

ГЕОМЕТРИЗИРОВАННАЯ ФИЗИКА ВАКУУМА. ЧАСТЬ V: СТАБИЛЬНЫЕ ВАКУУМНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ

Михаил Батанов-Гахман¹

(1) Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет),
Институт № 2 “Авиационные и ракетные двигатели и энергетические установки”,
ул. Волоколамское шоссе 4, Москва – Россия, 125993
(e-mail: alsignat@yandex.ru)

АННОТАЦИЯ

Данная статья является пятой частью научного проекта под общим названием «Геометризированная физика вакуума на основе Алгебры сигнатур». В этой статье вакуумные уравнения Эйнштейна используются как законы сохранения, а их решения как метрико-динамические модели стабильных вакуумных образований. Рассмотрены совокупности метрик-решений вакуумных уравнений, и предложены методы и способы извлечения информации из этих метрик на основе Алгебры сигнатур (Алсигны). Для удобства восприятия внутри-вакуумных процессов использована смена интерпретации нулевых компонент метрического тензора. Вместо искривленных пространственно-временных континуумов в рассмотрение введены «цветные» упругопластические сплошные псевдо-среды. В этом случае нулевые компоненты метрического тензора определяют не изменение темпа течения локального времени, а скорость течения внутри-вакуумного тока в локальной области упругопластической псевдо-среды. В завершении статьи предложено расширенное (третье) вакуумное уравнение Эйнштейна, которое позволяет рассмотреть метрико-динамические модели множества стабильных корпускулярных вакуумных образований. Бесконечно углубляемая переплетенная ткань пространственно-временного континуума Алсигны с учетом всех 16 сигнатур (т.е. 16-ти типов топологий) во многом схожа со спиновой сетью петлевой квантовой гравитации и с 6-мерными многообразиями Калаби-Яу. В этом смысле Алгебра сигнатур может послужить связующим звеном, объединяющим различные направления развития квантовой гравитации.

ABSTRACT

This article is the fifth part of a scientific project under the general title "Geometrized vacuum physics based on the Algebra of Signatures". In this article, Einstein's vacuum equations are used as conservation laws, and their solutions as metric-dynamic models of stable vacuum formations. Sets of metrics-solutions of vacuum equations are considered, and methods of extracting information from these metrics based on Algebra of Signature are proposed. For convenience of perception of intra-vacuum processes, a change in the interpretation of the zero components of the metric tensor was used. Instead of curved space-time continua, "colored" elastoplastic continuous pseudo-mediums are introduced into consideration. In this case, the zero components of the metric tensor determine not the change in the rate of flow of local time, but the speed of flow of intra-vacuum current in the local region of the elastoplastic pseudo-medium. At the end of the article, an extended (third) Einstein vacuum equation is proposed, which allows us to consider metric-dynamic models of a variety of stable corpuscular vacuum formations. Alsigna's infinitely deepening intertwined fabric of space-time continuum, taking into account all 16 signatures (i.e. 16 types of topologies), is in many ways similar to the spin network of loop quantum gravity and to 6-dimensional Calabi-Yau manifolds. In this sense, the Algebra of Signatures can serve as a link that unites different directions in the development of quantum gravity.

Ключевые слова: вакуум, вакуумное уравнение, сигнатура, алгебра сигнатур.

Keywords: vacuum, vacuum equation, signature, algebra of signatures.

ПРЕДЫСТОРИЯ И ВВЕДЕНИЕ

"The best things in the world are not things"
Paraphrasing Art Buchwald

Данная работа является пятой из цикла статей под общим названием «Геометризованная физика вакуума на основании Алгебры сигнатур». Целью данного проекта является исследование свойств пустоты (т.е. «вакуума»). В связи с этим в предыдущих четырех статьях данного цикла [1, 2, 3, 4] был предложен метод глубокого зондирования «вакуума» посредством просвечивания его взаимно перпендикулярными монохроматическими лучами света с длинами волн $\lambda_{m,n}$ из всех волновых поддиапазонов $\Delta\lambda = 10^m \div 10^n$ см, где $n = m + 1$ (смотрите §§ 1 – 2 в [1]).

В результате метод глубокого зондирования позволил представить пустоту (т.е. «вакуум») в виде бесконечной последовательности вложенных друг в друга $\lambda_{m,n}$ -вакуумов (т.е. световых $3D_{m,n}$ -ландшафтов, смотрите рис. 2 и 4 в [1]). На основании данного метода был разработан математический аппарат под общим названием «Алгебра сигнатур» (сокращенно «Алсигна»), пригодный для описания свойств не только «вакуума», но любой другой сплошной среды, если эти среды зондировать не световыми лучами, а, например, лучами звуковых волн.

В частности, в [1, 2, 3, 4] были изложены:

- основы Алгебры стигнатур (для совокупности 4-мерных аффинных, т.е. векторных, пространств);
- основы Алгебры сигнатур (для совокупности 4-мерных метрических пространств);
- основы спектрально-сигнатурного анализа;
- некоторые аспекты кинематики и динамики $\lambda_{m,n}$ -вакуумных слоев.

Каждое из этих направлений исследований требует дальнейшего развития, но в этой статье делается следующий шаг в направлении развития математического аппарата Алсигны, в частности рассматривается возможность геометризованного описания стабильных вакуумных образований. То есть таких деформированных и/или искривлённых областей «вакуума», которые не изменяются со временем.

В этой статье мы будем использовать самый простой вариант дифференциальной геометрии, с упрощениями соответствующими геометрии Римана (смотрите рис. 1а или рис. 4 в [4]). В дальнейшем такой тип упрощений будем называть римановым приближением.

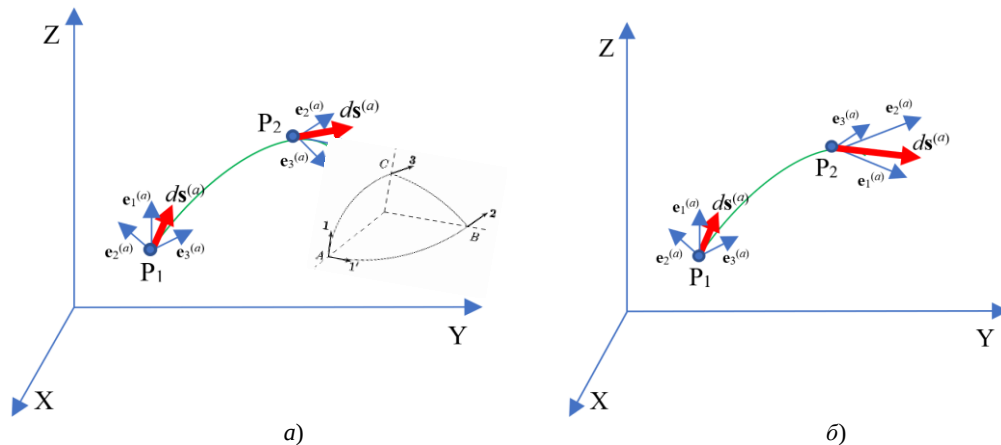


Рис. 1: (повторение рис. 4 в [4]) а) В геометрии Римана перенос (т.е. трансляция) вектора $ds^{(a)}$ из точки p_1 искривленного пространства в близлежащую точку p_2 того же пространства осуществляется по касательной к геодезической линии, соединяющей эти точки. При этом меняется только направление этого вектора, а его величина остается неизменной. В этом случае при переносе вектора $ds^{(a)}$ величина базисных векторов $e_m^{(a)}$ и углы между ними не изменяются. Кривизна такого пространства определяется изменением направления вектора $ds^{(a)}$ при его параллельном переносе по бесконечно малому контуру; б) В наиболее сложно искаженном пространстве при переносе (т.е. трансляции) вектора $ds^{(a)}$ по касательной к геодезической линии из точки p_1 в p_2 , может измениться его направление, величина, смещение и он может быть повернут вместе со скручиванием геодезической линии. При этом могут изменяться все четыре параметра 4-базиса $\alpha_{ij}^{(a)}, \beta^{pm(a)}, e_m^{(a)}, dx^{i(a)}$ (смотрите § 1 в [4]). При переносе вектора $ds^{(a)}$ в таком сложно искаженном пространстве величина базисных векторов $e_m^{(a)}$ и углы между ними могут изменяться, и сам 4-базис в целом может поворачиваться и смещаться

Напомним, что в рамках геометрии Римана при переносе (т.е. трансляции) вектора $ds^{(a)}$ в искривленном пространстве по касательной к геодезической линии, меняется только его направление (рис.1а). В этом случае величина вектора $ds^{(a)}$ остается неизменной и его скручивание и вращение отсутствуют.

Несмотря на то, что упрощенная дифференциальная геометрия называется «геометрией Бернхарда Риман», необходимо отметить, что большой вклад в ее развитие и окончательную формулировку внес Давид Гильберт. В 1895 году по приглашению Феликса Клейна 33-летний Д. Гильберт перешёл в Гёттингенский университет и занял кафедру, которую в своё время занимали Гаусс и Риман. На этой должности он оставался 35 лет, фактически до конца жизни.

Самый сложный вариант дифференциальной геометрии соответствует искаженному пространству, в котором геодезическая линия между двумя близлежащими точками p_1 и p_2 этого пространства не только искривляется, но и скручивается, деформируется (растягивается или сжимается) и смещается. В этом случае при переносе (т.е. трансляции) вектора $ds^{(a)}$ по касательной к такой геодезической линии, могут меняться его: направление, длина, смещение, он может поворачиваться вместе со скручиванием геодезической линии (смотрите рис. 1б).

Такую самую сложную дифференциальную геометрию будем называть «пространством метрии мета-абсолютного параллелизма» (сокращенно МАП-пространством метрии).

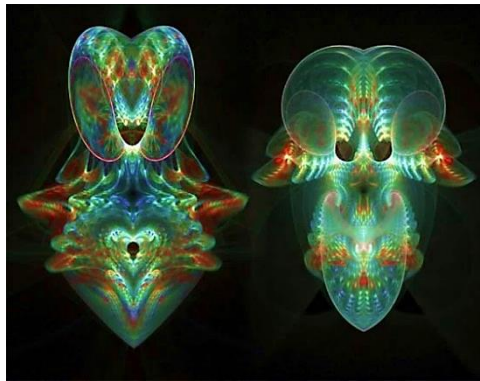
Слово «геометрия» происходит от древнего греческого слова γεωμετρία ← γῆ (земля) + μετρέω (мерить; оценивать), то есть это слово изначально связано с измерением поверхности планеты Земля. Постепенно поверхность-метрия оторвалась от земной поверхности и стала отдельным предметом изучения. Если «вещи» называть своими именами, то Алгебра сигнатур – это вакуум-метрия или пространством метрии.

МАП-пространством метрии еще предстоит разработать несмотря на то, что уже многое сделано в этом направлении. Например, получили развитие: геометрия с кручением Римана-Картана-Схоутена, геометрия Эйнштейна-Вейля, геометрия абсолютного параллелизма Вайценбека-Витали-Шипова, метод изотропных тетрадей Ньюмана - Пенроуза, биметрическая геометрия Розена, комплексная риманова геометрия, финслерова геометрия, телепараллельные модели гравитации Хорнске, модели гравитации RS (Randall-Sundrum models), модель петлевой квантовой гравитации, модель гравитации Бранса-Дикке, модель гравитации Гаусса-Бонэ, комформная гравитация и т.д.

Как будет показано ниже риманово приближение (т.е. геометрия с упрощениями, показанными на рис. 1.1а) позволяет получить метрико-динамические модели стабильных вакуумных образований корпускулярного типа (рис. 1.1а). Но для описания стабильных узловых вакуумных структур («духов», на подобии показанных на рис. 1.1б), римановой геометрии и Алгебры сигнатур недостаточно.



а)



б)

Рис. 1.1: а) Стабильное сферическое вакуумное образование, которое условно называется «корпускулой»; б) Стабильные узловые вакуумные структуры, условно называемые «духами»

Кроме того, космологическая модель, построенная на основании упрощенной римановой геометрии, не может быть завершенной. Поэтому приходится использовать эвристические приемы, опирающиеся на эмпирические данные. Следует ожидать, что только наиболее полная МАП-пространствометрия может позволить создать не противоречивую, замкнутую космологическую модель без привлечения феноменологических и эвристических гипотез.

Еще раз отметим, что целью этой статьи является построение метрико-динамических моделей стабильных вакуумных образований, опираясь на упрощенную риманову геометрию и Алгебру сигнатур (Алсигну), представленную в первых статьях предлагаемого проекта [1, 2, 3, 4].

Чтобы построить модели стабильных вакуумных образований необходимо сначала сформулировать законы сохранения. Для этого воспользуемся общей теорией относительности (ОТО) А. Эйнштейна, которая опирается на риманову геометрию. Однако ОТО не совсем подходит для реализации поставленной цели по ряду причин, перечисленных ниже.

1] Анализ противоречий в ОТО

Проведенный ниже анализ возникновения основного уравнения общей теории относительности, не претендует на строгость и не является результатом скрупулезного изучения многочисленной литературы, посвященной этому великому «памятнику» человеческой мысли. Это только попытка реконструировать последовательность событий с целью выявления корня противоречий в этой теории.

Изначально А. Эйнштейн в течении 10 – 12 лет (в период с 1906 по 1917 гг.) строил общую теорию относительности таким образом, чтобы для нерелятивистского приближения (т.е. для слабого гравитационного поля и малых скоростей) она сводилась к теории тяготения Ньютона.

В ньютоновской механике потенциал гравитационного ϕ поля, создаваемого материальным телом с плотностью массы ρ , описывается уравнением Пуассона

$$\Delta\phi = 4\pi G\rho, \quad (1)$$

где $G = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^3$ – гравитационная постоянная.

Вне массивного тела уравнение Пуассона (1) переходит в уравнение Лапласа $\Delta\phi = 0$, решение которого для шарообразного тела с постоянной массой M имеет вид

$$\phi = -G \frac{M}{r}, \quad (2)$$

где $r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$ – расстояние от центра тела до точки наблюдения.

Критерием истинности новых представлений о природе гравитации для А. Эйнштейна была возможность возвращении к уравнению Пуассона (1) при упрощении исходных условий.

Кроме условия преемственности теорий, А. Эйнштейн также руководствовался: принципом координатной инвариантности (т.е. независимость законов физики от выбора системы координат), принципом общей ковариантности (т.е. утверждением, что уравнения описывающие физические явления в разных системах координат и системах отсчета, должны иметь одинаковую форму. В частности, уравнения должны быть инвариантны по отношению к преобразованиям Лоренца). Так же А. Эйнштейн опирался на эвристический принцип «эквивалентности сил гравитации и инерции» (т.е. сила гравитационного взаимодействия отождествлялась с силой инерции, возникающей в ускоренной системе отсчета). Другими словами, эффекты гравитации Эйнштейн сопоставил с искривлением 4-мерного пространства-времени. Еще один важный эйнштейновский принцип – это «независимость скорости света от системы отсчета», который, в итоге, связал пространство и время в единый пространственно-временной континуум Минковского с метрикой $ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2$. Вначале творческого пути А. Эйнштейна вдохновляли идеи Э. Маха о том, что характеристики пространства и времени (в частности, свойства инерциальных систем отсчета) предопределены

распределением массивных тел. Так же Эйнштейн соглашался с критикой Маха ньютоновской физики в отношении абсолютного пространства, абсолютного движения и абсолютной массы, откуда следовало что все уравнения физики должны включать в себя только относительные величины, например, относительные расстояния, относительные скорости и относительную инерцию. Но в последствии дальноедействие гравитации Ньютона (которого придерживался Э. Мах) вошло в противоречие с предельностью скорости света, а условия формирования сил инерции с принципом эквивалентности. Поэтому в рамках специальной и общей теорий относительности Эйнштейна идеи Маха изменились до неузнаваемости.

В период 1913 – 1915 гг. Альберт Эйнштейн, при содействии Марселя Гроссмана, воспользовался достижениями геометрии Римана, обобщенной на случай искривленного 4-мерного пространства-времени на основании работ Хендрика Лоренца, Анри Пуанкаре и Германа Минковского. Так же на Эйнштейна совместно с Адрианом Фоккером повлияла нелинейная теория гравитации Гуннара Нордстрёма.

В итоге в середине 1915 г. Эйнштейн записал обще ковариантное уравнение [5]

$$\sqrt{-g}R_{ik} = -\kappa \left(T_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}T \right), \quad (3)$$

где g_{ik} – компоненты метрического тензора искривленного 4-мерного пространства с метрикой $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$,
 $g = |g_{ik}|$ – детерминант матрицы g_{ik} . (4)

κ – коэффициент пропорциональности;

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{mk}^l - \text{тензор Риччи}; \quad (5)$$

$$\Gamma_{ik}^\lambda = \frac{1}{2}g^{\lambda\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu k}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^\mu} \right) - \text{символы Кристоффеля}; \quad (6)$$

T_{ik} – тензор плотности энергии-импульса материального объекта;

T – след тензора плотность энергии-импульса, $T = g^{ik}T_{ik}$.

Очень сложно разобраться в невероятно напряженном мыслительном процессе А. Эйнштейна, но, по всей видимости, он приравнивал полностью геометризованный тензор Риччи R_{ik} материальному тензору $T_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}T$ потому, что в искривленном пространстве ковариантные производные всех этих тензоров равны нулю

$$\nabla_j R_{ik} = 0, \quad \nabla_j \left(T_{ik} - \frac{1}{2}Tg_{ik} \right) = 0, \quad \nabla_j T_{ik} = 0, \quad \nabla_j g_{ik} = 0. \quad (7)$$

Однако Давид Гильберт показал математическую некорректность уравнения (3).

Д. Гильберт в 1915 г. находился в тесной переписке с А. Эйнштейном и, судя по всему, видел уравнение (3) со следовым членом в правой части [6]. Наличие следового члена $\frac{1}{2}Tg_{ik}$ в уравнении (3) могло послужить ориентиром для Гильберта в поисках верного решения.

В статье 1915 [7] Д. Гильберт вычислил вариацию интеграла

$$\delta \int R \sqrt{-g} d\Omega = \delta \int g^{ik} R_{ik} \sqrt{-g} d\Omega, \quad (8)$$

$$\text{где } R = g^{ik} R_{ik} - \text{скалярная кривизна}; \quad (9)$$

$d\Omega = dt dx dy dz$ – элемент 4-мерного объема.

В результате Гильберт получил тензор со следовым членом $R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik}$, ковариантная производная от которого равна нулю [7]

$$\nabla_j \left(R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} \right) = 0. \quad (10)$$

Позднее выяснилось, что в рамках римановой геометрии доказывается второе тождество Бьянки

$$\nabla_i R^s_{rjk} + \nabla_j R^s_{rki} + \nabla_k R^s_{rij} = 0. \quad (11)$$

При несложных преобразованиях и умножении на контравариантный тензор g^{ik} тождество Бьянки (11) сворачивается до выражения (10). Данный способ получения тензора Эйнштейна $R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik}$ назван «королевским», из-за его простоты. Однако по мнению многих исследователей ни Эйнштейн, ни Гильберт не знали тождеств Бьянки на момент создания основного уравнения общей теории относительности. Оба гения использовали вариационное исчисление.

Некоторые исследователи считают, что А. Эйнштейн, узнал про тензор со следовым членом $R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik}$ из работы Д. Гильберта [6]. Поэтому он умножил обе части уравнение (3) на g^{ik}

$$g^{ik}R_{ik} = -\kappa g^{ik}\left(T_{ik} - \frac{1}{2}g_{ik}T\right),$$

в результате получил $T = R/\kappa$, откуда легко следует уравнение

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} = \kappa T_{ik}. \quad (12)$$

Из специальной теории относительности А. Эйнштейну было известно, что тензор плотности энергии-импульса может иметь вид [8]

$$T_{ik} = (p + \rho c^2)u_i u_k - pg_{ik} + \frac{1}{4\pi}\left(-F_{il}F^l_k + \frac{1}{4}g_{ik}F_{lm}F^{lm}\right), \quad (13)$$

где ρ – плотность материи; $c = \sqrt{u_0 u_0}$ – скорость света; u_i – 4-скорость перемещения материи; p – давление, F_{il} – электрическое поле.

Для пылевидной неподвижной и незаряженной материи (т.е. при $p = 0$, $u_x = u_y = u_z = 0$ и $F_{il} = 0$), только одна компонента тензора энергии-импульса (13) не равна нулю $T_{00} = \rho c^2$ [8], или

$$T_{ik} = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Поэтому при малых скоростях по сравнению со скоростью света и в приближении слабого гравитационного поля, т.е. $g_{00} \approx 1 + 2\phi/c^2$, уравнение (12) сводится к уравнению Пуассона (1), если коэффициент пропорциональности равен $\kappa = 8\pi G/c^4 \approx 2,07665 \cdot 10^{-43} \text{ Н}^{-1}$.

На самом деле в этой задаче произошла методологическая подмена. Понятно, что Эйнштейн решал колоссально сложную задачу, и для него было важно, что в нерелятивистском (ньютоновском) пределе уравнение (12) свелось к уравнению Пуассона (1). Но это получилось за счет замысловатой манипуляции с релятивистской массой, в результате которой возник подгоночный параметр, знаменитый $E = mc^2$, который был подставлен в классический нерелятивистский лагранжиан

$$L = -mc^2 + \frac{mv^2}{2} - m\phi.$$

На уравнение движения материального объекта постоянная величина mc^2 в лагранжиане не влияет, но если эту огромную энергию покоящегося тела (включенную в рассмотрение вне всякого здравого смысла) убрать из данного лагранжиана, то уравнение Пуассона (1) из уравнений Эйнштейна-Гильберта (12) при малых скоростях и слабом

поле не получится. То есть без чисто релятивистской поправки tc^2 никакого нерелятивистского классического предела из уравнений ОТО не получается – это уже само по себе парадокс.

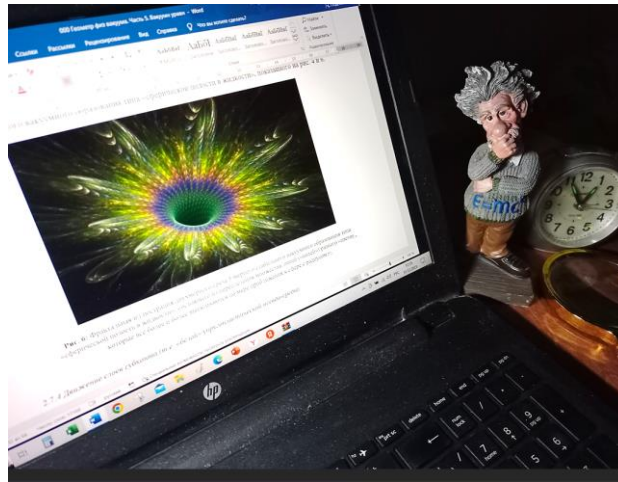
В результате эта подгонка привела к неверному результату. Если решение (2) $\phi = -GM/r$ подставить в метрику с нулевой компонентой $g_{00} \approx 1 + 2\phi/c^2$

$$ds^2 \approx \left(1 + \frac{2\phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - d\vec{r}^2 \approx \left(1 - \frac{2GM}{c^2} \frac{1}{r}\right) c^2 dt^2 - d\vec{r}^2$$

то эта метрика не будет решением уравнения (12) при $T_{00} = \rho c^2$ и $M = \int \rho dV$

$$R_{00} - \frac{1}{2} R g_{00} = \frac{8\pi G}{c^4} \rho c^2.$$

В лучшем случае данная метрика – это решение Шварцшильда вакуумного уравнения $R_{ik} = 0$.



Философы, поэты и ученые девятнадцатого и двадцатого веков прогнали Вселенский РАЗУМ Б-ГА из науки, и она стала безумной. «Никто не понимает квантовую механику» – сказал Ричард Фейнман, и никто не понимает теорию относительности. Историки науки рассказывают, что после лекции восторженные студенты сказали Артуру Эддингтону: – «Вы второй человек в мире, кто понимает общую теорию относительности!». Эддингтон в ответ спросил: – «А кто первый?».

Можно ли считать это ошибкой Эйнштейна. Конечно нет. Во-первых, Эйнштейн был искренен в расчетах, т.к. полученный результат убедительно следовал из специальной теории относительности. Во-вторых, он полностью повторял логику пост-ньютоновской физики, т.к. потенциал (2) являлся решением уравнения $\Delta\phi = 0$. В-третьих, это заблуждение было исторически неизбежным. В то время авторитет классической физики был настолько непререкаем, что если бы из ОТО в нерелятивистском пределе не следовала теория тяготения Ньютона, то новая теория не была бы принята. Это было заблуждение поколения.

Таким образом коэффициент $8\pi G/c^4$ в правой части уравнения (12) был введен А. Эйнштейном для того, чтобы согласовать размерности двух сторон этого уравнения, и чтобы при условии слабого гравитационного поля из уравнения (12) вытекало уравнение Пуассона (1).

Как бы там ни было, но к концу 1915 г. в итоге А. Эйнштейн и Д. Гильберт практически одновременно получили обще ковариантное уравнение, связывающее метрические характеристики локальной области искривленного 4-мерного пространства с компонентами тензора плотности энергии-импульса материи

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik}. \quad (14)$$

Вынуждено, связав правую часть уравнения (14) с феноменологическими свойствами непознанной материи (terra incognita), А. Эйнштейн внес в ОТО несколько проблем.

Первая проблема ОТО обусловлена присутствием в правой части уравнения (14) плотности массы вещества ρ с волонтаристской размерностью $\text{кг}/\text{м}^3$ и с размерной константой G ($\text{Н} \cdot \text{м}^2/\text{кг}^3$), которые в принципе невозможно ввести в полностью геометризованную теорию.

