие наличие такой ритмики в масштабах Солнечной системы. Например, в [20] говорится “... о солнечной системе как системе синергетической, где в процессе длительной эволюции сформировался единый колебательный ре-



жим движения. Этому режиму отвечает универсальный Спектр Периодов Солнечной Системы. Он простирается от циклов большой длительности (тысячелетия) до микроритмов с периодами порядка минут” [20, с.11-12].

Также существуют единичные работы как, например, [21] в которой исследовались геологические, биологические и астрономические циклы значительно большего масштаба с периодами от 57.3 г. до 1.64 млрд. лет. Авторы [21] рассматривают эти циклы как универсальные, т.к., внеземные периоды (квазары, звездообразование) соизмеримы с земными периодами (вулканизм, картины вымирания, генетическое развитие). Суммарно рассматриваемые периоды формируют самоподобную универсальную шкалу. Большинство этих циклов появляется и исчезает в унисон – они синхронизированы между собой.

Картина, возникающая на основе работ [20-21], с одной стороны, хорошо согласуется со свойством универсальности МВС-спектра, а с другой – может, в перспективе, объяснить наблюдаемое совпадение ОМПР- и МВС-спектров.

Литература

- [1] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377-384.
- [2] Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2015, том. 60, вып. 2, с. 395-410.
- [3] Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С. и др. // Сб. трудов XX Всерос. конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2016”, с. 247-250.
- [4] Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С. и др. // Сб. трудов XXI Всерос. конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2017”, с. 261-264.
- [5] S. Siparov et al. // Monthly Notices of the Royal Astronomical Soc., 2017, 467, 2813-2819.
- [6] Панчелюга В.А. и др. // Система “Планета Земля” 2019 – с.115-118.
- [7] А.К. Панкратов, В.Я.Нарманский, Б.М.Владимирский Резонансные свойства Солнечной системы, солнечная активность и вопросы солнечно-земных связей. Симферополь, “Гелиоритм”, 1996 – 77 с.
- [8] Эфемериды малых планет, 1994.
- [9] T. G. Masters and R. Widmer, in Free oscillations: frequencies and attenuations, Ed. by T.J. Ahrens (American Geophysical Union, 1995), pp. 104–125.
- [10] Л. Н. Петрова, Вулканология и сейсмология 4–5, 116 (1999).
- [11] Siparov S. // Phys. Rev. A, 1997, 55, 3704
- [12] Siparov S. // A&A, 2004, 416, 815
- [13] Siparov S. Introduction to the Anisotropic Geometroynamics. Singapore, World Scientific Press, 2011.



- [14] Siparov S., Samodurov V. // *Comp. Opt.*, 2009, 30, 79.
- [15] Siparov S., Samodurov V., Laptev G. // *A&A*, 2015, 574, L2
- [16] Баркин Ю.В. // *Нелинейный мир*, №1-2, т.5, 2007, с.101-110;
- [17] Бобова В.П. и др. // *Кинематика и физика небесных тел*, 1991, т.7, №1, с.34-42.
- [18] Цветкова Л.И. // *Известия КрАО*, 1986, т.75, с.77-85.
- [19] Molchanov A.M. // *Icarus*, 1968, v.8, p.203-215.
- [20] Б.М.Владимирский, В.Я.Нарманский, Н.А.Темурьянц *Космические ритмы*. Симферополь, 1994 – 176с.
- [21] S.J.Puetz et al. // *Chaos, Solitons & Fractal*, 2014, 62-63, pp.55-75.

%



ДЕКОМПАКТИФИКАЦИЯ РАССТОЯНИЙ В РЕЛЯЦИОННОМ ПОДХОДЕ

А.Б. Молчанов

Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

В рамках реляционного подхода пространственно-временные понятия имеют вторичный, макроскопический характер, являясь абстракцией от отношений между объектами микромира [1]. Естественным образом возникает задача вывода классических пространственно-временных представлений из более фундаментальных закономерностей микромира. К искомым представлениям прежде всего относятся: размерность, сигнатура и понятие расстояний. В течение XX века на эту задачу обращали внимание видные учёные, среди которых Луи де Бройль, Р. Пенроуз, Б. Грин и П.К. Рашевский [2]. Однако, ни одним из них она не была сформулирована математически в полной мере. Сделать это оказалось возможным сравнительно недавно с опорой на формализм теории систем отношений, которая является основой математического аппарата реляционного подхода.