Напомним, что килограмм (кг) – это субъективное, феноменологическое понятие. До 20 мая 2019 г. под одним килограммом в системе СИ понималась «масса» платино-иридиевого цилиндра диаметром и высотой 39,17 мм (т.е. международного прототипа килограмма), вес которого соответствует весу кубического дециметра (литра) дистиллированной воды при температуре 4 °С и атмосферном давлении 101,325 кПа на широте Парижа. Очевидно, что размерность килограмм – это чисто волонтаристское понятие, образом не связанное с геометрией. С таким же успехом в качестве прототипа килограмма можно было бы взять металлический цилиндр с весом, соответствующим весу, например, яблока из сада Исаака Ньютона в усадьбе Вулсторп (графство Линкольншир) или вес маслины из Гефсиманского сада.

Гравитационная постоянная – это чрезвычайно малая величина $G = 6,67430(15) \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-2} \cdot \text{кг}^{-1}$, которая определена из средней плотности массы Земли. с большой относительной погрешностью $\sim 10^{-4}$, уменьшить которую не удастся уже многие десятилетия. Вместе с тем сама плотность массы нашей планеты определена косвенными (далеко не очевидными) методами. Так же нет уверенности, что гравитационная постоянная G одинакова во всей Вселенной, и что она не изменяется со временем. Да и с самим законом всемирного тяготения Ньютона далеко не все благополучно. На сегодняшний день накопилось множество экспериментальных фактов, которые не согласуются с этим законом. Например, широко известно, что если использовать справочные данные касательно: массы Солнца $M_\odot$ и расстояния от Солнца до Луны $r_\odot$, а так же массы Земли $M_\oplus$ и расстояния от Земли до Луны $r_\oplus$, то из закона всемирного тяготения следует, что Солнце примерно в 2,5 раза сильнее притягивает Луну, чем Земля: $(M_\odot/r_\odot^2) / (M_\oplus/r_\oplus^2) \approx 0,888/0,375 \approx 2,368$. Другими словами, если бы наши примитивные пост-ньютоновские воззрения были верны, то Луна уже давно улетела бы к Солнцу, и таких нестыковок много.

Попытка обосновать значение гравитационной постоянной G была предпринята в теории тяготения Йордана-Бранса-Дикке за счет введения скалярного потенциала ϕ , взаимодействующего с метрикой пространства-времени. Однако в рамках этой теории G не обязательно постоянна, но зависит от скалярного поля $1/G \sim \phi$, которое может изменяться в пространстве и времени. Несмотря на то, что данная теория тяготения сводится к ОТО в предельном случае, ряд ее предсказаний не подтвердился на практике. Кроме того, в этой теории имеется дополнительный подгоночный параметр связи ω , что влечет за собой замену одной эмпирической константы на другую.

Введение размерной константы — это всякий раз «ропись» науки в неспособности объяснить суть физического явления, и предназначено только для того, чтобы согласовать волонтаристские размерности взаимосвязанных физических величин. Например, гравитационная постоянная G связывает (без объяснения сути явления) отношение массы тела к расстоянию с потенциалом гравитационного поля; скорость света c связывает пространство со временем, постоянная Больцмана k_B связывает температуру с энергией; постоянная Планка $\hbar$ связывает энергию с частотой электромагнитного излучения; элементарный заряд (т.е. заряд электрона или протона) e связывает электромагнитное поле с силой Лоренца и т.д. Каждый подобный случай формальной связи различных физических величин посредством размерной константы требует глубокого осмысления и объяснения. Сейчас мы отчетливо понимаем, что полностью геометризованная физика вакуума не должна содержать никаких размерных констант (кроме, возможно, пути пройденного светом в вакууме за единицу времени и параметрического радиуса Вселенной). В полностью геометризованную теорию должны входить безразмерные естественные геометрические и математические безразмерные константы, например, такие как: число Архимеда (отношение длины окружности к ее диаметру, π), число Эйлера (e), число Фидия (золотое сечение ϕ) и т.д. Но в период 1915 – 1925 г. А. Эйнштейна, как и всех остальных апологетов ОТО, интересовало только наличие ньютоновского предела. То есть было

чрезвычайно важно показать, что новые представления о гравитации должны согласоваться с предшествующими пост-ньютоновскими воззрениями, даже если ради этого приходится пожертвовать здравым смыслом.

Скорость света тоже зависит от условно выбранных единиц измерения пространства (метр) и времени (секунда). Национальный Конвент революционной Франции в 1892 – 1997 г. постановил, что один метр – это одна десятиmillionная часть Парижского меридиана, от северного полюса до экватора по поверхности земного эллипсоида. Можно понять революционную Францию, которая не хотела измерять длину в ярдах (т.е. в расстояниях от кончика носа английского короля Эдгара, до кончика его среднего пальца вытянутой руки). Но не ясно, чем Парижский меридиан лучше Иерусалимско-Московского меридиана, или Нью-Йоркского меридиана, или Пекинского меридиана и т.д., кроме того, что в то время величайшие ученые мира были сосредоточены во Франции. Не более обоснована резолюция XIII Генеральной конференция по мерам и весам, определившая секунду как время, равное 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния изотопа атома цезия-133. Очевидно, что данные единицы измерения пространства и времени выбраны эвристически (волютаристски), и не имеет никакого отношения к реальному пространственно-временному континууму или к вакууму. Тем не менее, скорость света дает удобное для нас относительное представление о скорости перемещения волновых возмущений в вакууме, и это единственная разменная константа с абсолютно ясным физическим смыслом.

Вторая проблема ОТО связана с возможностью нарушения нелокальных законов сохранения энергии и импульса. Дело в том, что законы сохранения должны иметь вид [8, §98]

$$\frac{\partial T_{ik}}{\partial x^j} = 0, \quad (15)$$

тогда как в искривлённом пространстве нулю равна ковариантная производная

$$\nabla_j T_{ik} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x^j} - \Gamma_{ij}^l T_{lk} - \Gamma_{kj}^l T_{il} = 0, \quad (16)$$

которая отличающаяся от закона сохранения (15) на величину $-(\Gamma_{ij}^l T_{lk} + \Gamma_{kj}^l T_{il})$.

Действительно, интеграл по 4-мерному объёму $\int T_{ik} \sqrt{-g} d\Omega$ сохраняется только при выполнении условия [9]

$$\frac{\partial \sqrt{-g} T_{ik}}{\partial x^j} = 0. \quad (17)$$

Только для локально-инерциальной системы отсчета, в которой все символы Кристоффеля равны нулю ($\Gamma_{kj}^l = 0$), получается полноценный закон сохранения $\nabla_j T_{ik} = \partial T_{ik} / \partial x^j = 0$.

Апологеты ОТО связывали нарушение нелокальных законов сохранения в ОТО с тем, что уравнение Эйнштейна-Гильберта (14) не полно, т.к. оно не включает энергию-импульс самого гравитационного поля t_{ik} , задаваемого таким псевдотензором, что:

$$\frac{\partial}{\partial x^j} (-g)(T_{ik} + t_{ik}) = 0. \quad (18)$$

Один из явных видов псевдотензора t_{ik} выписан в [8]:

$$t^{ik} = \frac{c^4}{16\pi G} \{ (2\Gamma_{lm}^n \Gamma_{np}^p - \Gamma_{lp}^n \Gamma_{mn}^p - \Gamma_{ln}^p \Gamma_{mp}^p)(g^{il} g^{km} - g^{ik} g^{lm}) + g^{il} g^{mn} (\Gamma_{lp}^k \Gamma_{mn}^p - \Gamma_{mn}^k \Gamma_{lp}^p - \Gamma_{np}^k \Gamma_{lm}^p - \Gamma_{lm}^k \Gamma_{np}^p) + g^{kl} g^{mn} (\Gamma_{lp}^i \Gamma_{mn}^p - \Gamma_{mn}^i \Gamma_{lp}^p - \Gamma_{np}^i \Gamma_{lm}^p - \Gamma_{lm}^i \Gamma_{np}^p) + g^{lm} g^{np} (\Gamma_{ln}^i \Gamma_{mp}^k - \Gamma_{lm}^i \Gamma_{np}^k) \}. \quad (19)$$

Однако, если бы псевдотензор t_{ik} был включен в правую часть уравнения (14), то по логике ОТО это означало бы, что искривленность пространства была бы источником его же кривизны с бесконечно сложными последствиями. Кроме

того, оказалось, что со всеми видами псевдотензоров t_{ik} связаны проблемы, типа «парадокса Бауэра» [9], т.к. все известные псевдотензоры t_{ik} оказываются неравными нулю даже для плоского псевдо-евклидова пространства, метрика которого задается в криволинейных координатах.

Проблема нарушения закона сохранения энергии в ОТО присутствует еще и в другом качестве. При падении тела в черную дыру по его энергия стремится к бесконечности даже при приближении к гравитационному радиусу.

А. Эйнштейн осознавал, что правая часть уравнения (14) носит феноменологический характер. В научных кругах бытует мнение, что Эйнштейн называл левую часть этого уравнения «Великолепным дворцом», а правую – «ветхой хижинкой». Сам Эйнштейн и многие его последователи неоднократно пытались геометризовать правую часть уравнения (14) посредством усложнения свойств пространства-времени, рассматривая, например, пространство-время с кручением, или пространство с пятью (теории Калуцы и Клейна) и более измерениями.

Все эти работы связаны с программой «полной геометризации физики» Уильяма Клиффорда [10]. Обзор различных попыток геометризовать правую часть уравнения Эйнштейна-Гильберта (14) можно найти, например, в [9,11].

Однако многие разновидности геометрофизики сталкиваются с другими видами затруднений. Например, в неримановых геометриях кручение и объекты неголономности не могут быть причиной длительного существования стабильных вакуумных образований, т.к. кручения и локальные спин-торсионные проявления могут описывать только вращающиеся (вихреподобные) области вакуума, носящие солитонный характер, т.е. существующие только до тех пор, пока они движутся со скоростью, согласованной с «упруго-пластическими» свойствами вакуума.

Третья проблема ОТО заключается в следующем. Как отметил Карбановский В.В., в силу симметричности тензоров $R_{ik} = R_{ki}$, $g_{ik} = g_{ki}$ и $T_{ik} = T_{ki}$ дифференциальные уравнения Эйнштейна-Гильберта (14) сводятся к системе десяти {10} уравнений, а переменных параметров (т.е. неизвестных величин) в этих уравнениях двадцать {20}

$$\begin{pmatrix} g_{00} & g_{10} & g_{20} & g_{30} \\ g_{01} & g_{11} & g_{21} & g_{31} \\ g_{02} & g_{12} & g_{22} & g_{32} \\ g_{03} & g_{13} & g_{23} & g_{33} \end{pmatrix} \text{ и } \begin{pmatrix} T_{00} & T_{10} & T_{20} & T_{30} \\ T_{01} & T_{11} & T_{21} & T_{31} \\ T_{02} & T_{12} & T_{22} & T_{32} \\ g_{03} & T_{13} & T_{23} & T_{33} \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Поэтому решить эти уравнения без дополнительных условий и неустранимых неопределённостей практически невозможно.

Для примера, рассмотрим во многом основополагающую в современной астрофизике метрику Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера (ФЛРУ-метрику)

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right), \quad (21)$$

где $k = 0, 1, -1, i, -i$;

$a(t)$ – «масштабный фактор», предназначен для перехода в сопутствующую систему отсчета, зависит от времени t , которое течет одинаково во всех точках однородной и изотропной вселенной, обладающей свойствами «идеальной жидкости» с повсеместно одинаковой средней плотностью массы ρ и давлением p .

Тензор плотности энергии-импульса в каждой точке такой «идеальной жидкости»:

$$T_i^k = \begin{pmatrix} \rho c^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p \end{pmatrix}. \quad (22)$$

ФЛРУ-метрика (21) не является решением уравнения Эйнштейна-Гильберта (14) в классическом понимании слова «решение». На самом деле, сначала эта метрика конструируется из предположения, что каждый локальный участок

4-мерного пространства – это 3-псевдосфера с радиусом $a(t)$, зависящим от времени. Уравнение такой локальной 3-псевдосферы имеет вид

$$-dx_2^2 + dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 = ka(t)^2, \quad (23)$$

где $k = 0, 1, -1, i, -i$.

Математические преобразования уравнения 3-псевдосферы (23) приводят к метрике (21).

Далее, чтобы выяснить, как в рамках ОТО может изменяться объем каждой 3-псевдосферы с радиусом $a(t)$, компоненты метрики (21) подставляют в символы Кристоффеля Γ_{ik}^λ (6). В свою очередь, значения вычисленных символов Γ_{ik}^λ подставляются в тензор Риччи (5), а полученные компоненты тензора Ричи подставляются в уравнение Эйнштейна-Гильберта (14). В результате получается система уравнений Фридмана

$$\begin{cases} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\rho, \\ 2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} = -\frac{8\pi G}{c^2}p, \\ \rho = f(p), \end{cases} \quad (24)$$

где $\dot{a}, \ddot{a}$ – первая и вторая производные масштабного фактора $a(t)$ по времени;

Уравнение (14), и вытекающие из него уравнения Фридмана, не допускали возможности описания стационарной Вселенной. Поэтому А. Эйнштейн в 1917 г. воспользовался свойством ковариантных производных (7), в частности согласованностью метрики со связанностью $\nabla_j g_{ik} = 0$, и в статье [12] записал выражение с лямбда членом Λ , которое преобразуется в формулу

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} - \Lambda g_{ik} = \frac{8\pi G}{c^2}T_{ik}, \quad (25)$$

где Λ – константа, получившая название «космологическая постоянная».

При подстановке компонент метрического тензора из ФЛРУ-метрики (21) в уравнение (25) получается система уравнений Фридмана с лямбда членом

$$\begin{cases} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} - \frac{\Lambda c^2}{3} = \frac{8\pi G}{3}\rho, \\ 2\frac{\ddot{a}}{a} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{a^2} - \Lambda c^2 = -\frac{8\pi G}{c^2}p, \\ \rho = f(p). \end{cases} \quad (26)$$

Мало того, что уравнения Фридмана формально-эвристически «сконструированы» с использованием уравнений ОТО (14) или (25), но и решения этой системы уравнений не однозначны. Поскольку у систем (24) или (26) два уравнения, а неизвестных в первом случае три: $a(t), \rho$ и p , а во втором случае четыре $a(t), \rho, p$ и Λ . Поэтому необходимо добавить дополнительные уравнения, типа $\rho = f(p)$ или $p = f(\rho, \Lambda)$, которые называют «уравнениями состояния». Таких уравнений состояния, вводимых «руками», может быть бесконечное количество. Также следует учитывать, что k может принимать любое из пяти значений $0, 1, -1, i, -i$. Кроме того, при решении дифференциальных уравнений (24) возникают константы интегрирования, от которых также избавляются волюнтаристски, т.к. граничные условия в этих задачах часто не определены.

Изначально Эйнштейн критически отнесся к уравнениям Фридмана. Одно из критических замечаний было связано с тем, что, по мнению Эйнштейна, средняя плотность массы ρ и среднее давление p не могут оставаться постоянными, если объем Вселенной изменяется. Но позже Эйнштейн изменил свое мнение. В 1923 г. редакция журнала

Zeitschrift für Physik получила статью Эйнштейна о нестационарной Вселенной, где он написал: – "В предыдущей заметке я подверг критике названную выше работу. Однако моя критика, как я убедился по побуждению господина Круткова из письма Фридмана, основывалась на ошибке в вычислениях. Я считаю результаты г-на Фридмана правильными и проливающими новый свет". А. Фридман смог показать, что для простейшего случая пылевидной Вселенной (т.е. при $\rho = \text{const}$ и $p = 0$) решение уравнений (24) зависят не просто от изменяющейся плотности массы $\rho(t)$, а от произведения такой плотности массы на локальный объем $\rho(t)a(t)^3$. Такое произведение действительно может быть константой, т.к. при увеличении объема $a(t)^3$ плотность массы $\rho(t)$ уменьшается, и наоборот. Поэтому окончательный результат вычислений зависит только от полной массы Вселенной, которая в этом случае остается неизменной (или от неизменной первоначальной плотности массы). Такое же математическое чудо имеет место и в ньютоновской теории гравитации, поскольку для тела, находящегося у поверхности Земли, сила тяжести не зависит от давления и профиля плотности материи и в недрах планеты, а только от всей массы Земли в целом. К этому результату независимо или сразу несколько ученых, включая Леметра, Робертсона и Уокера. Поэтому неизбежно человечество получило бы Λ CDM (Lambda-Cold Dark Matter) стандартную космологическую модель, которая предполагает, что общая теория относительности Эйнштейна верна и верны вытекающие из нее уравнения Фридмана (26).

В рамках Λ CDM космологической модели принято считать, что пространственно-плоская Вселенная заполнена, помимо обычной барионной материей (5%), темной энергией (описываемой космологической постоянной Λ в уравнениях Эйнштейна) (70%) и холодной темной материей (Cold Dark Matter) (25%). Согласно этой модели, Вселенная должна была пройти инфляционную стадию развития и для согласования с наблюдениями (в частности, космической обсерватории «Планк») возраст Вселенной должен быть равным примерно 14 миллиардам лет. Сегодня для широкой научной общественности Λ CDM космологическая модель выглядит логичной, респектабельной и согласующейся с экспериментальными данными, однако специалисты знают, что если заглянуть в эту модель глубже, то возникают множество математических и логических сложностей, и что она базируется на многих недоказуемых эвристических и феноменологических предположениях, включая утверждение, что вся Вселенная однородна и изотропна. Кроме основных проблем, связанных с барионной асимметрией Вселенной и с субстанциональным составом «темной материи» и «темной энергии», имеются еще много других проблем. Например, почему мы считаем, что масса Вселенной – это константа. Если черные дыры генерируют излучение Хокинга (т.е. вырывает из вакуума элементарные частицы), то количество фотонов, лептонов и барионов должно постоянно увеличиваться? У нас даже нет уверенности, что скорость света является константой. Скорость света наша цивилизация измеряет с относительной погрешностью $\delta \approx 3 \cdot 10^{-9}$ всего лишь 70 – 80 лет. Можем ли мы быть совершенно уверены, что она не изменится со временем, при том, что объем Вселенной постоянно увеличивается с ускорением. Имеются мнения специалистов о том, что скорость света увеличивается каждый год на 1 см/с. Однако на сегодняшний день удается измерять скорость света с точностью до метра в секунду. Поэтому если точность измерений не увеличится, то только через 100 лет мы сможем узнать, насколько эти прогнозы правильны.

Описанный выше эвристический подход к уравнениям ОТО (14) и (25) привел к тому, что исследователи пытаются найти значения a , ρ , p и Λ в полной «тьме», с помощью экспериментальной астрофизики. Начиная с конца прошлого века Физика погрузилась во «тьму», как в прямом, так и в переносном смысле. Необъяснимая высокая скорость вращения периферии галактик, сотовая структура скопления галактик и интерпретация экспериментальных данных по скорости удаления цефеид и сверхновых звезд, как ускоренное расширение Вселенной (точнее как ускоренное увеличение локального масштабного фактора $a(t)$ в уравнениях Фридмана с космологической постоянной), привели к необходимости поиска «темной энергии» и «темной материи», а наличие «горизонта событий» в метрике Шварцшильда к формированию представлений о «черных дырах». При этом ответы на эти вопросы приходится искать в темной бездне ночного неба. Поэтому некоторые современные выдающиеся исследователи шутливо высказываются, что для Физики настали «темные времена».

На самом деле «тьма» охватила все передовые отрасли Физики в целом. Дело в том, что передовая Физика «ослепла» потому, что на крайних рубежах Знания перестали эффективно действовать два основополагающих принципа Науки: «Практика как критерий Истины» и «Повторяемость результатов экспериментов». Передовая Физика достигла таких горизонтов, что постановка экспериментов, либо в принципе не возможна при современном уровне технологий (это, например, относится к теории суперструн), либо стоимость экспериментов настолько высока, что их подтверждение оказывается экономически крайне нецелесообразным. Отсюда падение доверия к

результатам дорогостоящих экспериментов и ощущение полной беспомощности перед тьмой, зияющей над бездной.

Основная проблема, однако, заключается в том, что решения уравнений Фридмана (26) при наличии дополнительного уравнения состояния $\rho = f(p)$ не будут решениями уравнения Эйнштейна (25). Эта «введенная руками» волонтаристская функция изменяет результаты решения дифференциальных уравнений. Система уравнений Фридмана (26) и уравнение Эйнштейна (25) полностью совпадают только в одном случае, если $\rho = 0$ и $p = 0$, т.е. если $T_{ik} = 0$. Четвертая проблема ОТО в том, что знак равенства между тензором кривизны пространства $G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik}$ и тензором энергии-импульса материи T_{ik} предполагает возможность сформулировать, как прямую задачу (т.е. определение искривленного состояния пространственно-временного континуума при известном распределении и движении материи), так и обратную задачу (т.е. определение распределения и движения материи при известном искривлении пространственно-временного континуума). Такая замкнутая взаимозависимость в случае сильной искривленности 4-пространства и большой плотности энергии материи приводит к неразрешимым неопределенностям и противоречиям. Другими словами уравнения (14) и (25) отчасти пригодны только для случая слабой гравитации и малой плотности энергии материи.

Пятая проблема ОТО – это удивительная бесполезность уравнения Эйнштейна - Гильберта (14) с правой частью не равной нулю ($T_{ik} \neq 0$) и с размерным коэффициентом пропорциональности κ . Этот величайший венец человеческой мысли оказался практически ни к чему непригодным.

Во-первых, возможность применения уравнения (14) сильно ограничивается чрезвычайно малой величиной константы Эйнштейна $\kappa = 8\pi G/c^4 \approx 2,07665 \cdot 10^{-43} \text{ с}^2/(\text{кг} \cdot \text{м}) = \text{Н}^{-1}$, так как в этом случае кривизна пространства начинает едва проявляться при наличии огромных плотностей энергии.

Лауреат Нобелевской премии 1983 г. Субрахманьян Чандрасекар в [35] пишет не о доверии, а о вере в ОТО: “Последние двадцать лет большие усилия были направлены на проверку низших порядков приближения ОТО и ньютоновой теории. Эти усилия увенчались успехом, и предсказания ОТО, относящиеся к изменению течения времени в точках с различной гравитацией, к отклонению световых лучей, ожидаемому при пересечении гравитационного поля и к прецессии кеплеровских орбит и, наконец, к замедлению периода обращения двойных звезд на эксцентрических орбитах, вследствие гравитационного излучения, все было подтверждено в пределах погрешностей наблюдения и измерения. Но все эти отличия ОТО по отношению к следствиям из ньютоновской физики составляли несколько частей к миллиону. Однако пределах сильного гравитационного поля ОТО пока не получила однозначного подтверждения ... Почему же тогда мы верим этой теории? ... наше доверие следует из красоты математического описания природы, которое дает ОТО.” Классическая механика заслужила доверие ученых и инженеров после работ Ньютона, Эйлера, Лапласа, показав свою эффективность в самых разных приложениях. В отношении к ОТО Чандрасекар говорит лишь о вере [25]. Л. Бриллюэн в [36] так же выразил солидарность этому мнению: “Общая теория относительности – пример великолепной математической теории, построенной на песке.”

Во-вторых, строго решить удастся только вакуумные уравнения $R_{ik} = 0$ и $R_{ik} + \Lambda g_{ik} = 0$ при $T_{ik} = 0$. Присутствие параметров материи в решениях вакуумных уравнений всегда эфемерно, т.е. они вводятся «руками» в виде подгонных параметров или материальных уравнений феноменологического характера. Так это имеет место при определении дополнительного сдвига перигелия орбиты Меркурия, и при оценке отклонения луча света в гравитационном поле Солнца и при решении уравнений Фридмана. В первых двух случаях используется метрика Шварцшильда (т.е. решение вакуумного уравнения), описывающая искривление пустого пространственно-временного континуума, а масса Солнца в эту метрику подставляется «вручную», как поправочный коэффициент.

Напротив, вакуумные уравнения Эйнштейна не имеют в правой части размерных констант, поэтому они находят множество применений в различных отраслях знания. Например, сам А. Эйнштейн и его студент Натан Розен, в статье 1935 г. предложили рассматривать электрон как слияние двух пико-скопических «черных дыр», которые описываются сшиванием двух метрик Шварцшильда. Эта идея оказалась не состоятельной, но «мосты» (т.е. «червоточины») Эйнштейна - Розена до сих пор остаются в центре внимания ученых, т.к. они открывают возможность для межзвездных и межгалактических путешествий, а также для путешествий во времени, как предполагают группы Кипа Торна и Игоря Новикова.

Кроме того «сильная гравитация», получила развитие в работах нескольких теоретиков, включая Абдуса Салама и Ерасмо Реками (Erasmo Recami) [13,14,15,16,17,18,19,20]. Это направление исследований появилось в 1960-х годах, как альтернатива квантовой хромодинамике (КХД). Гипотеза существования «сильной гравитации» привела к попытке объяснения проблемы конфайнмента кварков с помощью модели «адронного мешка» (т.е. микровселенной де Ситтера). При этом радиус адронов определялся микро-космологической постоянной.

Так же в предположении наличия сильного гравитационного взаимодействия описываются аналогии между адронами и черными дырами типа Керра-Ньюмена. Этот подход также не привел к положительным результатам, но в теории струн прослеживается тесная связь между калибровочными силами и геометрией пространства-времени. В некоторых случаях «струнные» теоретики признают важные аналогии между теориями, в основе которых лежат общая теория относительности Эйнштейна и калибровочная теория Янга-Миллса (в частности КХД и теорией электрослабых взаимодействий Ш. Глэшоу, С. Вайнбера и А. Салама).

Имеются исследования, где показано, что при упрощениях, соответствующих геометрии Римана, нелинейные уравнения теории Янга-Миллса приводятся к виду вакуумных уравнений Эйнштейна [21].

Другие применения вакуумных уравнений Эйнштейна – это описание гравитационных линз и гравитационных волн, за регистрацию которых коллаборациям LIGO и VIRGO была в 2017г. присуждена Нобелевская премия по физике.

Шестая проблема ОТО – это наличие сингулярностей (т.е. стремлений к бесконечности) в решениях уравнения Эйнштейна-Гильберта (14) (точнее в решениях уравнений Фридмана (24) и (26)). Эта же проблема остается и в решениях вакуумных уравнений Эйнштейна. Когда метрика Шварцшильда была опубликована, научную общественность (начиная, по-видимому, с дискуссии в "Collège de France", которая состоялась в 1922г. в присутствии Эйнштейна, Адамара, Пенлеве, Беккереля, Бриллюэна, Картана, Ланжевена и других ученых.) сильно волновало наличие в ней сингулярности. Было предпринято много попыток избавиться от этой проблемы за счет перехода в другие системы отсчета, но безуспешно. Постепенно к сингулярностям привыкли, точнее некоторые из них спрятали в далеком прошлом, некоторые – в далеком будущем, а оставшиеся утопили в бездонных недрах черных дыр, прикрываясь «принципом космической цензуры» Роджера Пенроуза [22]. Тем не менее, проблема осталась вместе с пониманием того, что наличие сингулярностей в какой-либо теории – это явный индикатор ее неполноты.

Седьмая проблема связана с петлями времени. Сотрудник Эйнштейна в пристанском Институте перспективных исследований, Курт Гёдель в [23] получил точное решение уравнения (25), допускающее существование замкнутых времен-подобных линий. Это решение порождается тензором энергии-импульса T_{ik} , представляющим собой плотность материи однородно распределённых вращающихся частиц пыли. Решение Гёделя выражается метрическим тензором в системе локальных координат

$$ds^2 = \frac{1}{2\omega^2} \left(-(cdt + e^x dz)^2 + dx^2 + dy^2 + \frac{1}{2} e^{2x} dz^2 \right),$$

где $-\infty < t, x, y, z < \infty$;

ω – ненулевая вещественная постоянная, представляющая собой угловую скорость, измеренную невращающимся наблюдателем,двигающимся вместе с одной из частиц пыли.

В этом случае нарушается принцип причинности. Если замкнутая времениподобная линия возвращается в ту же точку, откуда было начато движение, то она описывает приход в то же самое «время», которое уже «было». При этом для исследователя, наблюдавшего за этой линией, время не равно нулю. Таким образом, мы получаем вдоль этой линии замкнутую цепь причин и следствий.

Эйнштейна встревожило наличие данного решения Гёделя, он отметил [24]: – «Было бы интересно выяснить, не следует ли такие решения исключать из рассмотрения на основе физических соображений». Однако само по себе это решение уравнения (25) при ненулевом тензоре энергии-импульса ($T_{ik} \neq 0$), приводящее к космологической модели вращающейся Вселенной, не вызывает отторжения. Проблемой является множество парадоксов, связанных с возможностью путешествий во времени. Сейчас мы знаем об «эффекте бабочки» Эдварда Лоренца и понимаем, что

малейшее изменение в прошлом может полностью изменить будущее. Отсюда гипотеза о защищённости хронологии, предложенная Стивеном Хокингом. Отметим, однако, что ментальные (т.е. бестелесные, чисто наблюдательные) присутствия в прошлом и будущем не запрещены. Парадоксы связаны с переносом в прошлое материального тела, способного небольшим воздействием изменить ход истории. Другими словами, если путешествие в будущее или в прошлое все-таки возможно, то скорее всего без переноса туда плотной материи, т.е. при $T_{ik} = 0$.

Восьмая проблема ОТО связана с иллюзорностью материи. В. Карбановский, ссылаясь на Таймуразова, отметил, что в рамках римановой геометрии выбором калибровочной функции h^{mkl} всегда можно обнулить тензор кривизны в локальной области искривленного пространства

$$R^i_{mkl} h^{mkl} = 0.$$

То есть всегда в любой локальной области искривленного пространства можно перейти в касательную систему координат и добиться того, что тензор кривизны Римана-Кристоффеля R^i_{mkl} , а следовательно, и тензор Ричи R_{ik} , в этой малой области оказались равными нулю.

Напомним, что основная теорема римановой геометрии гласит: «По определению всякое риманово пространство в бесконечно малом совпадает с евклидовым пространством с точностью до малых 1-го порядка (относительно дифференциалов) координат». Оказалось, что между римановым пространством R и касательным к нему евклидовым пространством в окрестности U_A некоторой точки A можно установить такое соответствие, при котором оба пространства будут совпадать с точностью до малых выше 2-го порядка. Для этого в римановом пространстве проводят из точки A геодезические во всех направлениях и каждой из них в касательном пространстве E_A сопоставляют луч соответствующего направления, а затем устанавливают такое соответствие этих геодезических и лучей, при котором длины дуг геодезических и соответствующих им лучей равны. В достаточно малой области точки A такое соответствие будет взаимно однозначным, оно и является искомым. А именно: если ввести в касательном пространстве декартовы координаты $x^1, \dots, x^n$ и приписать их значения соответствующим точкам окрестности U_A , то между линейными элементами ds риманова и ds_0 евклидова пространств будет иметь место следующая связь:

$$ds^2 - ds_0^2 = ds_0^2 - \frac{1}{3} \sum_{mkl} R_{mkl} (x^m - x_A^m)(x^k - x_A^k) dx^l dx^i + \sum_{mkl} \varepsilon_{mkl} (x^m - x_A^m)(x^k - x_A^k) dx^l dx^i,$$

где $\varepsilon_{mkl} \rightarrow 0$ при $x^i \rightarrow x_A^i$, $i = 1, 2, 3 \dots n$;

$$R_{mkl} = \sum_s g_{is} \left(\frac{d\Gamma^s_{km}}{dx^l} - \frac{d\Gamma^s_{kl}}{dx^m} \right) + \sum_p (\Gamma^s_{lp} \Gamma^p_{km} - \Gamma^s_{mp} \Gamma^p_{kl})$$

– тензор Римана-Кристоффеля, характеризующий отличие риманова пространства от евклидова.

Локальное обнуление тензора кривизны Римана-Кристоффеля по логике ОТО означает, что никакой материи в этой области нет, и быть не может, т.к. уравнения являются тензорными. Таким образом выбором калибровочной функции h^{mkl} (или подбором локальной системы координат) можно добиться, чтобы в окрестности малой области уравнение (14) свелось к уравнению вида

$$0 = \frac{8\pi G}{c^2} T_{ik} \text{ or } T_{ik} = 0.$$

Таким образом логика ОТО допускает локальное обнуление плотности энергии (или плотности материи). При этом тензорный характер уравнения (14) говорит о том, что если материя иллюзорна в одной локальной системе отсчета, то она должна быть иллюзорна и во всех остальных системах отсчета, связанных с данной локальной областью.

Равенство нулю гамильтониана проявляется в любой системе, инвариантной относительно замены переменной времени. В динамической системе на экстремальных приращение действия определяется выражением $dS = H dt$, однако, если при вариации времени действие не изменяется, гамильтониан H обязан равняться нулю [25].

В частности, в общей теории относительности принцип общей ковариантности допускает любое преобразование переменных, в том числе и времени, поэтому энергия любой системы в ОТО в точности равна нулю [25]. Не только энергия в целом, интегрально, но и плотность энергии в любой точке и в любой момент времени. Это явление подробно описано в монографии Мизнера, Торна и Уилера [26]: $H(g_{ik}) = 0$, т. е. $E = 0$.

Так как в классической физике время вполне определено, энергия в общем случае не равна нулю, то ОТО с не нулевой материальной правой частью, ни в каком пределе не может переходить в классическую физику. В классической физике развитие Мира совершается в глобальном времени и любое обобщение классической механики должно это время содержать [25].

В геометродинамике расширяющаяся космологическая модель связана с плотностью материи лишь как с параметром, и вообще имеются решения без вещества (т.е. с $T_{ik} = 0$). Жесткая увязка плотности материи с темпом расширения, описываемым параметром Хаббла, является результатом требования равенства нулю суммарной энергии материи и энергии динамического пространства. Это условие, как известно, не выполняется в 5 – 25 раз. Именно для устранения этого громадного противоречия между наблюдениями и предсказаниями ОТО была введена в рассмотрение “темная энергия” [25].

С вышесказанным тесно связана девятая проблема «глобального времени». Нарушение общей ковариантности с введением глобального времени, связанного с какой-либо материей (например, с эфиром), обусловлено выделением глобальной системы отсчета. Решение этой проблемы столкнулось с необходимостью подбора механических свойств эфира, чтобы законы взаимодействия тел и электромагнитного поля с эфиром не зависели от скорости их движения. При этом оказалось, что состояние покоя эфира наблюдать невозможно [25]. В рамках ОТО в каждой точке искривленного пространственно-временного континуума локальное (собственное, или истинное) время течет по-своему в зависимости от нулевых компонент метрического тензора $d\tau = c^{-1} \sqrt{g_{00}} dt$. С этим связаны проблемы синхронизации процессов в различных областях искривленного пространства, а также проблемы с определением понятия энергии в ОТО, так как энергия, с точки зрения математической физики, представляет собой величину, сохраняющуюся из-за однородности времени.

Вместе с тем очевидно, что согласованность множества явлений природы подчинено течению единого глобального времени, как это имеет место в классической пост-ньютоновской физике и в Λ CDM стандартной космологической модели, в которой во всей Вселенной течет одно и тоже глобальное время. Однако нет общепринятого ответа на вопрос: – «Как согласуется локальное время в поле тяжести звезд и планет со вселенским временем Λ CDM модели?» Космологи говорят, что галактики, вместе со звездами, заморожены в расширяющееся со временем пространство. Но нет ответа на вопрос: – «Как сшиваются гравитационные поля планет, звезд и галактик со своими локальными временами с расширяющимся межзвездным пространством с глобальным временем? Это проблема, так как корректно могут сшиваться метрики только с синхронным временем в месте их соприкосновения. Не смотря, на то, что принято множество попыток построить теорию гравитации с нарушением общековариантности за счет введения глобального времени, данная задача на сегодняшний день не решена.

Геометродинамика Уилера, Арновитта, Дезера и Мизнера [26, 27] без дополнительных условий на время и без условия равенства нулю гамильтониана, натолкнулась на трудности, состоящие в том, что фундаментальные статические решения ОТО: метрика Шварцшильда, метрика Рейснера-Нордстрема, метрика Керра оказались непредставимыми в динамическом виде относительно глобального пространства-времени [25].

Десятая проблема связана с квантованием гравитационного поля. Вследствие общей ковариантности гамильтониан в ОТО равен нулю, поэтому квантование оказалось невозможным [25]. Попытка построить квантовую теорию тяготения с нулевым гамильтонианом привела к разработке теории петлевой квантовой гравитации (теория LQG). Эта теория постулирует, что структура пространства и времени состоит из конечных петель, сплетенных в чрезвычайно тонкую ткань, скрепленную различными узловыми соединениями, которую называют спиновой сетью. Предполагается, что размер ячейки спиновой сети имеет порядок планковской длины

$$l_p = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 1,6162 \times 10^{-33} \text{ см.}$$

Одним из ключевых параметров петлевой квантовой гравитации является квантованный оператор площади A двумерной поверхности Σ , который имеет дискретный спектр. Каждая спиновая сеть является собственным состоянием каждого такого оператора, а собственное значение площади равно

$$A_{\Sigma} = 8\pi l_p^2 \gamma \sum_i \sqrt{j_i(j_i + 1)},$$

где суммируются все пересечения i поверхности Σ со спиновой сетью. В этой формуле

γ – параметр Иммири;

$j_i = 0, 1/2, 1, 3/2, \dots$ — спин, связанный со звеном i спиновой сети.

Согласно этой формуле, наименьшее возможное ненулевое собственное значение оператора площади соответствует звену, которое несет представление со спином $1/2$. Если предположить, что параметр Иммири порядка 1, это дает наименьшую измеримую площадь $\sim 10^{-66} \text{ см}^2$.

Основную роль в квантовой гравитации играет принцип неопределенности $\Delta r_g \Delta r \geq l_p^2$ (где r_g – гравитационный радиус, r – радиальная координата). Из этого принципа следует $r_g \approx l_p^2/r$. Подставим r_g в метрику Шварцшильда (т.е. в решение вакуумного уравнения Эйнштейна $R_{ik} = 0$), в результате получим

$$ds^2 = \left(1 - \frac{l_p^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{l_p^2}{r^2}\right)} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2),$$

Откуда видно, что в масштабе $r \approx l_p \approx 10^{-33} \text{ см}$ должны возникать черные дыры, т.е. пространство-время должно генерировать квантовую пену из реальных и виртуальных черных дыр.

Разумеется, мы пытаемся здесь разъяснить суть петлевой квантовой гравитации на примитивном (обывательском) уровне. В действительности теоретики пытаются заглянуть в глубинную структуру пустоты с помощью представления нулевого гамильтониана вакуума ($H = 0$) через введение переменных Аштекера и комбинаций лагранжевых множителей (т.е. сохраняющихся смещенных связей) с группой калибровочной симметрии $SU(2)$, вместе с ее закрытой алгеброй, которая переходит в алгебру скобок Пуассона, из которой следует закрытая алгебра квантовых операторов. В результате получается квантовая модель пустого пространства с глубоко спрятанными расходимостями в высшие порядки малости. Вся эта сложная математика дополняет стандартную космологическую модель, основанную на уравнениях Фридмана, только в масштабах планковских длин ($\sim 10^{-33} \text{ см}^2$) и времен ($\sim 10^{-44} \text{ с}$), которые характерны для начала «Большого взрыва», или в зоне сингулярности черных дыр.

Однако современные технологии позволяют подвергнуть экспериментальной проверке размеры пространства не менее $10^{-16} - 10^{-18} \text{ см}$. Поэтому на сегодняшний день проверить теоретические предсказания петлевой квантовой гравитации не представляется возможным. Несмотря на то, что большое количество исследовательских групп по всему миру развивают эту теорию, пока они не смогли приблизиться к практически значимым результатам.

Даже попытка провести квантование классической теории гравитации Ньютона наталкивается на многочисленные трудности. Квантовая гравитация оказывается неперенормируемой теорией вследствие того, что гравитационная постоянная является размерной величиной. В системе единиц $\hbar = c = 1$ гравитационная постоянная G имеет размерностью обратного квадрата массы. Ситуация усугубляется тем, что прямые эксперименты в области квантовой гравитации, из-за слабости самих гравитационных взаимодействий недоступны современным технологиям.

Отметим, что Алгебра сигнатур, изложенная в [1,2,3,4], во многом совпадает с математической основой теории петлевой квантовой гравитации и теории суперструн, но без ограничений на размеры участка пространства и масштабы исследуемых объектов.

Одиннадцатая проблема заключается в том, что общая теория относительности претендует на то, что в ньютоновском пределе она переходит в классическую физику, то есть принципы ОТО должны действовать и в пост-ньютоновской механике, однако относительности времени в нерелятивистском мире не наблюдается.

Двенадцатая, и возможно самая основная, проблема ОТО связана с тем, что А. Эйнштейн не объяснил: – «Каким образом масса тела, его энергия движения и давление внутри него искривляют пространственно-временной континуум?» На вопрос: – «Как возникает сила гравитации (т.е. притяжения) вокруг массивного тела?» Ньютон ответил: – «Гипотез не измышляю!». Эйнштейн заменил воздействие силы тяжести на свободное движение по инерции в искривленном пространственно-временном континууме, но вопрос механизма порождения этой кривизны массивными телами также остался без ответа.

2] Вывод анализа проблем ОТО

Сложностей, с которыми сталкиваются исследователи при решении уравнений Эйнштейна при $T_{ik} \neq 0$ значительно больше, но проведенного выше анализа достаточно, чтобы сделать общий вывод. Практически все проблемы ОТО связаны с феноменологической правой частью уравнений (14) и (25).

В связи с этим в данной работе будем использовать только вакуумные уравнения Эйнштейна

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} - \Lambda g_{ik} = 0, \quad (27)$$

где Λ может принимать значения

$$+\Lambda, -\Lambda \text{ и } \Lambda = 0. \quad (28)$$

3] Безмассовая геометрофизика

Необходимо не выпускать из виду ситуацию, когда $T_{ik} = 0$ (т.е. материя отсутствует), однако тензор Эйнштейна с лямбда членом не равен нулю

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} \pm \Lambda g_{ik} = G_{ik} \neq 0. \quad (29)$$

Для этого свободного от материи случая введем условные безмассовые обозначения:

$$G_{ik} = \begin{pmatrix} G_{00} & G_{10} & G_{20} & G_{30} \\ G_{01} & G_{11} & G_{21} & G_{31} \\ G_{02} & G_{12} & G_{22} & G_{32} \\ G_{03} & G_{13} & G_{23} & G_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W_{tt} & cS_{xt} & cS_{yt} & cS_{zt} \\ 1/c S_{tx} & \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{zx} \\ 1/c S_{ty} & \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{zy} \\ 1/c S_{tz} & \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}, \quad (30)$$

где

$G_{00} = W_{tt}$ – объемная плотность энергичности (или временное натяжение);

$G_{10} = cS_{10}, G_{20} = cS_{20}, G_{30} = cS_{30}$ – компоненты вектора плотности скоростного натяжения;

$G_{01} = 1/c S_{01}, G_{02} = 1/c S_{02}, G_{03} = 1/c S_{03}$ – компоненты вектора потока плотности энергического натяжения;

$G_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{21} & G_{31} \\ G_{12} & G_{22} & G_{32} \\ G_{13} & G_{23} & G_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{21} & \sigma_{31} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{32} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix}$ – компоненты 3-мерного тензора пространственных натяжений.

При этом безмассовый тензор $G_{ik} \neq 0$, будем называть тензором 4-натяжений.

Отметим, что вращательные степени свободы, в частности компоненты вектора плотности вращательного момента, в тензоре (30) не учтены. Это результат упрощений, относящихся к риманову приближению.

Уравнение (29) не может описывать стабильные вакуумные образования, поскольку невозможно интегрировать неравное нулю тензорное поле (30) в искривленном римановом пространстве чтобы в итоге получились тензорные результаты, т.к. в общем случае, аналогично выражению (16)

$$\nabla_j G_{ik} = \frac{\partial G_{ik}}{\partial x^j} - \Gamma_{ij}^l G_{lk} - \Gamma_{kj}^l G_{il} \neq \frac{\partial G_{ik}}{\partial x^j}. \quad (31)$$

Поэтому законы сохранения не работают. Это означает, что одним только изменением системы отсчета можно изменять энергичность метрико-динамической системы и регулировать алгоритм протекания внутри-вакуумных процессов. Для классической физики это звучит категорически неприемлемо, однако для психофизики – это типичное явление. Например, если в рассудке мысленно сформировать образ вкусной еды, то это может сопровождаться реальным слюне-выделением, а приятное воспоминание может повысить или понизить кровяное давление и т.д.

Мысленно прикажите своей руке подняться, и она поднимется. Мысль не материальна, но она заставляет материю совершать работу, т.е. привносит в материальную систему энергию. Возможны и обратные эффекты, например, закройте глаза и сделайте в безопасном месте 10 оборотов вокруг своей оси, откройте глаза, и вы увидите, что связанная с вашим сознанием система отсчета вращается. Это очевидные факты. Понятно, что нервная система передает команду на сокращение или расслабление мышц. Но остается загадкой, как сама нервная система получает команду от мысли, которая может только формировать иллюзорные образы, т.е. искривлять локальные системы координат, «вмороженные» в наше сознание?

Уравнение (29) может понадобиться при рассмотрении вопроса, как внести в систему дополнительную энергию за счет мысленного изменения системы координат и/или системы отсчета. Возможно, что для решения задач психомоторики римановой геометрии будет недостаточно, и потребуются получение уравнений МАП-пространствометрии (рис. 1б и 2б). Однако при упрощении эти уравнения все равно должны сводиться к уравнениям римановой геометрии.

Покажем это на примере геометрии Римана-Картана с абсолютным параллелизмом. Тензор кривизны Римана-Кристоффеля в этой геометрии тождественно равен нулю [28]

$$R_{\beta\mu\nu}^{\alpha}(Q) = R_{\beta\mu\nu}^{\alpha} + K_{\beta\nu;\mu}^{\alpha} - K_{\beta\mu;\nu}^{\alpha} + K_{\mu\sigma}^{\alpha} K_{\beta\nu}^{\sigma} - K_{\nu\sigma}^{\alpha} K_{\beta\mu}^{\sigma} \equiv 0, \quad (32)$$

где

$$R_{\beta\mu\nu}^{\alpha} - \text{тензор кривизны Римана;} \\ K_{\mu\nu\lambda} = Q_{\mu\nu\lambda} - Q_{\nu\lambda\mu} + Q_{\lambda\mu\nu} - \text{тензор конторсии,} \quad (33)$$

$$K_{\mu\nu}^{\alpha} = g^{\lambda\alpha} K_{\mu\nu\lambda}; \\ Q_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} (\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} - \Gamma_{\nu\mu}^{\lambda}) - \text{кручение.} \quad (34)$$

Тождество (32) означает, что в геометрии с абсолютным параллелизмом компоненты тензора римановой кривизны $R_{\beta\mu\nu}^{\alpha}$ оказываются полностью скомпенсированными кручением. При этом в данной геометрии на основании вариационного принципа получается уравнение Эйнштейна-Картана [28]

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \pm \Lambda g_{\mu\nu} = Y_{\mu\nu}, \quad (35)$$

где

$$Y_{\mu\nu} = K_{\mu} K_{\nu} + K_{\mu\alpha\beta} K_{\nu}^{\alpha\beta} + K_{\alpha\mu\beta} K_{\nu}^{\beta\alpha} + K_{\alpha\beta\mu} K_{\nu}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (K_{\lambda} K^{\lambda} + K_{\lambda\mu\nu} K^{\lambda\mu\nu}) - \text{тензор Картана-Схоутена;} \quad (36)$$

$$K_{\nu} = 2Q_{\nu} = Q_{\nu\lambda}^{\lambda} - \text{след тензора конторсии.} \quad (37)$$

Уравнение (35) выглядит так, как если бы кручение пространства, точнее вращательная инерция, являлась источником его кривизны, или, наоборот, искривление пространства приводит к его кручению.

Однако, выражение (31) накладывает ограничение на все расширения римановой геометрии, включая геометрию Римана-Картана. Если $Y_{\mu\nu} = G_{\mu\nu} \neq 0$, то согласно (31) – это формально означает, что уравнение (35) не может выполнять роль законов сохранения и не может описывать стабильное вакуумное образование.

Поэтому для описания стабильных вакуумных образований уравнение Эйнштейна-Картана (35) должно распадаться на систему из двух уравнений

$$\begin{cases} R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} \pm \Lambda g_{\mu\nu} = 0, \\ Y_{\mu\nu} = K_{\mu} K_{\nu} + K_{\mu\alpha\beta} K_{\nu}^{\alpha\beta} + K_{\alpha\mu\beta} K_{\nu}^{\beta\alpha} + K_{\alpha\beta\mu} K_{\nu}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} (K_{\lambda} K^{\lambda} + K_{\lambda\mu\nu} K^{\lambda\mu\nu}) = 0. \end{cases} \quad (38)$$

Это не противоречит уравнению (35), т.к. $G_{\mu\nu} = 0$ и $Y_{\mu\nu} = 0$, следовательно $G_{\mu\nu} = Y_{\mu\nu} = 0$.

Важно отметить, что в пространстве Римана-Картана из-за несимметричности символов Кристоффеля $\Gamma_{ik}^m \neq \Gamma_{ki}^m$ несимметричным оказывается и тензор Риччи $R_{\mu\nu} \neq R_{\nu\mu}$. Но в случае при $\Lambda = 0$ и $Y_{\mu\nu} = 0$ из уравнения (27) следует, что $R_{\mu\nu} = 0$ и $R_{\nu\mu} = 0$, поэтому они оказываются тождественно равными $R_{\mu\nu} \equiv R_{\nu\mu}$. Это соответствует таким типам вращений и кручений вакуума, которые не оказывают влияние на тензор Риччи $R_{\mu\nu}$, но на компоненты тензора кривизны $R_{\beta\mu\nu}^{\alpha}$ они могут влиять. Это похоже на то, что некий объем пространства вращается по отношению к внешнему наблюдателю, но те, кто находятся внутри этого объема практически не ощущают такого вращения. Например, находясь на поверхности Земли очень сложно ощутить, что она вращается. Тем не менее, существуют эффекты, свидетельствующие о наличии сил инерции, обусловленные вращательным движением планеты, например, отклонения маятника Фуко, разная крутизна левых и правых берегов рек и т.д.

На данном этапе исследования нас интересуют стабильные вакуумные образования, которые являются упрощенным каркасом (основанием) для более тонких метрико-динамических эффектов, поэтому важно сформулировать законы сохранения в рамках римановой геометрии. Для этого подходит вакуумное уравнение Эйнштейна (27).