Данный формализм оперирует числовыми парными отношениями, которые устанавливаются между объектами, описываемыми наборами числовых параметров. Отношения образуют систему, если при выборе любых r элементов для соответствующих парных отношений выполняется алгебраическое тождество, имеющее один и тот же вид (число r при этом определяет ранг системы). Системы отношений могут быть заданы на одном (унарные) или двух множествах элементов (бинарные). Параметры элементов и сами отношения могут быть вещественными либо комплексными. В рамках формализма существует процедура перехода от бинарных систем комплексных отношений (БСКО) к унарным системам вещественных отношений (УСВО). БСКО предлагается использовать для описания явлений микромира, в то время как УСВО наиболее пригодны для описания классических макроскопических закономерностей.

В ранних исследованиях по данной теме было показано, что элементами БСКО минимального невырожденного ранга (3,3) являются двухкомпонентные спиноры [1, с. 61]. Это позволило построить в рамках формализма четырёхмерные векторы с сигнатурой пространства-времени Минковского. Эти и некоторые другие соображения позволили утверждать, что БСКО ранга (3,3) описывает элементарные процессы испускания и поглощения электромагнитного излучения. Два множества элементов в таком случае соответствуют объектам-излучателям и поглотителям. Таким образом, задача вывода понятий размерности и сигнатуры была решена. Фактически, оказалось, что два названных понятия вытекают из свойств самих частиц.



Для получения расстояний одних этих свойств недостаточно, его следует выводить на основе парных отношений. Можно показать, что при переходе между базисами отношения БСКО ранга (3,3) преобразуются следующим образом:

$$u'_{i\alpha}{}^{(3,3)} = e^{i(\varphi_i - \varphi_\alpha)} u_{i\alpha}{}^{(3,3)}$$

где индекс i соответствует элементу из первого множества, индекс α – элементу из второго, а фазы φ являются вещественными числами. Этот закон преобразования по сути представляет собой выражение принципа Гюйгенса. Следовательно, задача вывода классических расстояний состоит в том, чтобы получить эти понятия из фазовых вкладов, участвующих в преобразованиях. Однако, поскольку фаза определена с точностью до целого числа n периодов 2π , то набор возможных значений величин, интерпретируемых как расстояния, для одной пары частиц не ограничен. Иначе говоря, классические расстояния компактифицированы в фазовых вкладах.

В системе большого числа частиц, имеющих дискретные спектры излучения и поглощения естественным образом возникают ограничения на набор таких величин, поскольку в такой системе положение каждой частицы относительно других определяется суперпозицией всех фазовых вкладов. Таким образом, процедура вывода классических расстояний становится осуществимой. Данная процедура называется декомпактификацией.

Декомпактификацию следует понимать в смысле обратного принципа суперпозиции. В прямой задаче требуется найти результирующую амплитуду от большого числа излучателей в заданной точке (когда определены и известны расстояния между каждым излучателем и поглотителем в данной точке). Для её решения фазовые вклады всех источников суммируются по всем энергиям спектра. Обратная задача состоит в том, чтобы найти взаимное расположение излучателей и поглотителя, регистрирующего заданную амплитуду (когда известны фазовые отношения между каждым излучателем и поглотителем).

Например, мы могли бы потребовать, чтобы в искомой точке амплитуда была бесконечной, а во всех остальных равнялась нулю (дельта-функция), то есть воспроизвести полностью классический случай, когда расстояния определяются с бесконечной точностью. Такая ситуация имела бы место в системе излучателей и поглотителей с непрерывным спектром, для которых удалось однозначно определить все числа n . Суммирование фазовых вкладов по всем длинам волн превратилось бы в интегрирование:

$$\frac{1}{2\pi} \int e^{ikr_{ij}} dk \equiv \delta(r_{ij})$$

Такая ситуация является, очевидно, предельным случаем. Во-первых, в системе конечного числа частиц с произвольно заданными фазовыми отношениями



для каждого объекта, вообще говоря, будет несколько допустимых значений n , что соответствует множественности конфигураций, реализующих одни и те же значения амплитуд. Во-вторых, при рассмотрении атомов мы будем иметь дело с ограниченными дискретными спектрами (которые также могут быть получены в рамках реляционного подхода [3]).