Отметим, что в вакуумном уравнении Эйнштейна (27) нет проблем: ни с массовыми величинами с эвристической размерностью килограмм, ни с размерной константой G , ни с законами сохранения, т.к. подставляя $G_{ik} = 0$ в левую часть выражения (31), имеем совпадение ковариантной и обычной производных

$$\nabla_j 0 = \frac{\partial 0}{\partial x^j} - \Gamma_{ij}^l 0 - \Gamma_{kj}^l 0 = \frac{\partial 0}{\partial x^j} = 0. \quad (39)$$

Эйнштейн писал [24]: – «Уравнение гравитации для пустого пространства представляет собой единственный рационально обоснованный случай теории поля, который может претендовать на строгость».

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОД

1 Вакуумные уравнения и основные онтологические принципы

1.1 Уравнение для построения метрико-динамической модели стабильного вакуумного образования

Цель «Геометризированной физики вакуума, основанной на Алгебре сигнатур» – это развитие одной из основных концепций современной науки, связанной с «Программой полной геометризации физики» Уильяма Клиффорда.

Другая основа Алгебры сигнатур – это утверждение, что информация является фундаментальной концепцией физики. Согласно доктрине Джона Уилера (*John Archibald Wheeler*) «*It from bit*», все физические сущности имеют информационную основу (смотрите [1], в частности §5).

Данная статья – это начало попытки создать полностью геометризованную космологическую модель без привлечения эвристического понятия материя, обладающего волонтаристской размерностью килограмм.

Для этого в начале построим метрико-динамические модели одиночных стабильных вакуумных образований.

На основании анализа, проведенного во введении, для поставленной задачи используем вакуумное уравнение Эйнштейна (27),

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} \pm \Lambda g_{ik} = 0, \quad (27')$$

где

$$R_{ik} = \frac{\partial \Gamma_{ik}^l}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma_{il}^k}{\partial x^k} + \Gamma_{ik}^l \Gamma_{lm}^m - \Gamma_{il}^m \Gamma_{mk}^l - \text{тензор Риччи}; \quad (5')$$

$$\Gamma_{ik}^\lambda = \frac{1}{2}g^{\lambda\mu} \left(\frac{\partial g_{\mu k}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^\mu} \right) - \text{символы Кристоффеля.} \quad (6')$$

Данное уравнение выполняет роль десяти законов сохранения.

1.2 Первое вакуумное уравнение Эйнштейна

Рассмотрим уравнение (27) при $\Lambda = 0$.

$$R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} = 0. \quad (40)$$

Умножая обе части этого уравнения на g^{ik} , получим [8]

$$g^{ik} \left(R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} \right) = R - \frac{n}{2}R = 0, \quad (41)$$

так как $g^{ik}g_{ik} = n$ – число измерений пространства.

Для любого n -мерного пространства (кроме $n = 2$) равенство (41) может быть выполнено только при нулевой скалярной кривизне ($R = 0$). Поэтому для 4-мерного пространства (т.е. при $n = 4$) уравнение (40) принимает упрощенный вид [8]

$$R_{ik} = 0. \quad (42)$$

Равный нулю тензор Риччи (42), будем называть первым вакуумным уравнением Эйнштейна.

1.3 Второе вакуумное уравнение Эйнштейна

Если Λ не равна нулю, то умножим уравнение (27) на g^{ik} , в результате получим

$$g^{ik} \left(R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} + \Lambda g_{ik} \right) = R - \frac{n}{2}R \pm n\Lambda = 0, \quad (43)$$

откуда следует

$$R = \pm \frac{2n}{n-2}\Lambda, \quad (44)$$

при этом уравнение (27) принимает вид

$$R_{ik} \pm \frac{2}{n-2}\Lambda g_{ik} = 0. \quad (45)$$

В случае 4-мерного пространства: $n = 4$, $R = 4\Lambda$, а уравнение (45) приобретает самый простой (т.е. самый оптимальный) вид

$$R_{ik} \pm \Lambda g_{ik} = 0. \quad (46)$$

Уравнение (46) будем называть вторым вакуумным уравнением Эйнштейна.

Будем вести подсчет математических чудес, чтобы подчеркнуть истинное восхищение элегантностью вакуумных уравнений Эйнштейна. Наслаждение красотой математики созвучно с восприятием величайших произведений искусства. То, что уравнение (46) оказалось самым простым при размерности пространства 4 – это второе математическое чудо, с которым мы встретились в этой статье. Первое математическое чудо было связано с тем, что решения уравнения Фридмана не зависят от изменения плотности массы при расширении или сжатии Вселенной, а зависят только ее полной массы.

1.4 Геометрический смысл постоянной Λ

Виллем де Ситтер в статье [29] показал, что 4-мерное пространство может быть задано в виде конического сечения 5-мерного однополосного гиперболоида, определяемого в 5-мерном пространстве уравнением

$$x_0^2 - x_1^2 - x_2^2 - x_3^2 - x_4^2 = \pm r_k^2. \quad (47)$$

Тензор кривизны такого 4-мерного пространства имеет вид [29, 30]

$$R_{tab}^i = \pm \frac{1}{r_k^2} (\delta_a^i g_{tb} - \delta_b^i g_{ta}). \quad (48)$$

Тензор Риччи в этом случае равен [29]

$$R_{im} = R_{iam}^a = \pm \frac{3}{r_k^2} g_{im} \quad \text{или} \quad R_{im} \mp \frac{3}{r_k^2} g_{im} = 0. \quad (49)$$

Если ввести обозначение

$$\Lambda_k = \pm \frac{3}{r_k^2}, \quad (50)$$

то получим систему уравнений

$$\begin{cases} R_{im} + \Lambda_k g_{im} = 0, \\ R_{im} - \Lambda_k g_{im} = 0. \end{cases} \quad (51)$$

которая соответствует второму вакуумному уравнению Эйнштейна (46). Но в этом случае выяснился геометрический смысл постоянной $\Lambda = \pm 3/r_k^2 = \text{const}$, где r_k – радиус 4-мерной сферы.

У такой 4-сферы радиусы по трем пространственным осям XYZ равны $x_k = y_k = z_k = r_k$, а по четвертой временной оси радиус равен $ct_k = r_k$.

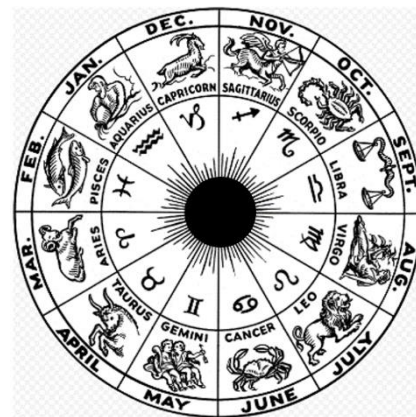
То есть с данным радиусом связан промежуток времени

$$t_k = r_k / c. \quad (52)$$

Скалярная кривизна в этом случае, согласно выражению (44), имеет вид

$$R = g^{im} R_{im} = 4\Lambda_k = \pm \frac{12}{r_k^2}. \quad (53)$$

Это третье математическое чудо: скалярная кривизна оказалась пропорциональна 12-ти знакам Зодиака (т.е. 12-ти секторам зодиакального пояса). Зодиак (от греч. ζῳδιον — «живое существо»).



1.5 Гносеологические и онтологические принципы

В уравнение (27) Эйнштейном были заложены несколько важных идей в виде основополагающих гносеологических принципов:

- 1) Принцип общей ковариантности (т.е. независимость вида уравнений и инвариантов от выбора системы координат или системы отсчета; в сущности, тензорный характер уравнений);
- 2) Принцип координатной инвариантности (т.е. независимость законов физики от выбора системы координат);
- 3) Принцип эквивалентности (т.е. локальным искривлениям, движениям и ускорениям ставятся в соответствие локальные системы отсчета). Понятие «влияние силы» заменено на движение по инерции в искривленном пространстве-времени;
- 4) Принцип независимости скорости света от системы отсчета (т.е. объединение пространства и времени в единый пространственно-временной континуум с метрикой вида $ds^2 = -c^2 dt^2 + dx^2 + dy^2 + dz^2 = 0$);
- 5) Принцип причинности (т.е. любое событие может оказать причинно-следственное влияние только на те события, которые происходят позже него, т.е. внутри окружности с радиусом не более $l = cdt$, где dt – промежуток времени между событиями);
- 6) Принцип экстремума действия (т.е. геодезические линии искривленного 4-мерного пространства экстремальны).
- 7) Принцип симметрии (т.е. условия не изменчивости, из которых вытекают законы сохранения).
- 8) Принцип относительности (т.е. в уравнения входят только относительные величины, включая время).

Таким образом, вакуумное уравнение Эйнштейна (27) оказалось квинтэссенцией всего эмпирико-гносеологического наследия, обретенного наукой к началу 20-го века, т.е. ко времени создания ОТО.

Однако данных гносеологических принципов недостаточно для того, чтобы использовать вакуумные уравнения (27), (34) и (38) для построения метрико-динамических моделей стабильных вакуумных образований. Поэтому сформулируем еще три основополагающих онтологических принципа Алгебры сигнатур, которые взяты из эмпирически веренных философско-религиозных источников.

1] Принцип «Абсолютного отсутствия»: – "Все, что может проявиться из пустоты, появляется во взаимно противоположном виде, так, что в среднем пустота остается пустой". Из принципа «Абсолютного отсутствия» следует условие «вакуумного баланса», которое использовалось во всех предшествующих статьях предлагаемого проекта [1,2,3,4].

2] Принцип «Справедливого распределения»: – "Если что-то может реализоваться с определенной вероятностью, то обязательно реализуется в пропорции, стремящейся к данной вероятности". Из принципа «Справедливого распределения», в частности, следует, что все возможные решения вакуумного уравнения необходимо учитывать с соответствующей вероятностью.

3] Принцип «Отсутствия конечного»: – "Континуальная БЕСКОНЕЧНОСТЬ не может порождать конечное, но из Континуума допустимо порождение дискретной замкнутой Бесконечности". Из этого принципа следует, что все метрико-динамические модели стабильных вакуумных образований должны быть дискретно-бесконечными.

Кроме того, будем использовать «Алгебру сигнатур», основы которой изложены в статьях [1, 2, 3, 4].

Остается открытым следующий вопрос: – «Если $T_{ik} = 0$ (т.е. если в правой части уравнений Эйнштейна - Гильберта (14) отсутствуют: плотность материи, ее движение, давление и электромагнитное поле), то что тогда наполняет Вселенную, и что является источником искривления пространственно-временного континуума? Ответ на этот вопрос будет постепенно формироваться ниже, но уже сейчас можно ответить: – «Согласно Алгебре сигнатур, этот мир состоит из множества стабильных корпускулярных вакуумных образований различного масштаба». В конце этой статьи предложено третье вакуумное уравнение Эйнштейна, с помощью которого в последующих статьях будут представлена корпускулярная космологическая модель и даны ответы на многие другие вопросы современной физики.

1.6 Действие принципов «Абсолютного отсутствия» и «Справедливого распределения»

Покажем действие принципов «Абсолютного отсутствия» и «Справедливого распределения» на примере метрики Фридмана-Леметра-Робертсона-Уокера (Friedmann–Lemaître–Robertson–Walker metric, ФЛРУ-метрики) (21). Возможны четыре основных (нетривиальных и неэкзотических) случая при $k = 1$ и $k = -1$ с сигнатурами $(+ - - -)$ и $(- + + +)$

$$ds_{FLRW1}^{(+2)} = c^2 dt^2 - e^{-\frac{2ct'}{r}} \left(\frac{dr^2}{1-r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right), \quad (54)$$

$$ds_{FLRW2}^{(+2)} = c^2 dt^2 - e^{\frac{2ct'}{r}} \left(\frac{dr^2}{1+r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right), \quad (55)$$

$$s_{FLRW1}^{(-2)} = -c^2 dt^2 + e^{-\frac{2ct'}{r}} \left(\frac{dr^2}{1-r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right), \quad (56)$$

$$ds_{FLRW2}^{(-2)} = -c^2 dt^2 + e^{\frac{2ct'}{r}} \left(\frac{dr^2}{1+r^2} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right), \quad (57)$$

где $a(t) = e^{\pm \frac{ct'}{r}}$.

Усреднение все этих метрик приводит к нулевой (тривиальной) метрике

$$ds_{12}^{(\pm 2)} = \frac{1}{4} (ds_{FLRW1}^{(+2)} + ds_{FLRW2}^{(+2)} + ds_{FLRW1}^{(-2)} + ds_{FLRW2}^{(-2)}) = 0 \cdot c^2 dt^2 + 0 \cdot dr^2 + 0 \cdot d\theta^2 + 0 \cdot \sin^2 \theta d\varphi^2 = 0. \quad (58)$$

Это соответствует принципу «Абсолютного отсутствия», из которого вытекает условие вакуумного баланса.

Усредняя по парно метрики (54) и (55), а также метрики (56) и (57), получим

$$ds_{12}^{(+2)} = \frac{1}{2} (ds_{FLRW1}^{(+2)} + ds_{FLRW2}^{(+2)}) = c^2 dt^2 - \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} + e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} \left(\frac{dr^2}{1-r^4} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right) \text{ с сигнатурой } (+ - - -) \quad (59)$$

$$ds_{12}^{(-2)} = \frac{1}{2} (ds_{FLRW1}^{(-2)} + ds_{FLRW2}^{(-2)}) = -c^2 dt^2 + \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} + e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} \left(\frac{dr^2}{1-r^4} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right) \text{ с сигнатурой } (- + + +)$$

$$\text{где } \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} + e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} = \text{ch} \left(\frac{2ct'}{r} \right). \quad (60)$$

При этом усредняя по парно метрики (54) и (57), а также метрики (55) и (56), получим

$$ds_{12}^{(\pm)2} = \frac{1}{2} (ds_{FLRW1}^{(+2)} + ds_{FLRW2}^{(-2)}) = \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} - e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} \left(\frac{dr^2}{1-r^4} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right) \text{ с сигнатурой } (0++)$$

$$ds_{21}^{(\pm)2} = \frac{1}{2} (ds_{FLRW2}^{(+2)} + ds_{FLRW1}^{(-2)}) = \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} - e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} \left(\frac{dr^2}{1-r^4} + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \right) \text{ с сигнатурой } (0+++)$$

$$\text{где } \frac{e^{\frac{2ct'}{r}} - e^{-\frac{2ct'}{r}}}{2} = \text{sh} \left(\frac{2ct'}{r} \right). \quad (62)$$

В рамках Алгебры сигнатур усредненные метрики (59) – (62) (описывающие метрико-динамическое состояние соответственно «внешней» и «внутренней» сторон $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума) определяют космологическую модель, которая будет последовательно изложена в последующих статьях данного проекта.

2 Решения первого вакуумного уравнения Эйнштейна

2.1 Совокупность метрик-решений первого вакуумного уравнения

Найдем точные решения первого вакуумного уравнения Эйнштейна (42)

$$R_{ik} = 0. \quad (42')$$

Это уравнение рассмотрено во многих научных изданиях по современной дифференциальной геометрии и ОТО, например, в [8, 9, 31, 37]. Однако ни в одной из известных автору книг и статей не показан полный набор решений этого уравнения, и не обсуждается взаимосвязь между этими решениями. Поэтому повторим решения уравнения (42) достаточно подробно.

Вместе с тем, в этой главе будет продемонстрирована общая методология многослойной геометризированной физики вакуума, основанной на Алгебре сигнатур.

Назовем это «эффектом велосипеда»: – «Если человек научился ездить на велосипеде, то он уже не может разучиться это делать». Аналогично, если исследователь однажды овладеет методами Алгебры сигнатур на примере одной метрико-динамической модели, то он увидит, что эти методы применимы ко всем последующим моделям.

На данном этапе исследования нас интересуют стабильные искривления стабильные вакуумные образования, поэтому будем искать стационарные (т.е. не зависящие от времени) решения.

Решения уравнения (42) для стационарного случая ищут в сферической системе координат $(x_0, \underline{x}_1, x_2, x_3) = (ct, r, \theta, \varphi)$ в виде метрик:

$$ds^{(-)2} = e^\nu c^2 dt^2 - e^\lambda dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \text{ с сигнатурой } (+---), \quad (63)$$

или

$$ds^{(+2)} = -e^\nu c^2 dt^2 + e^\lambda dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \text{ с сигнатурой } (-+++), \quad (64)$$

где ν и λ – искомые функции t и r .

В метрике (63) отличные от нуля компоненты метрического тензора равны

$$g_{00} = e^\nu, \quad g_{11} = -e^\lambda, \quad g_{22} = -r^2, \quad g_{33} = -r^2 \sin^2 \theta, \quad (65)$$

а контравариантные им компоненты равны

$$g^{00} = e^{-\nu}, \quad g^{11} = -e^{-\lambda}, \quad g^{22} = -r^{-2}, \quad g^{33} = -r^{-2} \sin^2 \theta. \quad (66)$$

Подставляя компоненты метрических тензоров (65) и (66) в выражения (6), вычислим символы Кристоффеля (штрих означает дифференцирование по r , а точка над буквой – дифференцирование по ct) [8]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{11}^1 &= \frac{\lambda'}{2}, & \Gamma_{10}^0 &= \frac{\nu'}{2}, & \Gamma_{33}^2 &= -\sin \theta \cos \theta, \\ \Gamma_{11}^0 &= \frac{\lambda}{2} e^{\lambda-\nu}, & \Gamma_{22}^1 &= -r e^{-\lambda}, & \Gamma_{00}^1 &= \frac{\nu'}{2} e^{\nu-\lambda}, \\ \Gamma_{12}^2 &= \Gamma_{13}^3 = \frac{1}{r}, & \Gamma_{23}^3 &= ct g \theta, & \Gamma_{00}^0 &= \frac{\nu}{2}, \\ \Gamma_{10}^1 &= \frac{\lambda}{2}, & \Gamma_{33}^1 &= -r \sin^2 \theta \cdot e^{-\lambda}, \end{aligned}$$

Остальные символы Кристоффеля Γ_{kl}^i (кроме тех, которые отличаются перестановкой индексов k и l) равны нулю. Подставляя данные символы Кристоффеля в выражения (5) получим следующую систему дифференциальных уравнений [8]:

$$R_1^1 = -e^{-\lambda} (\nu'/r + 1/r^2) + 1/r^2 = 0,$$

$$R_2^2 = R_3^3 = -\frac{1}{2} e^{-\lambda} [\nu'' + \nu'^2/2 + (\nu' - \lambda')/r - \nu'\lambda'/2] + \frac{1}{2} e^{-\nu} (\lambda'' + \frac{1}{2} \lambda'^2 - \lambda' \nu'/2) = 0,$$

$$R_0^0 = -e^{-\lambda} (1/r^2 - \lambda'/r) + 1/r^2 = 0,$$

$$R_0^1 = -e^{-\lambda} \lambda'/r = 0.$$

Остальные R_i^j тождественно равны нулю.

Для стационарного (т. е. не зависящего от времени) случая все производные по времени равны нулю, поэтому данная система уравнений упрощается:

$$R_1^1 = -e^{-\lambda} (\nu'/r + 1/r^2) + 1/r^2 = 0,$$

$$R_2^2 = R_3^3 = -\frac{1}{2} e^{-\lambda} [\nu'' + \nu'^2/2 + (\nu' - \lambda')/r - \nu'\lambda'/2] = 0,$$

$$R_0^0 = -e^{-\lambda} (1/r^2 - \lambda'/r) + 1/r^2 = 0.$$

Вычитая первое из этих уравнений из третьего, получим

$$\nu + \lambda = 0, \quad \text{или} \quad \nu = -\lambda.$$

Таким образом, подставляя независящие от времени компоненты (65) и (66) в символы Кристоффеля (6). Далее подставляя полученные Γ_{ik}^λ в тензор Риччи (5), в результате для стационарного случая получаются четыре уравнения [8]:

$$\nu = -\lambda,$$

$$\nu'' + \nu'^2 + 2\nu'/r = 0, \quad (67)$$

$$e^{-\lambda} (\nu'/r + 1/r^2) - 1/r^2 = 0, \quad (68)$$

$$e^{-\lambda} (\lambda'/r - 1/r^2) + 1/r^2 = 0. \quad (69)$$

Дифференциальное уравнение (67) имеет три решения:

$$v_1 = \ln(h_1 + h_2/r), \quad v_2 = \ln(h_1 - h_2/r), \quad v_3 = h_3, \quad (70)$$

где h_1, h_2, h_3 – константы интегрирования. В этом легко убедиться непосредственной подстановкой каждого из этих решений в уравнение (67).

Уравнения (68) и (69) также имеет три решения:

$$e^{-\lambda} = e^v = (1 + r_0/r), \quad e^{-\lambda} = e^v = (1 - r_0/r), \quad e^{-\lambda} = e^v = 1, \quad (71)$$

где r_0 – константа интегрирования.

При $h_1 = 1, h_2 = r_0$ и $h_3 = 0$ решения (70) и (71) оказываются одинаковыми для всех трех дифференциальных уравнений (67) – (69).

Это четвертое математическое чудо: оказалось, что два различных дифференциальных уравнения (68) и (69), полученных из первого вакуумного уравнения (42), имеют одинаковые решения.

Подставляя три возможных решения (71) в метрику (63), получим три метрики с одинаковой сигнатурой (+ – –):

$$ds_1^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (72)$$

$$ds_2^{(+)^2} = \left(1 + \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (73)$$

$$ds_3^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (74)$$

где r_0 – радиус сферы, смысл которой будет выяснен ниже.

Проделявая аналогичные операции с компонентами метрического тензора из метрики (64),

$$g_{00} = -e^v, \quad g_{11} = e^\lambda, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{33} = r^2 \sin^2 \theta,$$

и контравариантными им компонентами

$$g^{00} = -e^{-v}, \quad g^{11} = e^{-\lambda}, \quad g^{22} = r^{-2}, \quad g^{33} = r^{-2} \sin^{-2} \theta,$$

получим еще три метрики, удовлетворяющие первому вакуумному уравнению (42), но с противоположной сигнатурой (– + + +):

$$ds_1^{(-)^2} = -\left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (75)$$

$$ds_2^{(-)^2} = -\left(1 + \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (76)$$

$$ds_3^{(-)^2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (77)$$

Отметим, что при $r_0 = 0$ метрики (72) и (73) становятся метрикой (74), а метрики (75) и (76) переходят в метрику (77).

Все метрики (72) – (77) удовлетворяют первому вакуумному уравнению (42), но только квадратичную форму (72) называют метрикой Шварцшильда, при условии $r_0 = r_g = 2GM/c^4$ (где M – масса звезды или планеты).

2.2. Дополнительные решения первого вакуумного уравнения

Внимание! Этот пункт должен быть тщательно перепроверен! Нет полной уверенности, что здесь нет ошибок.

Кроме широко известных метрик-решений Шварцшильда (72) – (77) имеются еще шесть метрик-решений первого вакуумного уравнения Эйнштейна (42).

Чтобы найти новые решения необходимо воспользоваться дополнительной возможностью, которая была оставлена исследователями без внимания. Вместо исходных метрик (63) и (64) с компонентами метрического тензора

$$g_{00} = e^{\nu}, \quad g_{11} = -e^{\lambda} \quad \text{или} \quad g_{00} = -e^{\nu}, \quad g_{11} = e^{\lambda}$$

будем исходить из метрик с компонентами метрического тензора

$$g_{00} = e^{-\nu}, \quad g_{11} = -e^{-\lambda} \quad \text{или} \quad g_{00} = -e^{-\nu}, \quad g_{11} = e^{-\lambda}.$$

То есть будем искать решения уравнения (42) в виде

$$ds^{(-)2} = e^{-\nu} c^2 dt^2 - e^{-\lambda} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad \text{с сигнатурой } (+---), \quad (78)$$

или

$$ds^{(+)2} = -e^{-\nu} c^2 dt^2 + e^{-\lambda} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2) \quad \text{с сигнатурой } (-+++). \quad (79)$$

В этом случае, проделывая действия аналогичные (65) – (69) получим четыре уравнения

$$\lambda = -\nu,$$

$$\nu'' + \nu'^2 + 2\nu'/r = 0, \quad (80)$$

$$e^{\lambda} (\nu'/r + 1/r^2) - 1/r^2 = 0, \quad (81)$$

$$e^{\lambda} (\lambda'/r - 1/r^2) + 1/r^2 = 0. \quad (82)$$

Уравнения (80) – (82) также имеет три «перевернутых» решения:

$$e^{\lambda} = e^{-\nu} = (1 + r/r_0), \quad e^{\lambda} = e^{-\nu} = (1 - r/r_0), \quad e^{-\lambda} = e^{\nu} = 1. \quad (83)$$

Проверить данное утверждение можно прямой подстановкой данных решений в уравнения (80) – (82).

«Перевернутыми» решения (83) названы потому, что вместо отношения r_0/r в решениях (71) здесь имеет место перевернутое отношение r/r_0 .

Подставляя три возможных решения (83) в метрику (78), получим три метрики-решения первого вакуумного уравнения (42) с одинаковой сигнатурой $(+---)$:

$$ds_{1*}^{(+)2} = \left(1 - \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (84)$$

$$ds_{2*}^{(+)2} = \left(1 + \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (85)$$

$$ds_{3*}^{(+)2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (86)$$

Аналогично, подставляя три возможных решения (83) в метрику (79), получим еще три метрики-решения уравнения (42) с противоположной сигнатурой $(- + +)$:

$$ds_{1*}^{(-)2} = -\left(1 - \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (87)$$

$$ds_{2*}^{(-)2} = -\left(1 + \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (88)$$

$$ds_{3*}^{(-)2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (89)$$

На сколько известно автору, эти метрики-решения никогда ранее не рассматривались. Однако, они имеют важное значение, как будет показано далее.

Покажем другой подход к доказательству существования «перевернутых» метрик (84) – (89) на примере метрики (72). Зафиксируем в метрике (72) значение переменной $r = r_1 = \text{const}$

$$ds_1^{(+)2} = \left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right)} dr_1^2 - r_1^2 d\theta^2 - r_1^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (90)$$

В этом случае при любом $0 < r_0 < \infty$ метрика (90) остается решением первого вакуумного уравнения (42). Другими словами, если рассматривать r как постоянный параметр (т. е. $r = r_1 = \text{const}$), а r_0 рассматривать как переменную величину, то метрика вида

$$ds_1^{(+)2} = \left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r_1}\right)} dr_0^2 - r_0^2 d\theta^2 - r_0^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (91)$$

соответствующая метрике (84), так же является решением первого вакуумного уравнения (42).

Аналогичные действия можно выполнить для «перевертывания» метрик (73), (75) и (76) соответственно в метрики (85) (87) и (88).

2.3 Тринадцатое решение первого вакуумного уравнения Эйнштейна

В §1 были сформулированы основополагающие принципы Алгебры сигнатур: «Абсолютного отсутствия» и «Справедливого распределения». Используем эти принципы применительно к 12-ти решениям (72) – (77) и (84) – (89) уравнения (42).

Поскольку нет ни каких исходных предпочтений, каждое из этих метрик-решений может быть реализовано с равной вероятностью $P = 1/12$. Согласно принципу «Справедливого распределения» нужно полагать, что все решения (72) – (77) и (84) – (89) могут реализоваться одновременно с соответствующей вероятностью. Поэтому выполним усреднение этих метрик при условии, что их центры совмещены в $r = 0$. В результате получим нулевую метрику

$$\begin{aligned} & \frac{1}{12} (ds_1^{(+)2} + ds_2^{(+)2} + ds_3^{(+)2} + ds_1^{(-)2} + ds_2^{(-)2} + ds_3^{(-)2} + ds_{1*}^{(+)2} + ds_{2*}^{(+)2} + ds_{3*}^{(+)2} + ds_{1*}^{(-)2} + ds_{2*}^{(-)2} + ds_{3*}^{(-)2}) = \\ & = 0 \cdot c^2 dt^2 + 0 \cdot dr^2 + 0 \cdot d\theta^2 + 0 \cdot \sin^2 \theta d\phi^2 = 0, \end{aligned} \quad (92)$$

с компонентами метрического тензора $g_{ik} = 0$ или

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Метрика (92) является седьмым (тривиальным) решением первого вакуумного уравнения (42), в чем легко убедиться подстановкой $g_{ik} = 0$ в это уравнение, в результате получится тождество $0 = 0$.

Это пятое математическое чудо: как правило, сумма решений нелинейного уравнения не является его решением; однако сумма всех решений нелинейного уравнения (42) $R_{ik} = 0$ равна его решению.

Из выражения (92) можно сделать вывод, что если, например, метрики (72) – (74) с сигнатурой $(+---)$ описывают условно «выпуклое» состояние вакуума (рис. 2), а метрики (75) – (77) с сигнатурой $(-+++)$ описывают его условно «вогнутое» состояние. Такие стабильные вакуумные образования могут быть проявлены, только, если их центры разнесены в пространстве (смотрите рис. 2). В противном случае они полностью компенсируют проявления друг друга.

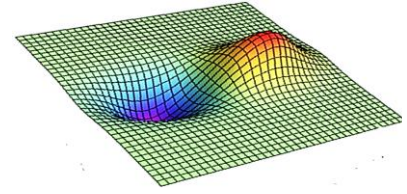


Рис. 2: Двумерная иллюстрация «выпуклости» и «вогнутости», разнесенных в пространстве

Вместе с тем, даже если центры «выпуклого» и «вогнутого» вакуумных образований находятся в разных местах, то они полностью аннулируются, если усреднять по всему пространству. Это советует принципу «Абсолютного отсутствия».

2.4 Преобразование координат

Согласно прямой теореме Биркгофа и обратной теореме Израэля нет других точных сферически симметричных решений первого вакуумного уравнения (42), кроме метрик (72) – (78), которые на бесконечности стремятся к метрике Минковского (т.е. к метрике плоского псевдо-евклидова пространства).

Однако в ОТО в силу того, что уравнение (42) обще ковариантное, остается множество возможностей выбора других систем координат. Особый интерес представляют преобразования координат, которые позволяют исключить или сместить в центр пространственную сингулярность при $r_0 = r$ в метриках (72) – (73) и (75) – (76).

Например, метрика (75)

$$ds_1^{(-)2} = - \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{(1-r_0/r)} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (75')$$

может быть представлена в координатах Крускала - Секереша

$$ds_1^{(-)2} = - \frac{4r_0^3}{r(u,v)} e^{-r(u,v)/r_0} c^2 du dv + r^2(u,v) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (93)$$

где $r(u, v)$ – функция, которая неявно определяется уравнением $\left(1 - \frac{r(u,v)}{r_0}\right) e^{\frac{r(u,v)}{r_0}} = uv$;

Также пространственная сингулярность отсутствует и при использовании координат Эддингтона-Финкельштейна. В этом случае метрика Шварцшильда (75) принимает вид

$$ds_1^{(-)2} = - \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dv^2 \pm 2dvdr + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (94)$$

где $v = t \pm r^*$ – здесь $(-r^*)$ для сжимающегося (коллапсирующего) шарообразного объекта (в частности звезды); $(+r^*)$ для расширяющегося (взрывающегося) шарообразного объекта; $r^* = r + r_0 \ln \left| \frac{r}{r_0} - 1 \right|$. В этом случае времени-подобная сингулярность сместилась в центр ($r = 0$) исследуемого объекта.

Жорж Леметр предложил следующее преобразование координат Шварцшильда $\{t, r\}$ в координаты $\{\tau, \rho\}$

$$\begin{cases} d\tau = dt + \sqrt{\frac{r_0}{r}} \frac{1}{1 - \frac{r_0}{r}} dr, \\ d\rho = dt + \sqrt{\frac{r}{r_0}} \frac{1}{1 - \frac{r_0}{r}} d\tau. \end{cases} \quad (95)$$

В этих координатах, например, метрика (72)

$$ds_1^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 - \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (96)$$

принимает вид

$$ds_1^{(+)^2} = c^2 d\tau^2 - \frac{r_0}{r} d\rho^2 - \left[\frac{3}{2}(\rho - c\tau)\right]^{4/3} r_0^{2/3} (d\theta^2 - \sin^2 \theta d\varphi^2). \quad (97)$$

В координатах Леметра сингулярность также сместилась в середину сферически симметричного объекта, т.е. в точку $r = 0$. Метрика Леметра (97) является синхронной, т.е. тела, неподвижные в координатах Леметра, находятся в состоянии свободного падения в центральную точку. Вертикально падающие тела достигают гравитационного радиуса $\frac{3}{2}(\rho - c\tau) = r_0$ и центра за конечное собственное время.

Аллар Гуллстранд в [32] и Поль Пенлеве в [33] показали, что, например, метрику (72) можно подставить не в стационарном, а в статическом виде с перекрестным членом

$$ds_1^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - 2\sqrt{\frac{r_0}{r}} dt dr - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2. \quad (98)$$

Все метрики-решения (72) – (73) и (75) – (76.) первого вакуумного уравнения (42) могут быть представлены в координатах:

- Крускала (Kruskal-Szekeres coordinate);
- Эддингтона - Финкельштейна (Eddington - Finkelstein coordinates);
- Леметра (Lemaître coordinates);
- Гуллстранда - Пенлеве (Gullstrand - Painlevé coordinates);
- Изотропных (Isotropic coordinates);
- Гармонических (Harmonic coordinates).

За каждой из этих систем координат кроется соответствующий процесс, подлежащий отдельному изучению с учетом методов Алгебры сигнатур, которые отчасти будут изложены в следующих пунктах.

Решения первого вакуумного уравнения (42) рассортированы на неприводимые друг в друга группы. Метрики (72) – (77) относятся к разным группам, и никаким изменением системы координат не могут быть преобразованы друг в друга.

2.5 Субконт и антисубконт

Основные особенности двухстороннего рассмотрения 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума, изложены в статьях [1,2,3,4],

В §7 статьи [2] и в §4 и §5 статьи [3] были введены условные понятия *субконт* (сокращение от «субстанциональный континуум») для обозначения внешней 4-мерной стороны 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума и *антисубконт* (сокращение от «антисубстанциональный континуум») для обозначения внутренней 4-мерной стороны 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума. Эти условные понятия предназначены для создания иллюзии двух сплошных сред *субконта* и *антисубконта* (например, «белого» и «черного» цвета) с целью удобства восприятия сложно переплетенных внутри-вакуумных процессов.

Еще раз отметим, что понятия *субконт* и *антисубконт* – это ментальные (выдуманные) конструкции двух сплошных сред, являющиеся двумя 4-мерными сторонами одной и той же протяженности 2^3 - $\lambda_{m,n}$ -вакуума [1,2,3,4]. Они похожи на два взаимно-противоположных 4-мерных эфира (т.е. на две упругопластические среды), соответственно «белого

и «черного» цвета. Однако не следует их воспринимать как альтернативы двум пространственно-временным континуумам с противоположными сигнатурами $(+---)$ и $(-+++)$. Просто в терминах переплетенных сплошных упругопластических сред значительно проще объяснить суть внутри-вакуумных процессов, которые будут рассмотрены ниже.

В соответствии с выражением (70) в [3] метрики (72) – (74) вида $ds^{(+---)^2} = g_{ij}^{(+)} dx^i dx^j$ с сигнатурой $(+---)$ определяют метрико-динамическое состояние внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. *субконта* – сплошной среды условно «белого» цвета); при этом метрики (75) – (77) вида $ds^{(-+++)^2} = g_{ij}^{(-)} dx^i dx^j$ с сигнатурой $(-+++)$ определяют метрико-динамическое состояние внутренней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. *антисубконта* – сплошной среды условно «черного» цвета) (смотри §4 и §5 в [3]).

2.6 Применение принципа «Отсутствие конечного»

В §9 статьи [2] было показано, что любая пара метрических 4-пространств с взаимно противоположными сигнатурами может быть представлена в виде суммы (или усреднения) $7 + 7 = 14$ метрических пространств с другими сигнатурами.

Например, сопряженная (т.е. взаимно-противоположная) пара метрик $ds^{(-++-)^2}$ и $ds^{(+--+)^2}$ с противоположными сигнатурами $(-++-)$ и $(+--+)$ может быть выражена суммированием (или усреднением) $7 + 7 = 14$ метрических 4-пространств с сигнатурами приведенными в ранжирном выражении (54) в [2]:

(99)

$$\begin{array}{lll} -(+ + + +) & + & (- - - -) = 0 \\ (- - - +) & + & (+ + + -) = 0 \\ (- - + -) & + & (+ + - +) = 0 \\ (+ + - -) & + & (- - + +) = 0 \\ (- + - -) & + & (+ - + +) = 0 \\ (+ - + -) & + & (- + - +) = 0 \\ \underline{(- + + +)} & + & \underline{(+ - - -)} = 0 \\ (- + + -)_+ & + & (+ - - +)_+ = 0. \end{array}$$

Напомним, что ранжирные выражения типа (99) являются следствием условия вакуумного баланса (38) в [2].

Аналогично, каждая взаимно-противоположная пара метрик с сигнатурами $(-+++)$ и $(+---)$ из шести решений (72) – (77) может быть представлена в виде суммирования (или усреднения) $7 + 7 = 14$ метрик с сигнатурами:

(100)

$$\begin{array}{lll} (+ + + +) & + & (- - - -) = 0 \\ (- - - +) & + & (+ + + -) = 0 \\ (+ - - +) & + & (- + + -) = 0 \\ (- - + -) & + & (+ + - +) = 0 \\ (+ + - -) & + & (- - + +) = 0 \\ (- + - -) & + & (+ - + +) = 0 \\ \underline{(+ - + -)} & + & \underline{(- + - +)} = 0 \\ (+ - - -)_+ & + & (- + + +)_+ = 0. \end{array}$$

Например, взаимно-противоположную пару метрик (72) и (75)

$$ds_1^{(+---)^2} = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \text{ с сигнатурой } (+---),$$

$$ds_1^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \text{ с сигнатурой } (-+++)$$

можно представить в виде суммы (или усреднения) $7 + 7 = 14$ -и таких же метрик с компонентами

$$g_{00} = (1 - r_0/r), \quad g_{11} = (1 - r_0/r)^{-1}, \quad g_{22} = r^2, \quad g_{33} = r^2 \sin^2 \theta,$$

и сигнатурами из ранжиров (100)

(101)

$$\begin{aligned} ds^{(++++)}^2 &= g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(----)}^2 = -g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(---+)}^2 &= -g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(++-)}^2 = g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(--+)}^2 &= g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(-+-)}^2 = -g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(-+)}^2 &= -g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(+-+)}^2 = g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(+--)}^2 &= -g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(-++)}^2 = -g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(+-)}^2 &= g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(-+-)}^2 = -g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(+)}^2 &= g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 - g_{33}dx_3^2 & + & ds^{(---)}^2 = -g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 - g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & = 0 \\ ds^{(---)}^2 &= g_{00}dx_0^2 - g_{11}dx_1^2 - g_{00}dx_2^2 - g_{00}dx_3^2 & + & ds^{(---)}^2 = -g_{00}dx_0^2 + g_{11}dx_1^2 + g_{22}dx_2^2 + g_{33}dx_3^2 & = 0 \end{aligned}$$

Суммирование (или усреднение) в ранжирах (100) и (101) производится по столбцам (смотрите §9 в [2])

Поясним на примере, почему в рассматриваемом случае сложение равносильно усреднению. Пусть в знаменателях ранжиров (101) указана среднее от метрик в числителе. В этом случае сумма самих знаменателей по условию вакуумного баланса равна нулю

$$\frac{1}{7} (g_{00} dx_0^2 - g_{11} dx_1^2 - g_{00} dx_2^2 - g_{00} dx_3^2) + \frac{1}{7} (-g_{00} dx_0^2 + g_{11} dx_1^2 + g_{00} dx_2^2 + g_{00} dx_3^2) = 0. \quad (102)$$

Умножим обе стороны этого выражения на 7. В результате получается то, что стоит в знаменателях ранжиров (101)

$$(g_{00} dx_0^2 - g_{11} dx_1^2 - g_{00} dx_2^2 - g_{00} dx_3^2) + (-g_{00} dx_0^2 + g_{11} dx_1^2 + g_{00} dx_2^2 + g_{00} dx_3^2) = 0. \quad (103)$$

В свою очередь, сопряженные (т.е. взаимно-противоположные) пары 4-подпространств из ранжиров (101) могут быть точно так же разложены еще на суммы $7 + 7 = 14$ под-подпространств, и так может продолжаться до бесконечности при соблюдении полного «вакуумного баланса» (т.е. если суммирование всей бесконечной совокупности взаимно-исключающих метрик с различными сигнатурами равна нулю).

Таким образом при решении первого вакуумного уравнения (42) соблюдаются сразу все три основополагающих онтологических принципа «Абсолютного отсутствия», «Справедливого распределения» и «Отсутствие конечного».

2.7 Триады метрик с различными сигнатурами

В рамках Алгебры сигнатур имеются дополнительные возможности получить стабильные вакуумные образования. Покажем это на примере метрики (72)

$$ds_1^{(+---)}^2 = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \text{ с сигнатурой } (+---).$$

Данную метрику можно представить в виде суммы трех метрик с сигнатурами, представленными в ранжирах (смотрите §8 в [2]):

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} - & - & - & + \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} - & - & + & - \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} - & + & - & - \end{pmatrix} \\ & \begin{pmatrix} + & - & + & - \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} + & + & - & - \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} + & - & - & + \end{pmatrix} \\ & \underline{\begin{pmatrix} + & + & - & - \end{pmatrix}} & \underline{\begin{pmatrix} + & - & - & + \end{pmatrix}} & \underline{\begin{pmatrix} + & - & + & - \end{pmatrix}} \\ & \begin{pmatrix} + & - & - & - \end{pmatrix}_+ & \begin{pmatrix} + & - & - & - \end{pmatrix}_+ & \begin{pmatrix} + & - & - & - \end{pmatrix}_+ \end{aligned} \quad (104)$$

Например, первый из трех ранжиров (104) раскрывается следующим образом

$$\begin{aligned}
ds_1^{(+)^2} &= -\left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (---+) \\
ds_1^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (+-+-) \\
ds_1^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (++)- \\
\hline
ds_1^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (+---)
\end{aligned} \tag{105}$$

Аналогично, метрика (75)

$$ds_1^{(-+++)^2} = -\left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (-+++):$$

может быть представлена в виде суммы трех метрик с сигнатурами, представленными в ранжирах:

$$\begin{array}{ccc}
(+ + + -) & (+ + - +) & (+ - + +) \\
(- + - +) & (- - + +) & (- + + -) \\
\hline
(- - + +) & (- + + -) & (- + - +) \\
(- + + +)_+ & (- + + +)_+ & (- + + +)_+
\end{array} \tag{106}$$

Например, первый из трех ранжиров (106) раскрывается следующим образом

$$\begin{aligned}
ds_1^{(-)^2} &= \left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (+++-) \\
ds_1^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (-+-+) \\
ds_1^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (--++) \\
\hline
ds_2^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r_o}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad \text{с сигнатурой } (-+++)
\end{aligned} \tag{107}$$

Любая из метрик с сигнатурами $(---+)$, $(+-+)$, $(++-)$ и $(+++)$, $(-+-)$, $(-++)$, которые находятся в числителях ранжиров (105) и (107) не является решением первого вакуумного уравнения (42). В этом можно убедиться, если подставить компоненты метрического тензора из этих метрик в данное уравнение. Однако сумма троек метрик (105) и (107) равна либо метрике (72) с сигнатурой $(+---)$, либо метрике (75) с сигнатурой $(-+++)$, которые описывают соответственно более сложно устроенные стабильные: выпуклость *субконта* и вогнутость *антисубконта*.

Имеется множество комбинаций 4-метрик с различными сигнатурами из матрицы сигнатур (32) в [2]

$$\text{sign}(ds^{(a,b)^2}) = \begin{pmatrix} (+ + + +) & (+ + + -) & (- + + -) & (+ + - +) \\ (- - - +) & (- + + +) & (- - + +) & (- + - +) \\ (+ - - +) & (+ + - -) & (+ - - -) & (+ - + +) \\ (- - + -) & (+ - + -) & (- + - -) & (- - - -) \end{pmatrix}, \tag{108}$$

которые в сумме приводят к сигнатуре пространства Минковского (т.е. субконта) $(+ - - -)$ и сигнатуре анти-пространства Минковского (т.е. антисубконта) $(- + + +)$. Возможность применения и смысл и этих комбинаций раскроется в последующих статьях предлагаемого проекта.

2.8 Усредненное метрико-динамическое состояние субконта

2.8.1 Усреднение метрик субконта

Отдельно рассмотрим три метрики (72) – (74):

$$ds_1^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (72')$$

$$ds_2^{(+)^2} = \left(1 + \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (73')$$

$$ds_2^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (74')$$

которые описывают метрико-динамическое состояние внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. субконта).

Третья метрика (74) является частным случаем первых двух метрик (72) и (73) при $r_0 = 0$, и описывает состояние исходного (т.е. неискривленного) локального участка субконта.

Обе метрики (72) и (73) являются решениями одного и того же вакуумного уравнения (42) при одних и тех же условиях. Нет причин отдать предпочтение любой из них, т.е. каждая из этих метрик может быть реализована с вероятностью $\frac{1}{2}$. Поэтому, следуя принципу «Справедливого распределения», рассмотрим результат их усреднения

$$ds_{12}^{(+)^2} = \frac{1}{2} (ds_1^{(+)^2} + ds_2^{(+)^2}) = c^2 dt^2 - \frac{r^2}{r^2 - r_0^2} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (109)$$

с усредняемыми компонентами метрического тензора

$$g_{(12)ik}^{(+)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{r^2}{r^2 - r_0^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Нулевая компонента метрического тензора в усредненной метрике (109) равна единице ($g_{00}^{(+)} = 1$), это означает, что время t глобально.

В искривленном 4-мерном пространстве с сигнатурой $(+ - - -)$ расстояние между двумя событиями с разными r , но с одинаковыми остальными координатами, определяется интегралом [8]

$$\xi = \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{-g_{11}^{(+)}} dr. \quad (110)$$

Если $g_{11}^{(+)} = -(1 - r_0/r)^{-1}$ из метрики (72) или $g_{11}^{(+)} = -(1 + r_0/r)^{-1}$ из метрики (73) подставить в интеграл (110), то такой интеграл не берется в элементарных функциях.

При подстановке в интеграл (110) $g_{(12)11}^{(+)}$ из усредненной метрики (109) удастся найти аналитическое решение

$$\int_{r_1}^{r_2} \frac{r dr}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} = \sqrt{r^2 - r_0^2} \Big|_{r_1}^{r_2}. \quad (111)$$

Это пятое математическое чудо: усреднение двух решений вакуумного уравнения (42) с одной и той же сигнатурой (+ — —) привело к осмысленному результату.

Найдем сначала величину отрезка между точками $r_1 = 0$ и $r_2 = r_0$:

$$\sqrt{r^2 - r_0^2} \Big|_0^{r_0} = -\sqrt{-r_0^2} = -\sqrt{-1}r_0 = -ir_0. \quad (112)$$

Длина этого отрезка равна радиусу полости r_0 , а мнимость этого результата говорит о том, что усредненная метрика (109) не описывает свойства субконта внутри шарообразной полости с радиусом r_0 . Другими словами, область применимости метрики (109) начинается от r_0 и простирается до $r_2 = \infty$. В этом случае имеем

$$\sqrt{r^2 - r_0^2} \Big|_{r_0}^{\infty} = \sqrt{\infty^2 - r_0^2}. \quad (113)$$

Если бы исследуемая область субконта не была деформирована, то расстояние между точками $r_2 = \infty$ и $r_1 = r_0$ было бы равно $r_2 - r_1 = \infty - r_0$, а в нашем случае оно равно величине (113), вычитая одно из другого, обнаруживаем

$$\sqrt{\infty^2 - r_0^2} - (\infty - r_0) \approx r_0. \quad (114)$$

Полученный результат показывает, что субконт сжат на величину $\sim r_0$ во всех радиальных направлениях, а причина такого сжатия связана с тем, что он «вытеснен» из полости с радиусом r_0 . Это похоже на воздушный пузырь в жидкости (рис. 3).

2.8.2 Относительное удлинение субконта

Об искажениях исследуемой области субконта будем судить по его относительному удлинению (смотрите выражение (41) в [3])

$$l^{(+)} = \frac{ds^{(+)} - ds_0^{(+)}}{ds_0^{(+)}} = \frac{ds^{(+)}}{ds_0^{(+)}} - 1. \quad (115) \quad (80)$$

При этом относительное удлинение по каждой координате определяется выражениями (47) в [3]

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} - g_{ii0}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1, \quad (116) \quad (81)$$

где $g_{ii}^{(+)}$ — компоненты метрического тензора искривленного участка субконта.

$g_{ii0}^{(+)}$ — компоненты метрического тензора того же участка субконта до искривления (т.е. при отсутствии его искривления).

Подставим в выражения (116) компоненты $g_{ii}^{(+)}$ из усредненной метрики (109), а компоненты $g_{ii0}^{(+)}$ из исходной метрики (74), в результате получим

$$l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r} = \sqrt{\frac{r^2}{r^2 - r_0^2}} - 1, \quad l_\theta^{(+)} = 0, \quad l_\phi^{(+)} = 0. \quad (117)$$

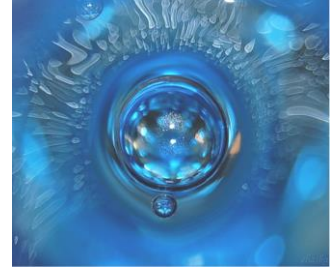


Рис. 3: Воздушный пузырь в жидкости

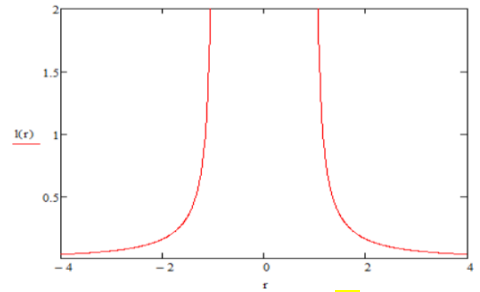


Рис. 4: График функции (117) $l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r}$

График функции $l_r^{(+)} = \Delta r/r$, при $r_0 = 1$, приведен на рис. 4. При $r = r_0$ данная функция стремится к бесконечности $\Delta r/r = \infty$, а при $r < r_0$ она становится мнимой, что еще раз подтверждает модель «пустого пузыря (т.е. сферической полости) в жидкости».

Таким образом, усреднение метрик (72) и (73) приводит к метрико-динамической модели стабильного (условно выпуклого) вакуумного образования типа «сферическая полость в жидкости», тогда как по отдельности данные метрики к таким результатам не приводят. Это еще раз подтверждает, что усреднение метрик (72) – (73) или (75) – (76) не лишено смысла.

Подстановка в выражение (116) компоненты $g_{11}^{(+)}$ из метрики (72) или компоненты $g_{11}^{(+)}$ из метрики (73) приводит к абсурдным результатам, показанным на рис. 4.1.