Данный пример вкупе с названными ограничениями ведёт к определению классических расстояний на основе статистики по фазовым вкладам излучения для всех энергий в спектре: классическое расстояние между парой объектов i и j определяется по максимуму суммы фазовых вкладов:

$$f_{ij} = \sum_{\Delta n} \sum_{\lambda} \left[e^{\frac{2\pi i}{\lambda}(r-r_{ij}^{(\lambda)})} + e^{-\frac{2\pi i}{\lambda}(r-r_{ij}^{(\lambda)})} \right] \rightarrow \max \rightarrow r_{ij}^{(classic)}$$

где внешняя сумма ведётся по всем допустимым значениям разностей фазовых сдвигов $\Delta n = n_i^{(\lambda)} - n_j^{(\lambda)}$, найденным в соответствии с условиями на вид спектра и на выполнение закона БСКО ранга (2,2), определяющего преобразование парных отношений.

Процедура декомпактификации была автоматизирована и произведена для системы малого числа частиц, имеющих спектры атомов водорода. Для решения за конечное время необходимо ограничить спектр и максимально допустимый фазовый сдвиг Δn_{max} , который в идеале должен быть больше чем отношение максимальной и минимальной длин волн в спектре. Спектр ограничен максимальным номером серии s_{max} и порогом различия энергий между соседними уровнями t_{λ} . Такая аппроксимация позволяет с заданной точностью учесть основные серии излучения.

При оптимальных параметрах удалось получить следующие суммарные функции для системы четырёх частиц (пределы по горизонтальной оси соответствуют 100 максимальным длинам волн в спектре):

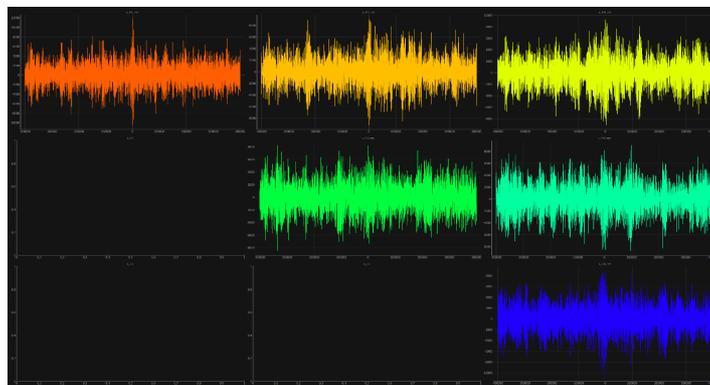


Рис. 1: Суммарные функции f_{ij} для системы из $N = 4$ атомов водорода при $s_{max} = 4$ (серия Брэккета) и $t_{\lambda} = 0.01$ нм. Значения на горизонтальной оси указаны в нм, пределы увеличены в 100 раз.



Полученные суммарные функции содержат как глобальные максимумы, так и минимумы, то есть указывают макросостояния с наиболее и наименее вероятными расстояниями между парами частиц. Присутствуют вторичные максимумы (и минимумы), которые по своей амплитуде сопоставимы с глобальными. Они отстоят друг от друга на сотни микрометров и не являются периодическими.

Такой результат в целом соответствует ожиданиям при попытке вывести классические расстояния в системе малого числа частиц. Получаемые величины остаются неопределёнными, но эта неопределённость начинает проявляться на масштабах, превышающих максимальную длину волны в спектре.

Литература

- [1] Ю.С. Владимиров Реляционная концепция Лейбница—Маха. / Ю.С. Владимиров. —М.: ЛЕНАНД, 2017.—232 с.
- [2] Рашевский П.К. Риманова геометрия и тензорный анализ. / П.К. Рашевский. —М.: Издательство "НАУКА", 1967.
- [3] Владимиров Ю.С., Терещенко Д.А. Реляционно-статистическое обоснование $O(4)$ -симметрии атома водорода // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. — 2016. — № 1 (14). — С. 43–53.



ВОЗМОЖНЫЙ ЭФФЕКТ, СВЯЗЫВАЮЩИЙ ФИНСЛЕРОВУ ГЕОМЕТРИЮ И ТЕОРИЮ КАЛУЦЫ

И.А. Бабенко

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

Существует несколько пониманий финслеровой геометрии, одно из них рассматривается и развивается в группе Д.Г. Павлова [1]. В данном варианте в основе лежит геометрия Бервельда-Моора, где мероопределение задается выражением четвертой степени по дифференциалам, а не общепринятым квадратичным. Другой вариант связан с использованием финслерова пространства, то есть пространства-время, у которого геометрия зависит не только от точки, но и от направления в этой точке.