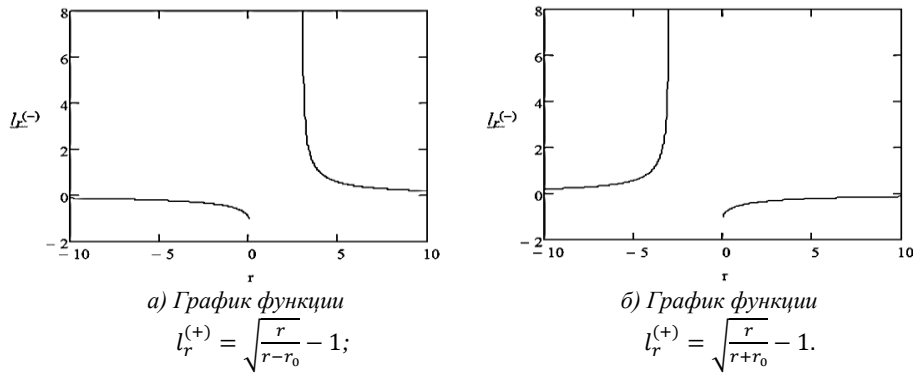


Рис. 4.1: Графики относительных удлинений по отдельности для метрики (72) (а), и для метрики (73) (б). Расчеты выполнены при $r_0 = 2$, с помощью программного обеспечения MathCad

2.8.3 Скручивание в k -жгуты субконта

В §5.2 в [3] было показано, что если складываются (или усредняются) две метрики (т.е. квадратичные формы), в частности

$$ds_{12}^{(+)^2} = \frac{1}{2}(ds_1^{(+)^2} + ds_2^{(+)^2}), \quad (118)$$

то это соответствует отрезку двойной спирали, состоящей из двух перелетных линий («нитей») $s_1^{(+)}$ и $s_2^{(+)}$. Отрезки этих спиралей всегда взаимно перпендикулярны по отношению друг к другу $ds_1^{(+)} \perp ds_2^{(+)}$ (смотрите рис. 10 в [3]) и могут быть описаны комплексным числом

$$ds_{12}^{(+)} = \frac{1}{\sqrt{2}}(ds_1^{(+)} + i ds_2^{(+)}) \quad (119)$$

квадрат модуля которого равен усредненной метрике (118).

Каждая из этих «нитей» может состоять из двух под-нитей $ds_1^{(+)'}$ и $ds_1^{(+)"}$, а также $ds_2^{(+)'}$ и $ds_2^{(+)"}$ (смотрите рис. 10 в [3]). Тогда спираль описывается системой из двух сопряженных комплексных чисел

$$ds_{12}^{(+)' } = \frac{1}{\sqrt{2}}(ds_1^{(+)' } + i ds_2^{(+)' }), \quad (120)$$

$$ds_{12}^{(+)" } = \frac{1}{\sqrt{2}}(ds_1^{(+)" } - i ds_2^{(+)" }),$$

произведение которых также равно усредненной метрике (118).

В соответствии с выражениями (55) – (59) в [2] линейные элементы $ds_1^{(+)}$ и $ds_2^{(+)}$ в метриках (72) и (73) могут быть представлены в виде спинтензоров или в виде аффинных агрегатов (т.е. аффиноров, по сути спиралей)

$$ds_1^{(+)} = \begin{vmatrix} \sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} cdt + r \sin \theta d\phi & \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)}} dr + ir d\theta \\ \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)}} dr - ir d\theta & \sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} cdt - r \sin \theta d\phi \end{vmatrix} =$$

$$= \sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)} cdt \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{r_o}{r}\right)}} dr \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - ir d\theta \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - r \sin \theta d\phi \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad (121)$$

$$ds_2^{(+)} = \begin{vmatrix} \sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)} cdt + r \sin \theta d\phi & \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)}} dr + ir d\theta \\ \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)}} dr - ir d\theta & \sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)} cdt - r \sin \theta d\phi \end{vmatrix} =$$

$$= \sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)} cdt \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{r_o}{r}\right)}} dr \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} - ir d\theta \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} - r \sin \theta d\phi \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (122)$$

В §5.2 в [3] было предложено называть усредненную метрику вида (118) 2-жгутом.

Таким образом, по классификации Алгебры сигнатур усредненная метрика (109) является 2-жгутом, в которые переплетены две линии («нити») $ds_1^{(+)}$ и $ds_2^{(+)}$, определяемые аффинорами (121) и (122), или четырьмя скрученными подлиниями $ds_1^{(+)'}$, $ds_2^{(+)'}$, $ds_1^{(+)'}$, $ds_2^{(+)'}$ (120).

Согласно §2.6 и §2.8.3 данной статьи, каждая из метрик (72) и (73) может быть представлена в виде суммы семи подметрик с сигнатурами левого ранжира из ранжирного выражения (101) с вероятностью 1/7, которые, в свою очередь, могут быть представлены в виде суммы под-под-метрик с соответствующей вероятностью 1/49, и такое «углубление» с уменьшением вероятности сможет продолжаться до бесконечности.

Если предположить, что каждая под-метрика и под-под-метрика и т.д. определяет спиральные линии, с «цветом», соответствующим их сигнатуре (смотрите ранжирное выражение (70) в [3])

(123)

Красный	(+ + + +)	+	(- - - -)	Анти-красный
Желтый	(- - - +)	+	(+ + + -)	Анти-желтый
Оранжевый	(+ - - +)	+	(- + + -)	Анти-оранжевый
Зеленый	(- - + -)	+	(+ + - +)	Анти-зеленый
Голубой	(+ + - -)	+	(- - + +)	Анти-голубой
Синий	(- + - -)	+	(+ - + +)	Анти-синий
<u>Фиолетовый</u>	<u>(+ - + -)</u>	+	<u>(- + - +)</u>	<u>Анти-фиолетовый</u>
Белый	(+ - - -) ₊	+	(- + + +) ₊	Черный

то результаты, полученные в этом параграфе, можно проиллюстрировать двухмерным «срезом» 3-мерного стабильного вакуумного образования типа «сферической полости в жидкости», показанного на рис. 4 и 5.

Переплетенная ткань пространственно-временного континуума Алгебры сигнатур во многом схожа со спиновой сетью петлевой квантовой гравитации.



Рис. 5: Фрактальная иллюстрация двухмерного среза 3-мерного стабильного вакуумного образования типа «сферической полости в жидкости», состоящего из переплетения множества линий («нитей») разного «цвета», которые все более и более вытягиваются по мере приближения к сфере с радиусом r_0

2.8.4 Движение слоев субконта (т.е. «белой» упругопластической псевдо-среды)

Из предыдущего пункта следует, что две метрики (72) и (73) с сигнатурой $(+---)$ определяют метрико-динамическое состояние двух 4-мерных пространств, которые повсюду переплетены в единую «ткань» субконта.

По формальной классификации «цветов» Алгебры сигнатур (123) (или (70) в [3]) оба эти 4-пространства имеют белый «цвет», т.к. имеют сигнатуру $(+---)$. Поэтому для наглядности предположим, что метрика (72) описывает упругопластическую псевдо-среду « a -белого» цвета (или a -субконт), а метрика (73) описывает псевдо-среду « b -белого» цвета (или b -субконт).

Теперь рассмотрим, как эти упругопластические «псевдо-среды» двигаются.

В §6.2 в [3] были рассмотрены несколько кинематических случаев движения слоев двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума.

Для метрик (72) и (73) подходит первый случай, т.е. метрика (91) в [3] с сигнатурой $(+---)$

$$ds^{(+)}^2 = \left(1 + \frac{v_r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (124)$$

так как в этой метрике, так же как в метриках (72) и (73), компоненты метрического тензора $g_{i0}^{(+)} = g_{i0}^{(+)} = 0$.

В свою очередь, метрикам (75) и (76) с сигнатурой $(-+++)$ (по классификации (123): упругопластическим псевдо-средам « a -черного» и « b -черного» цвета, т.е. a -антисубконт и b -антисубконт), соответствует метрика (91) в [3] с аналогичной сигнатурой $(-+++)$

$$ds^{(-)2} = -\left(1 + \frac{v_r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (125)$$

Сравним $g_{00}^{(+)}$ в метриках (72) и (124), в результате получим

$$1 - \frac{r_0}{r} = 1 + \frac{v_{r1}^2}{c^2}$$

откуда определим компоненты вектора скорости «а-белой» псевдо-среды (т.е. *a*-субконта)

$$-v_{r1}^2 = \frac{c^2 r_0}{r} \quad \text{или} \quad v_{r1} = \sqrt{-\frac{c^2 r_0}{r}} = i \sqrt{\frac{c^2 r_0}{r}} \quad \text{или} \quad -iv_{r1} = \sqrt{\frac{c^2 r_0}{r}}, \quad v_{\theta 1} = 0, \quad v_{\phi 1} = 0. \quad (126)$$

Сравним $g_{00}^{(+)}$ в метриках (73) и (124), в результате получим

$$1 + \frac{r_0}{r} = 1 + \frac{v_{r2}^2}{c^2},$$

откуда определим компоненты вектора скорости «b-белой» псевдо-среды (т.е. *b*-субконта)

$$v_{r2}^2 = \frac{c^2 r_0}{r} \quad \text{или} \quad v_{r2} = \sqrt{\frac{c^2 r_0}{r}}, \quad v_{\theta 2} = 0, \quad v_{\phi 2} = 0. \quad (127)$$

Также сравним $g_{00}^{(+)}$ в усредненной метрике (109) и в метрике (124), в результате получим для скорости субконта в среднем

$$1 = 1 + \frac{v_r^{(+)^2}}{c^2} \quad \text{или} \quad v_r^{(+)^2} = 0, \quad v_\theta^{(+)} = 0, \quad v_\phi^{(+)} = 0. \quad (128)$$

Согласно выражениям (126), (127) и (128) во всех радиальных направлениях средняя скорость *ab*-субконта (т.е. «белой» псевдо-среды) равна нулю

$$v_r^{(+)^2} = \frac{1}{2}(v_{r2}^2 - v_{r1}^2) = 0 \quad \text{или} \quad |v_r^{(+)}| = \frac{1}{2} \left| \sqrt{\frac{c^2 r_0}{r}} - i \sqrt{\frac{c^2 r_0}{r}} \right| = 0. \quad (129)$$

Из выражений (126), (127) и (129) видно, что «а-белая» псевдо-среда (*a*-субконт) притекает в виде тонких струек (токов) со всех сторон к краю сферической полости по множеству спиралей, т.е. обвивая все радиальные направления (смотрите рис. 6а), и при $r_0 = r$ достигает скорости света *c*. При этом «b-белая» псевдо-среда (*b*-субконт) оттекает в виде тонких струек (токов) от края сферической полости во все стороны по множеству спиралей (обвивая радиальные направления), начиная со скорости света при $r_0 = r$, и убывая на периферии до нуля. В совокупности «а-белые» и «b-белые» токи скручены во встречные двойные спирали (рис. 6а), которые в среднем в каждой локальной области полностью компенсируют проявления друг друга. То есть в каждой локальной области (вне сферической полости с радиусом r_0) соблюдается баланс притекающих и отекающих токов и протivotоков по скрученным в двойные спирали «белым нитям», относительное удлинение которых было рассмотрено в §2.8.3.

При извлечении информации из совокупности метрик (72) и (73) видим, что чем больше локальное растяжение белых «нитей» субконта, по мере приближения к сферической полости (смотрите выражение (117) и рис. 4), тем больше скорость токов, протекающих по этим «нитям» (смотрите выражение (126) и (127) и рис. 6а)).

Скорость и ускорение а-субконта и б-субконта могут исследованы не на основе упрощенной кинематической модели (91) в [3], а на более утонченной динамической модели представленной в §4 в [4]. Однако этому необходимо посвятить отдельное обширное исследование. Поэтому ограничимся здесь только кинематическим рассмотрением.

Как было показано в §2.6, каждый ток, текущий по «*a*-белой» нити и по «*b*-белой» нити, является переплетением (жгутом) семи под-токов, текущих по под-нитям с «цветами» (т.е. с сигнатурами) из левого ранжира выражения (123) (или (70) в [3]). В свою очередь каждый под-ток является жгутом из 7 под-под-токов, и так продолжается до бесконечности (смотрите §2.6).

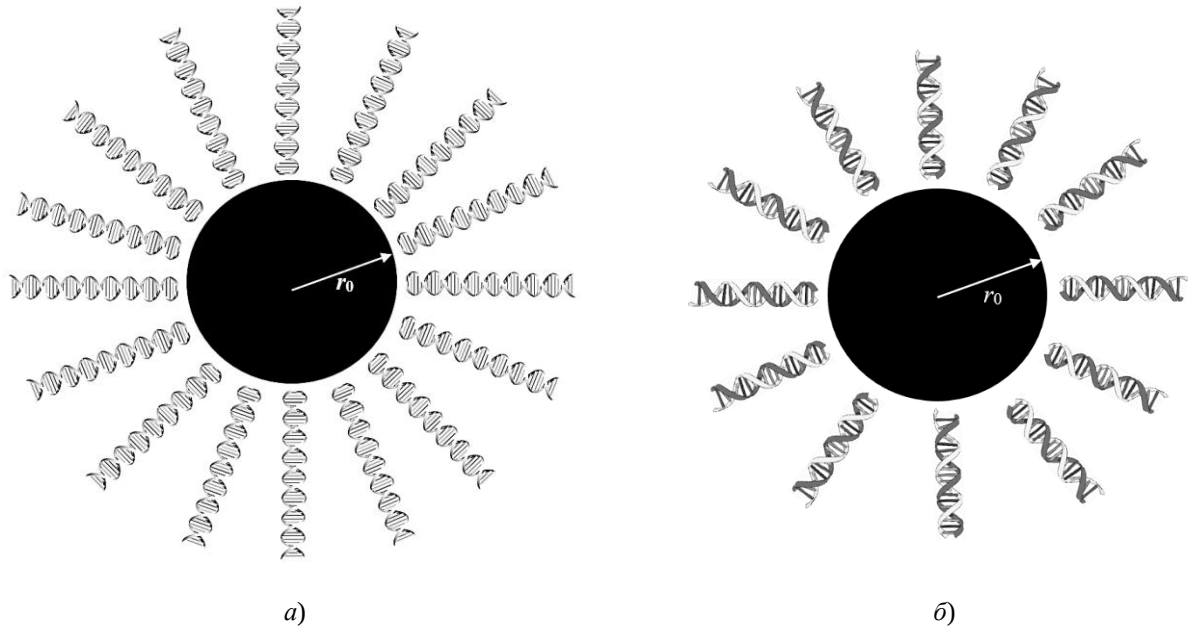


Рис. 6: а) «*a*-белая» псевдо-среда (*a*-субконт) притекает в виде тонких струек (токов) по спиралям к краю сферической полости с радиусом r_0 , постепенно увеличивая скорость с нуля до скорости света c , при этом «*b*-белая» псевдо-среда (*b*-субконт) оттекает в виде тонких струек (токов) по контр - спиралям вокруг всех радиальных направлений от края сферической полости с радиусом r_0 , начиная со скорости света; б) «Белая» и «черная» псевдо-среды оттекают и притекают по спиралям вокруг всех радиальных направлений к краю сферической полости с радиусом r_0

Течения множества переплетенных «цветных» под-токов по растянутым и скрученным в спирали «нитям», проиллюстрированы на рис. 6.

Как уже отмечалось, «цветные» псевдо-среды и «цветные» нитевидные токи – это ментальные конструкции (т.е. плод воображения). Здесь мы привлекли эти понятия только для того, чтобы помочь мышлению осознать суть математических моделей в терминах близких к нашему чувственному опыту. В этом явное отличие интерпретации Алгебры сигнатур нулевых компонент метрического тензора по сравнению с общей теорией относительности А. Эйнштейна. Нулевые компоненты метрического тензора $g_{00}^{(+)}$ и $g_{0i}^{(+)} = g_{i0}^{(+)}$ здесь связываются не с изменением течения времени, как в ОТО, а с движением псевдо-сред (смотрите в §6 в [3]). Иллюзия подвижно-деформированной сплошной среды более приемлема для нашего восприятия, чем иллюзия изменения течения времени. Дело в том, что время – это очень сложная и многозначная философская категория, и мы его не умеем измерять. У человечества вообще нет ни одного прибора, способного измерять время, которое дано нам как ощущение длительности. Только небесные светила (планеты и звезды), позволяют нам ориентироваться в реальном времени. Однако, механические или электронные часы не измеряют время! Часы – это сложное техническое устройство, обеспечивающее достаточно стабильное вращение стрелок. Они позволяют синхронизировать различные процессы, но практически никакого времени (т.е. ощущаемой нами длительности) часы не измеряют. Все подобные приборы – это стабильные синхронизаторы (т.е. генераторы частоты, или стандарты частоты) с определенной погрешностью. Аналогично, мы не измеряем линейками реальную протяженность Бытия, а только расстояние между предметами или размеры самих предметов. Об этом громогласно заявлял Эрнст Мах в «Механике. Историко-критический очерк её развития» 1883 г., но его услышали не многие. Технические синхронизаторы (которые мы называем часами или стабильными стандартами частоты) действительно могут выдавать тактовую частоту по-разному, в зависимости от того,

двигаются они относительно физического вакуума с большой скоростью или нет, т.к. это различные варианты их существования, и это может согласовываться с выводами релятивистской механики. Однако еще раз отметим, что практически никакого отношения к сложному и неравномерно текущему реальному времени (т.е. к длительности Бытия) эти часы практически не имеют. Поэтому тяжело воспринимать искажение технического времени и искривление технического пространства в основаниях фундаментальной теории.

Другими словами, пространственно-временной континуум Минковского – это настоящая иллюзия, сконструированная общественным сознанием. Тогда как к протяженности реального Бытия, как к сплошной среде, способной деформироваться и при этом ускоренно перемещаться, интуиция относится с большим доверием. При этом рассматриваемая математическая модель показывает, что локальная деформация псевдо-среды неминуемо сопровождается возникновением локального течения, и наоборот течения псевдо-среды вызывают ее деформации. С другой стороны, интерпретация получаемых результатов как 4-искривления пространственно-временного континуума, или как 4-искажения упругопластической псевдо-среды равнозначны по степени нашего доверия к восприятию окружающей реальности. Поэтому упругопластическая или пространственно-временная интерпретация результатов расчета равнозначны, и зависят от удобства их применения при решении той или иной задачи.

Вместе с тем упругопластическая интерпретация имеет одно неоспоримое преимущество, поскольку в этом случае внутри всех областей метрико-динамических моделей вакуумных образований и для всех вакуумных образований входящих в общее рассмотрение можно ввести одно глобальное время. При этом на фоне глобального пространственно-временного континуума повсюду задаются параметры 4-деформации сплошной упругопластической псевдо-среды.

2.8.5 Усредненное метрико-динамическое состояние антисубконта

Если с метриками (75) – (77) с сигнатурой $(- + + +)$:

$$ds_1^{(-)2} = -\left(1 - \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (75')$$

$$ds_2^{(-)2} = -\left(1 + \frac{r_0}{r}\right) c^2 dt^2 + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_0}{r}\right)} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (76')$$

$$ds_3^{(-)2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (77')$$

проделать аналогичные действия (109) – (129), то получим метрико-динамическую модель точно такого же, но противоположного, стабильного, условно «вогнутого» вакуумного образования типа «сферическая анти-полость в жидкости», с усредненной метрикой

$$ds_{12}^{(-)2} = \frac{1}{2} (ds_1^{(-)2} + ds_2^{(-)2}) = -c^2 dt^2 + \frac{r^2}{r^2 - r_0^2} dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \text{ с сигнатурой } (- + + +) \quad (130)$$

и переплетенными в жгуты «черными» токами *a*-антисубконта и *b*-антисубконта.

2.8.6 Три возможных сценария сосуществования «сферической полости» и «сферической анти-полости»

Условие соблюдения «вакуумного баланса» (т.е. принцип Абсолютного отсутствия) диктует три основных возможных сценария сосуществования «сферической полости в жидкости» и «сферической анти-полости в той же жидкости»:

1. Если полость (72) – (74) и анти-полость (75) – (77) занимают практически один и тоже объем $2^3 \cdot \lambda_{m,n}$ -вакуума (т.е. практически совмещены по координатам и по времени) то они полностью компенсируют проявления друг друга. Наиболее вероятный сценарий их сосуществования – это «танец смерти» (рис.7 и 8), в результате которого они сбрасывают энергичность в виде волновых возмущений и исчезают (аннигилируют).

2. Если «полость» (72) – (74) и «анти-полость» (75) – (77) существуют одновременно, но разнесены в 3-мерном пространстве, то они при усреднении по всему пространству также полностью компенсируют проявления друг друга. Такие «выпуклость» и «вогнутость» должны стремиться друг к другу, чтобы вновь слиться в «танце смерти».

3. «Полость» (72) – (74) и «анти-полость» (75) – (77) могут быть разнесены по времени, с соблюдением «вакуумного баланса». В этом случае они с некоторой периодичностью должны перетекать друг в друга, например, с использованием «механизмов» взрыва и коллапса Эддингтона-Финкельштейна (94).

Отметим, что если строго придерживаться принципа «Справедливого распределения», то должны реализоваться все три вышеуказанных сценария с вероятностью 1/3.

У А. Эйнштейна, Д. Гильберта и К. Шварцшильда получилась только одна «полость» (которую позже назвали «черной дырой»), т.к. они исследовали искривленное метрическое пространство только с одной сигнатурой $(-+++)$. Возможно, это было Предначтано Альберту Эйнштейну СВЫШЕ. В переводе с немецкого языка и идиша Айн (יִיזֶן) – это «Один» или «Нет», т.е. Отсутствующее присутствие; Штайн (нем. Stein, идиш יִשְׁטֵין) – это камень; Альберт – на древнегерманском (франкском) [adal] («благородный») и [berht] («яркий», «блистательный»). В результате получается, что «Альберт Эйнштейн» (в английской транскрипции - «Айнштайн») – это Благородно блистающее Единое Отсутствие, или Один «Блистающий Черный Камень» или «Зияющая Черная Дыра», Бездна вызывающая Священный трепет.

На данном этапе исследования не ясно, что находится внутри сферической «полости» с радиусом r_0 с вытесненным субконтом и в аналогичной сферической «анти-полости» с вытесненным антисубконтом? Другая проблема заключается в следующем: получилось, что в мире, описываемом первым вакуумным уравнением Эйнштейна (42) имеется только две взаимно противоположные полости. Больше ничего нет, а где огромное многообразие существ населяющий реальный мир? Кроме того, вызывает сомнение наличие сингулярности типа $l_r^{(+)} = \Delta r/r \rightarrow \infty$. Далее будет сделана попытка ответить на эти вопросы.

2.9 Заполнение сферической полости

Рассмотрим три «перевернутых» метрики (84) – (86) с сигнатурой $(+---)$:

$$ds_{1*}^{(+2)} = \left(1 - \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (84')$$

$$ds_{2*}^{(+2)} = \left(1 + \frac{r}{r_0}\right) c^2 dt^2 - \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_0}\right)} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (85')$$

$$ds_{3*}^{(+2)} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2. \quad (86')$$

С этими метриками необходимо провести полный анализ, который был проведен в §2.8 с метриками (72) – (74), но мы здесь остановимся на самых основных аспектах.

Рассмотрим результат усреднения метрик (84') и (85')

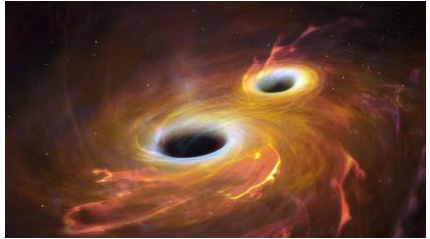
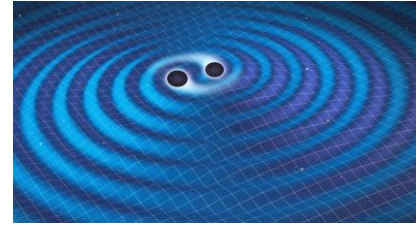


Рис. 7: Иллюстрация танца смерти «полости» и «анти-полости»

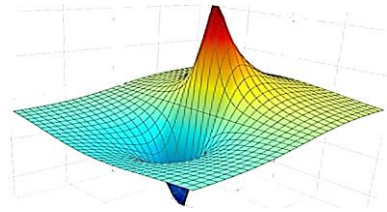


Рис. 8: «Полость» и «анти-полость», разнесенные в пространстве

$$ds_{12*}^{(+2)} = \frac{1}{2} (ds_{1*}^{(+2)} + ds_{2*}^{(+2)}) = c^2 dt^2 - \frac{r_0^2}{r_0^2 - r^2} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (131)$$

Чтобы определить относительное удлинение субконта в этом случае подставим в выражения (116) компоненты $g_{ii}^{(+)}$ из усредненной метрики (131), а компоненты $g_{ii0}^{(+)}$ из исходной метрики (86'), в результате получим

$$l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r} = \sqrt{\frac{r_0^2}{r_0^2 - r^2}} - 1, \quad l_\theta^{(+)} = 0, \quad l_\phi^{(+)} = 0. \quad (132)$$

График функции радиального относительного удлинения субконта (132) $l_r^{(+)} = \Delta r/r$, при $r_0 = 1$, приведен на рис. 9.

Очевидно, что усредненная метрика (131) описывает деформацию и свернутые в жгуты течения встречных потоков субконта внутри сферической полости.

На рис. 10 показано объединение графиков функций относительного удлинения субконта (117) и (132), как снаружи, так и внутри рассматриваемого корпускулярного сферического вакуумного образования.

Теперь становится понятно, для чего нужны «перевернутые» метрики-решения (84) – (86) первого вакуумного уравнения Эйнштейна. Эти решения, возможно, внесут ясность в ту область пространства, которая скрывалась за горизонтом событий метрик Шварцшильда.

Однако, при $r = r_0$ обе функции относительного удлинения субконта (117) и (132), стремятся к бесконечности ($\Delta r/r = \infty$). Это говорит о том, что при явном прогрессе в заполнении «черных пятен», остаются проблемы связанные с сингулярностями.

Попытка решения проблемы сингулярностей будет предпринята в следующей статье данного проекта, с применением третьего вакуумного уравнения Эйнштейна.

Аналогичное усреднение «перевернутых» метрик (87) – (89) с сигнатурой $(- + + +)$, приводит к метрико-динамической модели ядра антисубконта, заполняющего сферическую полость в стационарно деформированном антисубконте (смотрите §2.8.5).

3 Усредненное второе вакуумное уравнение Эйнштейна

3.1 Усредненное вакуумное уравнение

Рассмотрим систему вакуумных уравнений Эйнштейна (51)

$$\begin{cases} R_{ik} + \Lambda_1 g_{ik} = 0, \\ R_{ik} - \Lambda_2 g_{ik} = 0. \end{cases} \quad (133)$$



Воздушный пузырь в жидкости

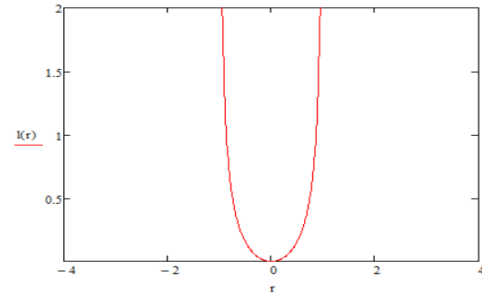


Рис. 9: График функции $l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r}$ (132)

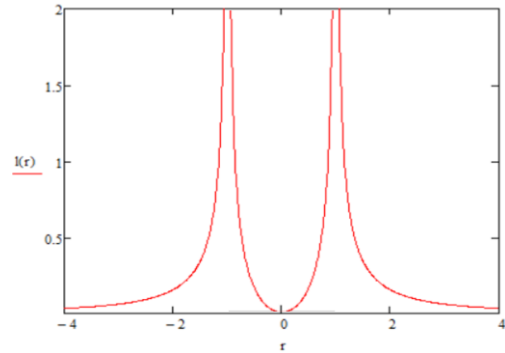


Рис. 10: Объединение графиков функций относительного удлинения субконта (117) и (132)

Каждое из уравнений данной системы имеет право на применение с вероятностью $\frac{1}{2}$ поэтому согласно принципу «Справедливого распределения» будем искать решение усредненного уравнения

$$R_{ik} + \frac{1}{2} (\Lambda_1 g_{ik} - \Lambda_2 g_{ik}) = 0, \quad (134)$$

$$\text{или } R_{ik} + \frac{1}{2} g_{ik} (\Lambda_1 - \Lambda_2) = 0, \quad (135)$$

где согласно выражению (50)

$$\Lambda_1 = \frac{3}{r_1^2}, \quad \Lambda_2 = \frac{3}{r_2^2}, \quad r_1 - \text{радиус первой сферы; } r_2 - \text{радиус второй сферы.} \quad (136)$$

С точки зрения законов сохранения, усредненное вакуумное уравнение (134) обладает теми же свойствами, что и любое из уравнений (133), т.к. ковариантная и обычная производные тензора с левой стороны этого уравнения равны нулю.

$$\nabla_j (R_{ik} + \frac{1}{2} \Lambda_1 g_{ik} - \frac{1}{2} \Lambda_2 g_{ik}) = \frac{\partial (R_{ik} + \frac{1}{2} \Lambda_1 g_{ik} - \frac{1}{2} \Lambda_2 g_{ik})}{\partial x^j} = 0. \quad (137)$$

При рассмотрении вакуумного уравнения (135) выявляются три возможных случая:

1). Если $\Lambda_1 = \Lambda_2$, тогда уравнение (135) приобретает вид первого вакуумного уравнения (42) $R_{ik} = 0$.

2). Если $\Lambda_1 - \Lambda_2 = \pm \Lambda_\Sigma$, тогда уравнение (135) приобретает вид второго вакуумного уравнения

$$R_{ik} \pm \frac{1}{2} \Lambda_\Sigma g_{ik} = 0. \quad (138)$$

3). Если $\Lambda_1 - \Lambda_2 = \pm R$, тогда уравнение (135) приобретает вид тензора Эйнштейн, приравненного нулю

$$R_{ik} \pm \frac{1}{2} R g_{ik} = 0. \quad (139)$$

Это уравнение, согласно выражениям (40) – (42) для 4-мерного пространства ($n = 4$), в любом случае (+) или (–) вновь приобретает вид первого вакуумного уравнения (42).

3.2 Решение второго вакуумного уравнения Эйнштейна

3.2.1 Метрики-решения Коттлера - де Ситтера - Шварцшильда и Рейснера - Нордстрёма

Самым интересным представляется третий, самосогласованный случай, когда $\Lambda_1 - \Lambda_2 = \pm R$, но на данном этапе исследования мы пока знаем только то, что уравнение (139) сводится к первому вакуумному уравнению Эйнштейна (42), а его решения уже были рассмотрены в §2 данной статьи.

Поэтому рассмотрим решения второго вакуумного уравнения (138)

$$R_{ik} \pm \Lambda_a g_{ik} = 0, \quad (140)$$

где введено условное обозначение $\frac{1}{2} \Lambda_\Sigma = \Lambda_a$, здесь $\Lambda_a = 3/r_a^2$,

Для стационарного, сферически симметричного случая решениями уравнения (140) являются пять метрик с сигнатурой (+ – – –)

$$ds_1^{(+2)} = \left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r^2}{r_{a1}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r^2}{r_{a1}^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (141)$$

$$ds_2^{(+2)} = \left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r^2}{r_{a2}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r^2}{r_{a2}^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (142)$$

$$ds_3^{(+2)} = \left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r^2}{r_{a3}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r^2}{r_{a3}^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (143)$$

$$ds_4^{(+2)} = \left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r^2}{r_{a4}^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r^2}{r_{a4}^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (144)$$

$$ds_5^{(+2)} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (145)$$

где $r_{a1}, r_{a2}, r_{a3}, r_{a4}$ и $r_{b1}, r_{b2}, r_{b3}, r_{b4}$ – константы интегрирования (т.е. постоянные параметры метрики) с размерностью расстояния.

Система из этих метрик определяют стабильное метрико-динамическое состояние *субконта* (т.е. внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума, смотрите §4 и рис. 7 в [3])

Так же решениями уравнения (140) являются пять метрик с сигнатурой $(- + + +)$

$$ds_1^{(-2)} = -\left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r^2}{r_{a1}^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r^2}{r_{a1}^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (146)$$

$$ds_2^{(-2)} = -\left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r^2}{r_{a2}^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r^2}{r_{a2}^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (147)$$

$$ds_3^{(-2)} = -\left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r^2}{r_{a3}^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r^2}{r_{a3}^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (148)$$

$$ds_4^{(-2)} = -\left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r^2}{r_{a4}^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r^2}{r_{a4}^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (149)$$

$$ds_5^{(-2)} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (150)$$

Система из этих метрик определяют стабильное метрико-динамическое состояние *антисубконта* (т.е. внутренней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума).

Фридрих Коттлер впервые записал метрику (the Kottler metric) вида (143)

$$ds_{Kottler}^2 = \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (143')$$

в статье [34], которая вышла в марте 1918 г., практически сразу после опубликования ОТО Эйнштейна. В случае: $r_a = \infty$ и $r_b \neq 0$, метрика Коттлера (143) переходит в метрику Шварцшильда

$$ds_{Schwarzschild}^2 = \left(1 - \frac{r_b}{r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

В другом предельном случае: $r_a \neq \infty$ и $r_b = 0$ метрика Коттлера (143) переходит в метрику де Ситтера

$$ds_{de Sitter}^2 = \left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

В третьем случае: $r_a = \infty$ и $r_b = 0$, метрика Коттлера (143) приобретает вид метрики Минковского

$$ds_{\text{Minkowski}}^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2).$$

Поэтому метрики-решения (141) – (144) и (146) – (149) второго вакуумного уравнения Эйнштейна (140) будем называть метриками Коттлера - де Ситтера - Шварцшильда (the Kottler - de Sitter- Schwarzschild solution) или сокращенно КдСШ-метриками.

Необходимо отметить, что решением уравнения Эйнштейна-Максвелла в вакууме

$$R_{ik} = \frac{8\pi G}{c^4} \left(-F_{il}F_k^l + \frac{1}{4}g_{ik}F_{lm}F^{lm} \right), \quad \text{где } F_{tr} = -F_{rt} = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r^2}, \quad Q - \text{заряд} \quad (151)$$

является метрика Рейснера-Нордстрёма

$$ds_1^{(+2)} = \left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_Q^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_Q^2}{r^2} \right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad \text{где } r_Q^2 = \frac{Q^2 G}{4\pi\epsilon_0 c^4} \quad (152)$$

В этой метрике третье слагаемое r_Q^2/r^2 перевернуто по отношению к аналогичному третьему слагаемому r^2/r_a^2 в метриках (141) – (144) и (146) – (149).

Уравнение (151) может быть представлено в виде второго вакуумного уравнения (140)

$$R_{ik} \pm \Lambda_Q g_{ik} = 0, \quad \text{где } \Lambda_Q = 3/r_Q^2 = 3/r_a^2, \quad \text{здесь введено условное обозначение } r_Q = r_a.$$

Это означает, что у второго вакуумного уравнения (140) может быть еще пять решений с сигнатурой $(- + + +)$

$$\begin{aligned} ds_{1*}^{(+2)} &= \left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r_{a1}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r_{a1}^2}{r^2} \right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{2*}^{(+2)} &= \left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r_{a2}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r_{a2}^2}{r^2} \right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{3*}^{(+2)} &= \left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r_{a3}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r_{a3}^2}{r^2} \right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{4*}^{(+2)} &= \left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r_{a4}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r_{a4}^2}{r^2} \right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{5*}^{(+2)} &= c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \end{aligned} \quad (153)$$

и пять решений с сигнатурой $(- + + +)$

$$\begin{aligned} ds_{1*}^{(-2)} &= - \left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r_{a1}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b1}}{r} + \frac{r_{a1}^2}{r^2} \right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{2*}^{(-2)} &= - \left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r_{a2}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b2}}{r} - \frac{r_{a2}^2}{r^2} \right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{3*}^{(-2)} &= - \left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r_{a3}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_{b3}}{r} - \frac{r_{a3}^2}{r^2} \right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{4*}^{(-2)} &= - \left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r_{a4}^2}{r^2} \right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_{b4}}{r} + \frac{r_{a4}^2}{r^2} \right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{5*}^{(-2)} &= - c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \end{aligned} \quad (154)$$

3.2.2. Полный набор метрик-решений второго вакуумного уравнения Эйнштейна

Если с метриками (141) – (145) провести анализ, подобный получению «перевернутых» метрик (90) – (91), то при $r_a = r_{a1} = r_{a2} = r_{a3} = r_{a4}$ и $r_b = r_{b1} = r_{b2} = r_{b3} = r_{b4}$, получим следующие четыре набора метрик-решений Коттлера - де Ситтера - Шварцшильда - Рейснера - Нордстрёма второго вакуумного уравнений. Сокращенно КдСШРН-метрики с сигнатурой $(+ - - -)$:

$I^{(+)}$ – набор $\left(\frac{r_b}{r}, \frac{r^2}{r_a^2}\right)$:

$$\begin{aligned} ds_1^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_2^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_3^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_4^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_5^{(+)^2} &= c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2); \end{aligned} \quad (155)$$

$H^{(+)}$ – набор $\left(\frac{r}{r_b}, \frac{r^2}{r_a^2}\right)$:

$$\begin{aligned} ds_{1*}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{2*}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{3*}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{4*}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{5*}^{(+)^2} &= c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2); \end{aligned} \quad (156)$$

$V^{(+)}$ – набор $\left(\frac{r}{r_b}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned} ds_{1**}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{2**}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{3**}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{4**}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\ ds_{5**}^{(+)^2} &= c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2); \end{aligned} \quad (157)$$

$H^{(+)}$ – набор $\left(\frac{r_b}{r}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned}
ds_{1***}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{2***}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{3***}^{(+)^2} &= \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{4***}^{(+)^2} &= \left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{5***}^{(+)^2} &= c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2);
\end{aligned} \tag{158}$$

Аналогичный анализ метрик (146) – (150) приводит к следующим наборам метрик с сигнатурой $(- + +)$

$I^{(-)}$ – набор $\left(\frac{r_b}{r}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned}
ds_1^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_2^{(-)^2} &= -\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_3^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_4^{(-)^2} &= -\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_5^{(-)^2} &= -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2);
\end{aligned} \tag{159}$$

$H^{(-)}$ – набор $\left(\frac{r}{r_b}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned}
ds_{1*}^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{2*}^{(-)^2} &= -\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{3*}^{(-)^2} &= -\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{4*}^{(-)^2} &= -\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{5*}^{(-)^2} &= -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2);
\end{aligned} \tag{160}$$

$V^{(-)}$ – набор $\left(\frac{r}{r_b}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned}
ds_{1**}^{(-)2} &= -\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{2**}^{(-)2} &= -\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{3**}^{(-)2} &= -\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{4**}^{(-)2} &= -\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{5**}^{(-)2} &= c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2);
\end{aligned} \tag{161}$$

$H^{(-)}$ – набор $\left(\frac{r_b}{r}, \frac{r_a^2}{r^2}\right)$:

$$\begin{aligned}
ds_{1***}^{(-)2} &= -\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{2***}^{(-)2} &= -\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{3***}^{(+)2} &= -\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{4***}^{(-)2} &= -\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \\
ds_{5***}^{(-)2} &= c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2);
\end{aligned} \tag{162}$$

3.2.3 Сорок первая метрика

Усреднение всех 40 метрик (155) – (162) при $r_a = r_{a1} = r_{a2} = r_{a3} = r_{a4}$ и $r_b = r_{b1} = r_{b2} = r_{b3} = r_{b4}$ приводит к одиннадцатой нулевой метрике

$$\frac{1}{40} \sum_{i=1}^{40} s_i^2 = 0 \cdot c^2 dt^2 + 0 \cdot dr^2 + 0 \cdot d\theta^2 + 0 \cdot \sin^2 \theta d\phi^2 = 0, \tag{163}$$

которая также является тривиальным (сорок первым) решением второго вакуумного уравнения (140).

3.2.4 Метрико-динамические модели ядра и антиядра де Ситтера

Рассмотрим упрощенный случай, когда

$$r_{a1} = r_{a2} = r_{a3} = r_{a4} = r_a \text{ и } r_b = r_{b1} = r_{b2} = r_{b3} = r_{b4} = 0.$$

Тогда при усреднении метрик (141) и (144), а также метрик (142) и (143), остается только три метрики де Ситтера с сигнатурой $(+---)$

$$ds_a^{(+)2} = \left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \tag{164}$$

$$ds_b^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (165)$$

$$ds_c^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (166)$$

которые описывают субконтное ядро де Ситтера.

Аналогично, при усреднении метрик (146) и (149), а также метрик (147) и (148), остается только три метрики де Ситтера с сигнатурой (+ ---)

$$ds_a^{(-)^2} = -\left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (167)$$

$$ds_b^{(-)^2} = -\left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (168)$$

$$ds_c^{(-)^2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (169)$$

которые описывают антисубконтное ядро де Ситтера.

Основные возможности Алгебры сигнатур (Алсигны) были представлены в §2 при построении метрико-динамической модели «сферической полости – антиполости в жидкости» на основании совокупности метрик (72) – (77).

Все эти методы применимы также и к совокупности метрик (141) – (150). Однако мы не будем здесь повторять полный анализ совокупностей этих метрик, т.к. это легко сделать по аналогии с §2, и на основании других возможностей представленных в Алгебре сигнатур [1,2,3,4]. Отметим только основные особенности решений второго вакуумного уравнения.

3.2.5 Субконтное ядро де Ситтера

Усреднение метрик (164) и (165) приводит к метрике (в терминах Алсигны к субконтному 2-жгуту)

$$ds_{ab}^{(+)^2} = c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^4}{r_a^4}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (170)$$

Нулевая компонента метрического тензора в усредненной метрике (170) равна единице ($g_{00}^{(+)} = 1$), это означает, что время t глобально.

Подставим компоненту $g_{11}^{(+)}$ из метрики (170) в интеграл (110)

$$\xi = \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{-g_{11}^{(+)}} dr.$$

В результате получим

$$\xi = \int_{r_1}^{r_2} \frac{r_a^2}{\sqrt{r_a^4 - r^4}} dr$$

Данный интеграл не берется в элементарных функциях, но численное интегрирование при $r_a = 2$ позволяет получить функцию расстояния ξ , показанную на рис.11.

Подставим компоненты $g_{ii}^{(+)}$ из усредненной метрики (170) и компоненты $g_{ii0}^{(+)}$ из метрики (166) в выражения для относительного удлинения (116)

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} - g_{ii0}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1. \quad (116')$$

В результате получим

$$l_t^{(+)} = 0, \quad l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r} = \sqrt{\frac{r_a^4}{r_a^4 - r^4}} - 1, \quad l_\theta^{(+)} = 0, \quad l_\phi^{(+)} = 0. \quad (171) \quad (120)$$

График функции $l_r^{(+)}$, определяющей относительное удлинения субконта в радиальном направлении при $r_a = 2$, показан на рис. 12. Из этого графика видно, что относительное удлинение субконта в центре такого стабильного образования близко к (-1) (т.е. субконт сжат практически до нуля).

Начиная с $r = r_a/\sqrt[4]{2}$, по мере приближения к периферии ядра с радиусом r_a субконт сильно растягивается, и при $r = r_a$ его растяжение устремляется к бесконечности.

Сравним нулевые компоненты $g_{00}^{(+)}$ в метриках (164) и (165) с нулевой компонентой в метрике (124), в результате получим:

- для метрики (164)

$$1 + r^2/r_0^2 = 1 + v_{ra}^{(+2)}/c^2 \rightarrow v_{ra}^{(+2)} = c^2 r^2/r_0^2 \rightarrow v_{ra}^{(-)} = cr/r_0; \quad (172)$$

- для метрики (165)

$$1 - r^2/r_0^2 = 1 + v_{rb}^{(+2)}/c^2 \rightarrow v_{rb}^{(+2)} = -c^2 r^2/r_0^2 \rightarrow v_{rb}^{(-)} = -cr/r_0. \quad (173)$$

Из выражений (172) – (173) видно, что (по аналогии с выражениями (126) – (129) внутри «субконтного ядра» токи a -субконта и b -субконта двигаются на встречу друг другу во всех радиальных направлениях по двум нитям двойных спиралей (рис. 13). Равные по модулю, но противоположные по направлению радиальные скорости токов a -субконта и b -субконта $v_{ra}^{(+)} = -v_{rb}^{(+)}$ в центре «субконтного ядра» (т.е. при $r = 0$, рис. 13) равны нулю, а на периферии этого «ядра» с радиусом r_0 они двигаются со скоростью света.

Также как это было показано в §2.8.3 a -субконтные и b -субконтные токи состоят из свернутых в жгуты под-токов, которые в свою очередь состоят из свернутых в жгуты под-под-токов, и так продолжается до бесконечности.

Более физической представляется ситуация, когда для наружного наблюдателя «субконтное ядро» вращается. При этом a -субконт вращается на периферии ядра со скоростью света $v_{ra}^{(+)}(r_0) = c$ (рис. 14). Затем он по большим спиральям стекается с замедлением к центру ядра, где практически останавливается

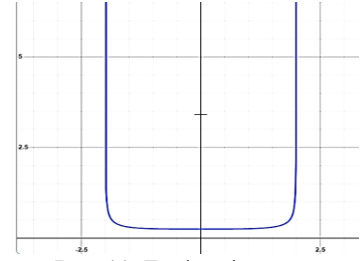


Рис. 11: График функции расстояния ξ

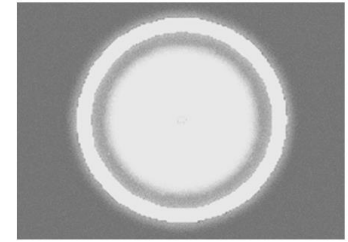
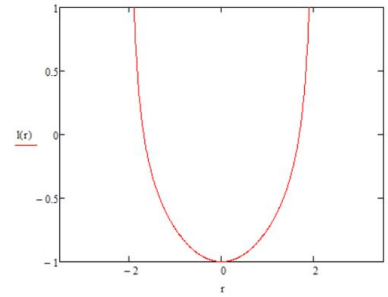


Рис. 12: График функции $l_r^{(+)}$ (120), т.е. относительное удлинение субконта в радиальном направлении.

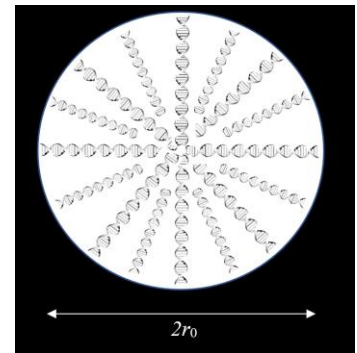


Рис. 13: Встречные радиальные токи a -субконта и b -субконта, скрученные в двойные спирали

$v_{ra}^{(+)}(0) = 0$ и превращается в b -субконт. В свою очередь b -субконт, оттекает по большим спиралям от центра ядра с ускорением, начиная со скорости $v_{rb}^{(-)}(0) = 0$ и заканчивая вращением на периферии ядра со скоростью света $v_{rb}^{(-)}(r_0) = c$ (рис. 13 и 14), где он превращается в a -субконт. Таким образом, внутриядерные ab -субконтные «процессы» закольцовываются, и поддерживают сильно деформированную периферию ядра де Ситтера в стационарном состоянии. В этом случае причина сильной деформации субконта на периферии ядра оказывается связанной с центробежной инерцией.

Это похоже на вращающуюся вселенную Курта Гёделя, в которой центробежная сила уравнивает силу гравитации. Только в рассматриваемом случае центробежная инерция, связанная с вращением субконтного ядра де Ситтера, противостоит упругости, связанной с его деформацией. Кроме того, внутри ядра де Ситтера происходит не одно общее ab -субконтное вращение вокруг одной оси, а одновременно бесконечно много вращений ab -субконтных под-токов (свернутых в жгуты) вокруг множества разнонаправленных осей. Поэтому для внешнего наблюдателя такое одновременно бесконечно-осевое вращение практически отсутствует.

Таким образом завязанные в радиальные жгуты и свернутые в большие спиральные рукава ab -субконтные токи (рис. 14) поддерживают вакуумный баланс и стабильность сильно деформированной внутренности субконтного ядра де Ситтера.

Субконтное ядро де Ситтера с колоссальными сжатиями и растяжениями оказалось, чрезвычайно сложным местом для проживания. Только в районе сферы с радиусом $r = r_a / \sqrt[4]{2}$ условия близки к нормальным и можно выжить. Поэтому это ядро не названо миром.

3.2.6 Антисубконтное ядро де Ситтера

Усреднение метрик (167) и (168) приводит к метрике (в терминах Алсигны к антисубконтному 2-жгуту)

$$ds_{ab}^{(-)2} = -c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r^4}{r_a^4}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (174)$$

Продельвая с компонентами антисубконтного 2-жгута (174) действия подобные (169) – (173), получим негативное (т.е. полностью противоположное) стабильное антисубконтное центрально симметричное образование, которое будем называть «антисубконтным ядром де Ситтера».

3.2.7 Аннигиляция субконтного и антисубконтного ядер де Ситтера

Субконтное и антисубконтное ядра де Ситтера полностью компенсируют проявления друг друга. Это видно сразу, т.к. усреднение шести метрик (164) – (169) приводит к нулевой метрике вида (163).

В месте с тем, аннигиляция субконтного и антисубконтного ядер де Ситтера может сопровождаться периодическими процессами.

Преобразование координат, предложенное Леметром и Робертсоном [9],

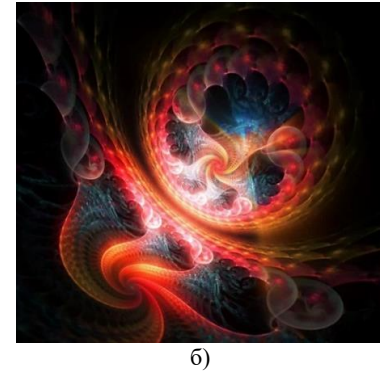
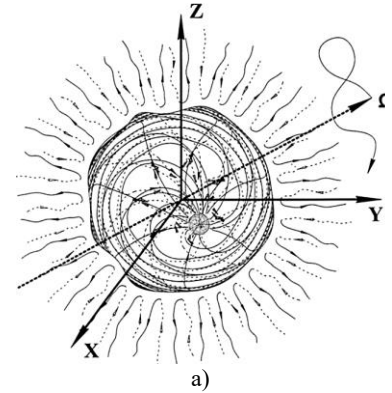


Рис. 14: а) Модель вращающегося «субконтного (или антисубконтного) полого ядра»; б) Фрактальная иллюстрация вращающегося «полого ядра»

$$r' = \frac{r}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{r_a^2}}} r_a e^{-\frac{ct}{r_a}}, \quad ct' = ct + r_a \ln \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_a^2}} \quad (175)$$

приводит, например, пару взаимно противоположных метрик (164) и (167) к виду

$$ds_a^{(-)2} = c^2 dt'^2 - e^{-\frac{2ct'}{r_a}} [dr'^2 + r'^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (176)$$

$$ds_a^{(+)2} = -c^2 dt'^2 + e^{\frac{2ct'}{r_a}} [dr'^2 + r'^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)], \quad (177)$$

При усреднении этих метрик получим 2-жгут

$$ds_{aa}^{(\pm)2} = 0 + \frac{e^{\frac{2ct'}{r_a}} - e^{-\frac{2ct'}{r_a}}}{2} [dr'^2 + r'^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)] \text{ с сигнатурой } (0++), \quad (178)$$

Такой вид усредненной метрики связан с периодическим характером внутри-вакуумных процессов, так как гиперболический синус

$$\frac{e^{\frac{2ct'}{r_0}} - e^{-\frac{2ct'}{r_0}}}{2} = sh\left(\frac{2ct}{r_0}\right) = -i \sin\left(i \frac{2ct}{r_0}\right) \quad (179)$$

является периодической функцией.