А.А. Куталев в своей работе [2] обобщил 5-мерную теорию гравитации и электромагнетизма Калуца-Клейна на случай финслерова пространства (анизотропного пространства). Им было показано, что при введении анизотропии, физические величины, входящие в пятимерные уравнения Эйнштейна не имеют существенных изменений, кроме добавления слагаемых, которые зависят от анизотропности в точке. То есть 5-мерные уравнения Эйнштейна распадаются на 4-мерные уравнения Эйнштейна, уравнения Максвелла для электромагнитного поля и уравнения Клейна-Фока для скалярного поля. При этом, если рассматривать различные сопоставления физической метрики метрике $g_{\mu\nu}$, можно получить различные интерпретации вышесказанных уравнений. Характерно, что в обобщении теории Калуцы на случай анизотропного пространства проявляется естественная зависимость от 5-й координаты. Возникает естественный вопрос, что представляет собой это зависимость и какой смысл имеет поле λ_5 , зависимое от этой координаты x^5 . Данным вопросом задавались Эйнштейн, Калуца, Бранс, Дикке и другие [3].

Рассмотрим возможные эффекты в 5-мерной теории, обязанные скалярному полю, зависимому от 5-й координаты. В работе Владимирова Ю.С. и Кислова В.В. был рассмотрен такой эффект, связанный с изменением e/m в пятимерной теории гравитации, электромагнетизма и скалярного поля. Где рассматривалось пятимерное риманово пространство, в котором пятая координата ассоциировалась с электромагнитным зарядом. Затем были записаны пятимерные уравнения Эйнштейна, а пятая координата зависит от скалярного поля. В итоге было записано 10 уравнений Эйнштейна, 4 уравнения второй пары уравнений Максвелла и уравнение Клейна-Фока для скалярного поля, уравнение геодезической в пятимерном случае. Далее в работе было показано, что отношение электрического заряда к массе пробной частицы зависит от значения скалярного поля в данной точке и определяется системой уравнений. Как известно, Крамером Д.К. было найдено статистическое решение



этих уравнений в вакууме, которое описывает метрику пространства-времени вокург Земли -Солнца.

Далее используя решение уравнений и пятое уравнение геодезической находится отношение электрического заряда к массе в первом приближении.

$$\frac{q^2}{m^2} = \frac{q_o^2}{m_o^2} \left(1 - \alpha \frac{r_g}{r} \frac{q_o^2}{4km_o^2}\right) [4]. \quad (0.1)$$

Как отмечено в работе Владимирова и Кислова[4], данное отношение, измеренное на Земле, должно изменяться с высотой из-за влияния скалярного заряда Земли. Также это отношение должно изменяться вместе с изменением расстояния r от Земли до Солнца из-за влияния скалярного заряда Солнца отношение q/m . Было отмечено, что если орбита Земли — эллипс (максимальное расстояние в начале июля — 152 млн. км и минимальное расстояние в начале января — 147 млн. км), следует ожидать сезонных изменений отношения q/m для измерений, проведенных на Земле. При этом наиболее выгодно производить измерения для частиц с максимальным значением q/m , т. е. для электронов $e/m \simeq 10^{18}$, где величина вариаций зависит от отношения r_g/r , а также от значения параметра α , который должен быть определен экспериментально. В работе отмечается, что есть косвенные указания на то, что это может быть сделано уже при существующей точности экспериментальных измерений. Так результаты измерений джозефсоновской частоты $w_J = 2e/\hbar$ обнаруживают тенденцию зависимости величины w_J от времени года. В работе [4] проанализированы значения данных лабораторий НБС (США), НФЛ (Великобритания), НЛТС (Австралия), ФФТБ (ФРГ), которые показали, что расстояние от Земли до Солнца изменяется аналогично изменению величины q/m .

Таким образом, на примерепрямого эксперимента по проверке зависимости отношения заряда электрона к массе от времени года, точнее, от расстояния до Солнца.

Но зависимости отношения q/m от расстояния до Солнца может также влиять на формирование магнитных полей астрофизических объектов и может объяснить вековой ход магнитного поля Земли [4].

Литература

- [1] Павлов Д.Г., От теоретических построений к поискам экспериментальных доказательств финслеровой природы реального пространства-времени (по материалам v международной конференции "финслеровы обобщения теории относительности"), Вестник Московского государственного технического университета им. Н.Э. Баумана. Серия «Естественные науки», Москва, 2010



- [2] Куталев А.А., Теория Калуцы-Клейна в анизотропном пространстве, Математические структуры и моделирование, Омск. 1998
- [3] Владимиров Ю.С. Геометрофизика. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2010.
- [4] Ю.С. Владимиров, В.В. Кислов. К вопросу об изменении e/m в пятимерной теории гравитации, электромагнетизма и скалярного поля // Вестн. Моск. ун-та, сер.3. Физика. Астрономия, т. 23, №6, с. 18-21, 1982.



ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ КАК МЕТРИКУ ГИПЕРБОЛИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА

Р.М. Ямалеев

Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна

yamaleev@jinr.ru

В статье предлагается геометрическое описание кулоновского поля как метрику гиперболического пространства в рамках модели Бельтрами- Пуанкаре. Идентификация определенного интеграла от потенциала как длину геодезической кривой достигается путем введения новой интегральной характеристики Кулоновского поля, называемой энтропией потенциального поля.

Введение.

Сходство потенциала Кулона для точечного заряда [1] с метрикой гиперболического пространства в модели Бельтрами- Пуанкаре [2], заданной в ориентированной системе координат [3], приводит к мысли о возможной связи между потенциалом кулоновского поля и метрикой гиперболического пространства. Настоящая работа посвящена реализации данной идеи и состоит из следующих шагов. На первом шаге мы вводим новую интегральную характеристику поля – определенный интеграл от потенциала одиночного электрического поля. Далее, отдельно рассматриваются потенциал, определенный работой поля совершаемой над пробным зарядом при движении его в поле от данной точки до бесконечности и потенциал, определенный работой поля совершенной от одной точки поля к другой, находящиеся на конечном расстоянии. В последнем случае мы имеем дело с разностью потенциалов. Определенный интеграл от Кулоновского потенциала имеет свойства аналогичные энтропии в термодинамике, по этой причине данную характеристику поля будем называть *энтропией поля*. Экспонента от энтропии поля совпадает с двойным отношением – инвариантом преобразования Мебиуса. Геометрический смысл его соответствует длине геодезической линии в модели Бельтрами- Пуанкаре гиперболической плоскости Лобачевского.

В первой части работы вводится интегральная характеристика потенциального поля. Во второй части, описывается известная модель гиперболической плоскости Бельтрами- Пуанкаре, определение длины геодезической линии в которой дает адекватное геометрическое описание понятия энтропии Кулоновского поля.



1 Интеграл от потенциала Кулоновского поля и двойное соотношение.

Потенциал (потенциального) поля определяется как работа поля над пробным зарядом при перемещении последнего между двумя точками заданной кривой внутри пространства действия поля на заряд. Область отсутствия действия поля является единым пространством для всех пробных зарядов, что позволяет ввести понятие потенциала заданной точки пространства. Однако, внутри действия поля потенциал поля зависит от двух переменных – от координаты начала и от координаты конца линии, вдоль которой совершалась работа над пробным зарядом. Уточнение этих обстоятельств оказывается важным при определении интегральной характеристики поля.

Обычное определение потенциала поля предполагает, что действие поля на бесконечности равно нулю, тогда потенциал задается функцией одной переменной – радиального расстояния от заряда

$$\varphi(r) = k \int_{\infty}^r \frac{dx}{x^2} = k \frac{1}{r}, k = \frac{e^2}{4\pi\epsilon}. \quad (1.1)$$

Определенный интеграл от потенциальной функции имеет вид логарифмической функции

$$S_{ab} = k \int_b^a \frac{1}{r} dr = k \log \frac{a}{b} \quad (1.2)$$

Теперь рассмотрим случай, когда потенциал поля зависит от двух переменных – от координат начала и конца линии, вдоль которой совершается работа над пробным зарядом. Такая функция задается в виде разности двух потенциалов определенных на разных расстояниях

$$U_1 - U_2 = k \int_2^1 \frac{dx}{x^2} = k \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (1.3)$$

Для наших целей переопределим эту формулу следующим образом.

$$U_{12}(r) = U(r_1 - r) - U(r_2 - r) \quad (1.4)$$

По форме функция (1.3) совпадает потенциалом диполя, поэтому определение, данное формулой (1.4), назовем *дипольным потенциалом*. Дипольный потенциал, как видно, зависит от одной переменной и двух постоянных. Интеграл от дипольного потенциала имеет вид

$$\varphi_a - \varphi_b = \int_b^a U_{12}(r) dr = k \left(\log \frac{x_1 - a}{x_1 - b} - \log \frac{x_2 - a}{x_2 - b} \right) \quad (1.5)$$

Далее, представим (1.5) в экспоненциальной форме



$$\exp\left(\frac{1}{k}(\varphi_a - \varphi_b)\right) = \frac{a - x_1 b - x_2}{a - x_2 b - x_1}. \quad (1.6)$$

Правая часть равенства имеет вид двойного соотношения (*cross-ratio*).

Установим связь между определениями (1.2) и (1.5). С этой целью запишем (1.2) в экспоненциальной форме

$$\exp\left(\frac{1}{k}S_{12}\right) = \frac{x_1}{x_2} \quad (1.7)$$

Одновременная трансляция числителя и знаменателя дроби приводит к трансляции переменной на экспоненте

$$\exp\left(\frac{1}{k}S_{12} + \varphi_a\right) = \frac{x_1 - a}{x_2 - a} \quad (1.8)$$

Аналогично,

$$\exp\left(-\frac{1}{k}(S_{12} + \varphi_b)\right) = \frac{x_2 - b}{x_1 - b} \quad (1.9)$$

Произведение этих двух экспонент приводит к двойному соотношению в (1.6).

2 Модель Бельтрами – Пуанкаре гиперболической плоскости Лобачевского.

Квадрат интервала в модели Бельтрами – Пуанкаре гиперболической плоскости Лобачевского определенный в орициклических координатах имеет вид [3]

$$ds^2 = k \frac{d\xi^2 + d\eta^2}{\eta^2}. \quad (2.1)$$

Найдем уравнение для геодезической линии. Так как метрика не зависит от координаты ξ , то уравнение прямой линии удобно искать в виде $\xi = \xi(\eta)$. Длина линии задается интегралом

$$S = \int L d\eta, \quad \text{где } L = k \frac{1}{\eta} \sqrt{1 + \dot{\xi}^2}. \quad (2.2)$$

Прямая линия, будучи кратчайшей, задается уравнением Лагранжа

$$\frac{d}{d\eta} \frac{\partial L}{\partial \dot{\xi}} - \frac{\partial L}{\partial \xi} = 0, \quad (2.3)$$

которое сразу интегрируется. Находим



$$\frac{\dot{\xi}}{\eta\sqrt{1+\dot{\xi}^2}} = C, \quad (2.4)$$

где C – константа интегрирования.

При $C = 0$ получим

$$\xi(\eta_1) = \xi(\eta_2), \quad (2.5)$$

что соответствует вертикальным прямым линиям. Расстояние на этой линии определяется по формуле

$$S_{12} = k(\log \eta_1 - \log \eta_2). \quad (2.6)$$

Эта формула совпадает с формулой определенной в (1.2) для энтропии электростатического поля одиночного заряда, следовательно, данная характеристика поля получает геометрическую интерпретацию как длина геодезической линии, где k – характерная для данного пространства константа.

Теперь рассмотрим случай $C \neq 0$. Обозначим $R = \frac{1}{C}$ и разрешим уравнение (2.4) относительно $\dot{\xi}$, получим

$$\frac{d\xi}{d\eta} = \pm \frac{\eta}{\sqrt{R^2 - \eta^2}}. \quad (2.7)$$

Интегрирование уравнения приводит к уравнению окружности

$$R^2 = (\xi - \xi_0)^2 + \eta^2, \quad (2.8)$$

что также является уравнением геодезической линии (прямой) на полуплоскости Бельтрами-Пуанкаре. Чтобы найти формулу расстояния между точками ξ_1, η_1 и ξ_2, η_2 , напишем уравнение прямой (2.8) в параметрическом виде

$$\xi = \xi_0 + R \cos \theta, \quad \eta = R \sin \theta. \quad (2.9)$$

Согласно (2.1) и (2.2) длина этой прямой определяется по формуле

$$S_{12} = k \int_2^1 \frac{d\theta}{\sin \theta} = k(\log \tan \frac{\theta_1}{2} - \log \tan \frac{\theta_2}{2}), \quad (2.10)$$

или в экспоненциальной форме

$$\exp(S_{12}/k) = \tan \frac{\theta_1}{2} / \tan \frac{\theta_2}{2}. \quad (2.11)$$



Чтобы получить формулу для длины в переменных ξ, η , необходимо проделать ряд тригонометрических преобразований. Выведем искомую формулу для косинуса длины

$$\cosh (S_{12}/k) = \frac{1}{2} \left(\exp \left(\frac{S_{12}}{k} \right) + \exp \left(-\frac{S_{12}}{k} \right) \right). \quad (2.12)$$

Для этого следует воспользоваться формулой $\tan^2 \frac{B}{2} = \frac{1 + \cos B}{1 - \cos B}$ и определениями (2.9). Подставив (2.11) в (2.12), получим

$$\cosh (S_{12}/k) = \frac{1}{2} \frac{\tan^2(\theta_1/2) + \tan^2(\theta_2/2)}{\tan(\theta_1/2) \tan(\theta_2/2)} = \frac{2 - 2 \cos \theta_1 \cos \theta_2}{2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}. \quad (2.13)$$

Далее, переходя к обозначениям (2.9), придадим этим формулам вид

$$\cosh \frac{S_{12}}{k} = \frac{(\xi_1 - \xi_2)^2 + \eta_1^2 + \eta_2^2}{2\eta_1\eta_2}. \quad (2.14)$$

Формула (2.14) верна и при выполнении условия $\xi_2 = \xi_1$, что сводит (2.14) к формуле (2.6).

Связь между формулой для расстояния (2.14) и двойным отношением

$$\exp\left(\frac{1}{k}(\varphi_u - \varphi_w)\right) = \frac{u - x_1 w - x_2}{u - x_2 w - x_1} \quad (2.15)$$

устанавливается, как показано в [4] и [5], пользуясь соответствием

$$u = \frac{1}{\cos \theta}. \quad (2.16)$$

Используя эту связь можно из (2.15) прийти к формуле (2.14).

В модели Бельтрами – Пуанкаре геодезические линии на Эвклидовой плоскости изображаются или как прямые перпендикулярно исходящие от горизонтальной координаты, или как полуокружности с концами, лежащими на оси абсцисс. Интеграл от потенциала соответствует расстоянию на вертикальной линии, в то время как интеграл от дипольного потенциала соответствует длине дуги полуокружности радиусом, равным константе интегрирования.

Литература

- [1] И.Е. Тамм. Основы теории электричества. М. Наука. 1989.
- [2] E. Beltrami. "Teoria fondamentale degli spazi di curvatura costante". *Annali di Matematica Pura ed Applicata*, ser II, 2 (1868) 232-255.



- [3] Н.А.Черников. Планиметрия Лобачевского, модель Пуанкаре и преобразование Боголюбова в теории сверхтекучести. Сообщения ОИЯИ, Дубна. 1994, P2-94-469.
- [4] R.M.Yamaleev. New representation for energy-momentum and its applications to relativistic dynamics. Phys.Atomic Nuclei 74 (2011) 1775-1782. From light speed state to the rest: New representation for energy-momentum. arXiv: 0905.0234v1 [math-ph].
- [5] R.M.Yamaleev. Formulae for energy-momentum of relativistic particle regular at zero mass state. J.Mod.Phys. 2 (2011) 849-856.

УДК 530.12(063)
ББК 22.313я431
Ф60

Материалы XVI Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2020) / Ред.: Павлов Д.Г., Панчелюга В.А. – Москва, 11-й формат, 2020 — 162 с.

ISBN 978-5-4465-1195-2

Настоящий сборник содержит доклады, представленные на XVI Международной конференции «Финслеровы обобщения теории относительности» (FERT-2020), которая проводилась 14 ноября 2020 г. в городе Фрязино. Конференция посвящена проблемам геометризации времени. Она является продолжением серии конференций, проводившихся в России (2004, 2007, 2009-2010, 2012, 2015-2019 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

XVI-th International Conference
Finsler Extensions of Relativity Theory