Вторая пара взаимно-противоположных метрик (165) и (168) в результате преобразований координат

$$r' = \frac{r}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{r_a^2}}} r_a e^{-\frac{ct}{r_a}}, \quad ct' = ct + r_a \ln \sqrt{1 + \frac{r^2}{r_a^2}}, \quad (180)$$

так же в среднем образуют 2-жгут

$$ds_{bb}^{(\pm)2} = 0 - \frac{e^{\frac{2ct'}{r_a}} - e^{-\frac{2ct'}{r_a}}}{2} [dr'^2 + r'^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2)] \text{ с сигнатурой } (0--), \quad (181)$$

носящий периодический характер.

В этом случае получились две экзотические метрики (178) и (181), у которых отсутствует временная координата. Данный результат требует дополнительного осмысления.

3.2.8 Соблюдение онтологических принципов

Аналогично тому, как это было показано в §2.5, каждая взаимно противоположная пара из метрик (164) – (169) может быть представлена в виде суммы $7 + 7 = 14$ таких же под-метрик с соответствующими сигнатурами (как например, в ранжирах (100) или (101)). Взаимно-противоположные пары под-метрик в свою очередь могут представляются в виде суммы $7 + 7 = 14$ под-под-метрик и так продолжается до бесконечности.

Таким образом совокупность обобщенных метрик де Ситтера (164) – (169) описывают метрико-динамическое состояние стационарного замкнутого ядра – анти-ядра, удовлетворяющего всем трем онтологическим принципам: «Абсолютного отсутствия», «Справедливого распределения» и «Отсутствие конечного».

3.2.9 Мир-антимир Шварцшильда - де Ситтера

Вернемся к рассмотрению совокупности метрик (141) – (150), которые являются решениями второго вакуумного уравнения (140), при условии

$$r_{a1} = r_{a2} = r_{a3} = r_{a4} = r_a \quad \text{и} \quad r_{b1} = r_{b2} = r_{b3} = r_{b4} = r_b.$$

В этом случае имеем пять метрик с сигнатурой $(+---)$ (для *субконта*, т.е. для внешней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума)

$$ds_1^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (182)$$

$$ds_2^{(+)^2} = \left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (183)$$

$$ds_3^{(+)^2} = \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (184)$$

$$ds_4^{(+)^2} = \left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (185)$$

$$ds_5^{(+)^2} = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2); \quad (186)$$

и пять метрик с сигнатурой $(-+++)$ (для *антисубконта*, т.е. для внутренней стороны $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума)

$$ds_1^{(-)^2} = -\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (187)$$

$$ds_2^{(-)^2} = -\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (188)$$

$$ds_3^{(-)^2} = -\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (189)$$

$$ds_4^{(-)^2} = -\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (190)$$

$$ds_5^{(-)^2} = -c^2 dt^2 + dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (191)$$

3.2.10 Субконтный мир Шварцшильда – де Ситтера

Усредним метрики (182) – (185) с сигнатурой $(+---)$

$$ds_{1-4}^{(+)^2} = \frac{1}{4}(ds_1^{(+)^2} + ds_2^{(+)^2} + ds_3^{(+)^2} + ds_4^{(+)^2}). \quad (192)$$

В результате получим 4-жгут

$$ds_{1-4}^{(+)^2} = c^2 dt^2 - g_{11}^{(+)}(r) dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (193)$$

где

$$g_{11}^{(+)}(r) = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} \right] \quad (194)$$

Такой 4-жгут $ds_{1-4}^{(-2)}$ образован восьмью скрученными "под-нитями" (т.е. линейными формами), образующими систему из двух комплексно-сопряженных кватернионов:

$$ds_{1-4}^{(+)' } = 1/\sqrt{4} (ds_1^{(+)' } + id s_2^{(+)' } + j ds_3^{(+)' } + k ds_4^{(+)' }), \quad (195)$$

$$ds_{1-4}^{(+)''} = 1/\sqrt{4} (ds_1^{(+)''} - id s_2^{(+)''} - j ds_3^{(+)''} - k ds_4^{(+)'') ,$$

произведение которых равно усредненной метрике (193).

Нулевая компонента метрического тензора в усредненной метрике (193) равна единице ($g_{00}^{(+)} = 1$), это означает, что время t глобально.

Подставим компоненты $g_{ii}^{(+)}$ метрики (193) в выражения для относительного удлинения (116)

$$l_i^{(+)} = \sqrt{1 + \frac{g_{ii}^{(+)} - g_{ii0}^{(+)}}{g_{ii0}^{(+)}}} - 1, \quad (116')$$

где компоненты $g_{ii0}^{(+)}$ берутся из не искривлённой метрики (186).

В результате получим

$$l_r^{(+)} = \frac{\Delta r}{r} = \sqrt{g_{11}^{(+)}(r)} - 1 = \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right)} \right]} - 1, \quad (196)$$

$$l_t^{(+)} = 0, \quad l_\theta^{(+)} = 0, \quad l_\phi^{(+)} = 0.$$

График функции $l_r^{(+)}$ (196) при $r_a = 20$ и $r_b = 0,7$, определяющей относительное удлинения субконта в радиальном направлении, показан на рис. 15. Из этого графика видно, что схематически представленный на нем *субконтный мир Шварцшильда-де Ситтера* – это практически полый шар с уплотненными краями, внутри которого находится такой же маленький шарик, выделенный сферической щелью (которую будем называть «ракия»)

Сравним нулевые компоненты $g_{00}^{(+)}$ в метриках (182) – (185) с нулевой компонентой в метрике (124).

$$ds^{(+2)} = \left(1 + \frac{v_r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (124')$$

В результате получим скорости четырех субконтных токов, переплетенных в жгуты в каждой локальной области субконтного мира (рис. 15):

$$\left(1 + \frac{v_{r1}^2}{c^2}\right) = \left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) \rightarrow v_{r1}^2 = \left(\frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_b}{r}\right) c^2 \rightarrow v_{a1} = \sqrt{\frac{r^2 c^2}{r_a^2} - \frac{r_b c^2}{r}} = c \sqrt{\frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_b}{r}}, \quad (197)$$

$$\left(1 + \frac{v_{r2}^2}{c^2}\right) = \left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) \rightarrow v_{r2}^2 = \left(-\frac{r^2}{r_a^2} + \frac{r_b}{r}\right) c^2 \rightarrow v_{r2} = \sqrt{-\frac{r^2 c^2}{r_a^2} + \frac{r_b c^2}{r}} = c \sqrt{\frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}}, \quad (198)$$

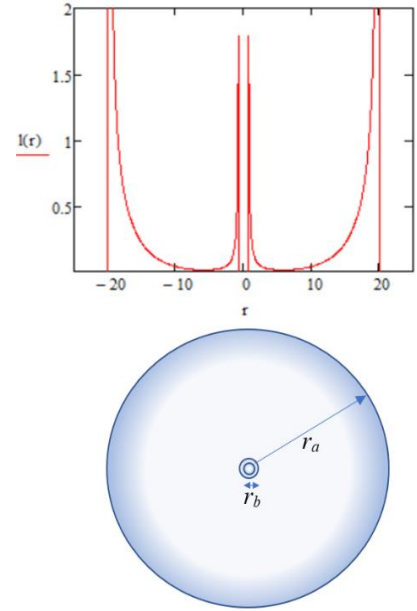


Рис. 15: График функции $l_r^{(+)}$ (196), определяющей относительное удлинения субконта в радиальном направлении

$$\left(1 + \frac{v_{r3}^2}{c^2}\right) = \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) \rightarrow v_{r3}^2 = \left(-\frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_b}{r}\right) c^2 \rightarrow v_{r3} = \sqrt{-\frac{r^2 c^2}{r_a^2} - \frac{r_b c^2}{r}} = ic \sqrt{\frac{r^2}{r_a^2} + \frac{r_b}{r}}, \quad (199)$$

$$\left(1 + \frac{v_{r4}^2}{c^2}\right) = \left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) \rightarrow v_{r4}^2 = \left(\frac{r^2}{r_a^2} + \frac{r_b}{r}\right) c^2 \rightarrow v_{r4} = \sqrt{\frac{r^2 c^2}{r_a^2} + \frac{r_b c^2}{r}} = c \sqrt{\frac{r^2}{r_a^2} + \frac{r_b}{r}}. \quad (200)$$

Поскольку v_{ri} не могут превышать скорость света, из выражений (197) – (200) следует, что должны выполняться условия

$$0 \leq \frac{r^2}{r_a^2} + \frac{r_b}{r} \leq 1, \quad 0 \leq \frac{r^2}{r_a^2} - \frac{r_b}{r} \leq 1, \quad 0 \leq \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2} \leq 1. \quad (201)$$

Из этих выражений видно, что в этом случае от периферии ядра оттекают по спиралям два субконтных тока со скоростью света, так, как это описано в §§3.2.4 – 3.2.5. Затем они замедляются. Однако возле внутреннего ядрышка они снова ускоряются до скорости света и превращаются в два противоположных субконтных тока, которые по тем же скрученным в спирали «нитям», возвращаются на периферию ядра, сначала замедляясь, а затем разгоняясь до скорости света.

Средняя скорость субконтанта в каждой локальной области мира Шварцшильда - де Ситтера

$$v_r^{(+)^2} = \frac{1}{4} \left[\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) + \left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) + \left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r^2}{r_a^2}\right) + \left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r^2}{r_a^2}\right) \right] = 0. \quad (202)$$

Это означает, что притекающие и оттекающие токи, скрученные в 4-спирали, полностью компенсируют проявления друг друга, обеспечивая субконтный баланс и стабильность деформаций субконтанта, показанных на рис. 15.

3.2.11 Антисубконтный антимир Шварцшильда – де Ситтера

Усреднение метрик (187) – (190) с сигнатурой $(- + + +)$

$$ds_{1-4}^{(-)^2} = \frac{1}{4} (ds_1^{(-)^2} + ds_2^{(-)^2} + ds_3^{(-)^2} + ds_4^{(-)^2}), \quad (203)$$

приводит к результатам, совпадающим с усреднением метрик (182) – (185), но с противоположным знаком.

Если назвать субконтный мир Шварцшильда - де Ситтера «выпуклостью», то негативный Антисубконтный антимир Шварцшильда - де Ситтера – это точно такая же «вогнутость».

3.3 Другие миры

Согласно §3.2.2, кроме мира и антимира Шварцшильда – де Ситтера, рассмотренных в предыдущих параграфах, возможны исследования еще трех стабильных миров.

Здесь мы не будем подробно исследовать эти миры, т.к. их описание однотипно с метрико-динамическими моделями стабильных вакуумных образований, рассмотренных выше.

Приведем только усредненные метрики этих миров и выражения для относительного удлинения.

1] При усреднении метрик (156) получим 4-жгут

$$ds_{1-4*}^{(+2)} = c^2 dt^2 - g_{11*}^{(+)}(r) dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (204)$$

$$\text{где } g_{11*}^{(+)}(r) = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right] \quad (205)$$

В этом случае радиальная составляющая относительного удлинения (116) имеет вид

$$l_{r*}^{(+)} = \sqrt{g_{11*}^{(+)}(r)} - 1 = \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right]} - 1. \quad (206)$$

График функции (206) при $r_b = 2$, $r_a = 20$ представлен на рис. 16.

2] При усреднении метрик (157) получим 4-жгут

$$ds_{1-4**}^{(+2)} = c^2 dt^2 - g_{11**}^{(+)}(r) dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (207)$$

$$\text{где } g_{11**}^{(+)}(r) = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right] \quad (208)$$

В этом случае радиальная составляющая относительного удлинения (116) имеет вид

$$l_{r**}^{(+)} = \sqrt{g_{11**}^{(+)}(r)} - 1 = \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r}{r_b} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r}{r_b} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right]} - 1. \quad (209)$$

График функции (209) при $r_b = 10$, $r_a = 1$ представлен на рис. 17.

3] При усреднении метрик (158) получим 4-жгут

$$ds_{1-4***}^{(+2)} = c^2 dt^2 - g_{11***}^{(+)}(r) dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (210)$$

$$\text{где } g_{11***}^{(+)}(r) = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right] \quad (211)$$

В этом случае радиальная составляющая относительного удлинения (116) имеет вид

$$l_{r***}^{(+)} = \sqrt{g_{11***}^{(+)}(r)} - 1 = \sqrt{\frac{1}{4} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 - \frac{r_b}{r} - \frac{r_a^2}{r^2}\right)} + \frac{1}{\left(1 + \frac{r_b}{r} + \frac{r_a^2}{r^2}\right)} \right]} - 1. \quad (212)$$

График функции (212) при $r_b = 0,2$, $r_a = 1$ представлен на рис. 18.

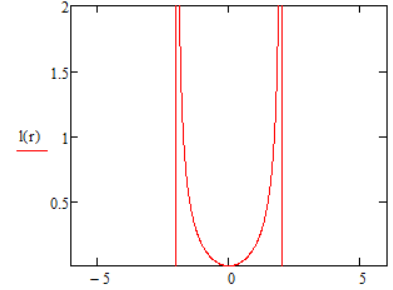


Рис. 16: График функции относительного удлинения (206)

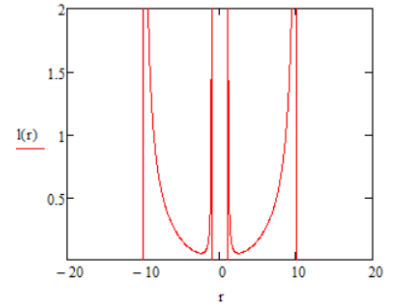


Рис. 17: График функции относительного удлинения (209)

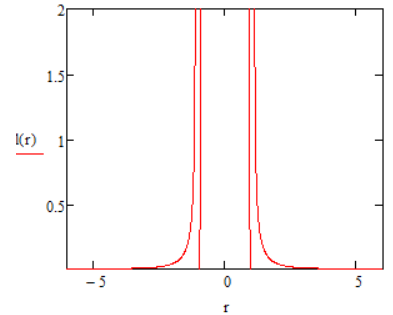


Рис. 18: График функции относительного удлинения (212)

Описание соответствующих антимиров для этих миров выполняется аналогично с использованием соответствующих наборов метрик (156) – (162).

3.2.10 Углубление модельных представлений до бесконечности

Все, что говорилось в отношении бесконечных метрико-динамических моделей в §§2 и 3 касается так же мира и антимира Шварцшильда - де Ситтера, с той только разницей, что в центре этих миров находится по ядрышку.

В рассматриваемом случае, двухсторонне метрическое пространство (т.е. $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуум) – это результат наложения восьми метрических пространств (182) – (185) и (187) – (190) или переплетения 16 аффинных протяженностей, которым принадлежат $8 + 8 = 16$ линейных форм скрученных в 16-жгуты.

На рис. 19 и 20 представлена иллюстрация переплетения нескольких аффинных подпространств, образующих двухстороннее метрическое пространство.

Свойства переплетенных аффинных подпространств и многослойных метрических пространств с сигнатурами $(+ - - -)$ и $(- + + +)$, отвечающими условию «вакуумного баланса» $(+ - - -) + (- + + +) = 0$, подробно изложены в «Алгебре сигнатур» [1, 2, 3, 4].

Бесконечным по глубине метрико-динамическим моделям стабильных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных образований типа «сферическая полость в жидкости» (§2.6), ядра де Ситтера (§3.2.5), и миры Шварцшильда - де Ситтера (§3.2.8), могут быть посвящены отдельные обширные исследования, с учетом различных преобразований координат, например (94), (95), (175) и т.д. Но все эти бесконечные по глубине модели, основанные на решениях первого и второго вакуумных уравнений, Эйнштейна описывают одиночные стабильные вакуумные объекты.

Поэтому остается открытым общий вопрос: – «Как ввести модельное представление об огромном многообразии шарообразных сущностей, наполняющих окружающую нас реальность?»

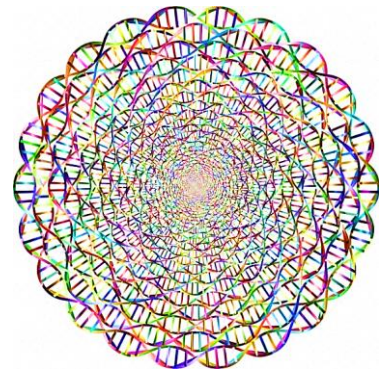


Рис. 19: Иллюстрация переплетения «нитей» (т.е. линий) нескольких аффинных подпространств, образующих «ткань» двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума

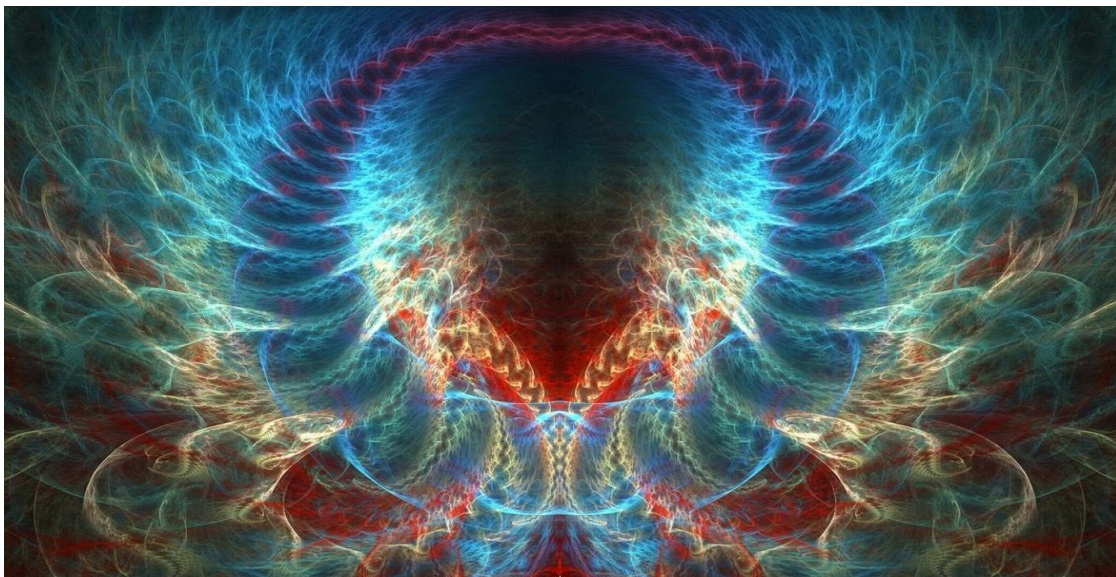


Рис. 20: Фрактальная иллюстрация переплетенной «ткани» двухстороннего $2^3\text{-}\lambda_{m,n}$ -вакуума

4 Третье вакуумное уравнение Эйнштейна

Как было показано выше решения первого и второго вакуумных уравнений Эйнштейна (42) и (140) позволяют построить метрико-динамические модели одиночных стабильных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных образований. То есть в этих уравнениях отсутствует потенциальная возможность для описания множества стабильных шарообразных объектов. В связи с этим предлагается рассмотреть возможность расширения второго вакуумного уравнения.

Напомним, что Эйнштейн для того, чтобы записать уравнение (25) воспользовался следующим свойством метрического тензора

$$\Lambda \nabla_j g_{ik} = \nabla_j \Lambda g_{ik} = 0. \quad (213)$$

Однако очевидно, что равна нулю также ковариантная производная бесконечного ряда

$$\nabla_j (\Lambda_1 g_{ik} + \Lambda_2 g_{ik} + \Lambda_3 g_{ik} + \dots + \Lambda_\infty g_{ik}) = \Lambda_1 \nabla_j g_{ik} + \Lambda_2 \nabla_j g_{ik} + \dots + \Lambda_\infty \nabla_j g_{ik} = 0, \quad (214)$$

где $\Lambda_1, \Lambda_2, \dots, \Lambda_\infty$ – константы, которые могут принимать, как положительные ($\Lambda_i > 0$) так и отрицательные ($\Lambda_j < 0$) значения.

Используем то же способ, который применил Эйнштейн для ввода Λ -члена в уравнение (25), и запишем вакуумное уравнение

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + \Lambda_1 g_{ik} + \Lambda_2 g_{ik} + \Lambda_3 g_{ik} + \dots + \Lambda_\infty g_{ik} = 0, \quad (215)$$

где согласно выражению (50) $\Lambda_k = 3/r_{aj}^2$ или $-3/r_{aj}^2$, здесь r_{aj} – радиус j -го сферического образования.

Ковариантные и обычные частные производные тензора в левой части уравнения (215) равны нулю:

$$\nabla_j (R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + g_{ik} \sum_{k=1}^{\infty} \Lambda_k) = \frac{\partial (R_{ik} - \frac{1}{2} R g_{ik} + g_{ik} \sum_{k=1}^{\infty} \Lambda_k)}{\partial x^j} = 0, \quad (216)$$

поэтому данное уравнение является выражением законов сохранения, также как первое и второе вакуумные уравнения (42) и (140).

Уравнение (215) будем называть третьим вакуумным уравнением Эйнштейна.

В следующих статьях предлагаемого проекта «Геометризованная физика вакуума на основе Алгебры сигнатур» будет показано, что решения уравнения (215) допускают описание множества взаимодействующих стабильных вакуумных образований разной величины. Это позволит развить вакуумную теорию элементарных частиц и предложить корпускулярную космологическую модель.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

«Теория ничего» оказалась «Теорией всего»
Мичио Каку

В данной пятой части научного проекта под общим названием «Геометризованная физика вакуума на основе Алгебры сигнатур» рассмотрены метрико-динамические модели стабильных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных образований, на основе решений первого вакуумного уравнения Эйнштейна (42) и второго вакуумного уравнения Эйнштейна (140).

В результате при упрощениях, относящихся к геометрии Римана, из решений первого и второго вакуумных уравнений Эйнштейна удалось сконструировать три типа метрико-динамических моделей стабильных $\lambda_{m,n}$ -вакуумных

образований: «полость-антиполость в жидкости» (72) – (77), «ядро-антиядро де Ситтера» (164) – (169) и «мир-антимир Шварцшильда - де Ситтера» (182) – (191).

Конструирование этих моделей было выполнено на основании трех вновь введенных онтологических принципов «Абсолютного отсутствия», «Справедливого распределения» и «Отсутствия конечного» (смотрите §1.5), а также с использованием Алгебры сигнатур, развитой в первых четырех статьях предлагаемого проекта [1,2,3,4].

В результате показано, что усреднение полного или частичного комплекта метрик-решений вакуумных уравнений Эйнштейна приводит к другим решениям этих уравнений и к разумным результатам, которые не достижимы при рассмотрении каждой метрики-решения по отдельности.

Нулевая компонента метрического тензора всех полученных в этой статье усредненных метрик (109), (169), (193) равна единице ($g_{00}^{(+)} = 1$), т.е. время t в этих метриках глобально. Это означает, что описываемые этими метриками стабильные вакуумные образования могут сосуществовать в одном глобальном пространстве с единым временем. Глобальное время t в этих метриках может быть синхронизировано с всеобщим временем усредненных космологических метрик с $g_{00}^{(+)} = 1$ и $g_{00}^{(-)} = -1$ (59) и (60). Поэтому такие стабильные вакуумные образования действительно могут быть синхронизованы (т.е. «вморожены») в изменяющееся со временем t пространство космологической модели.

Для удобства восприятия многослойных внутри-вакуумных процессов в данной статье изменена интерпретация компонент метрического тензора и метрик-решений вакуумных уравнений в целом. Если в общей теории относительно метрики (т.е. квадратичные формы или интервалы) характеризуют искривление пространственно-временного континуума, а нулевые компоненты связаны с изменением течения времени, то в предлагаемой теории метрика характеризует деформации сплошной упруго-пластической псевдо-субстанциональной среды, а нулевые компоненты связаны со скоростью ее движения.

Еще раз отметим, что такая интерпретация результатов вычислений на основе математического аппарата нелинейной дифференциальной геометрии водится только для удобства восприятия. Возможно, что никаких «цветных» псевдо-субстанциональной сред (типа «белого» субконта и «черного» антисубконта) не существует. Но если такой подход облегчает понимание сути явления и приводит к разумным результатам, подтверждаемым на практике, то это может быть оправдано даже, если эти «цветные» псевдо-среды только иллюзия (т.е. плод воображения). В данной ситуации «цель оправдывает средство» и это не противоречит духу неопозитивизма.

Противники такого подхода могут сказать, что представление о «цветных» псевдо-субстанциональных средах это возвращение к идеям эфира, и что движение таких сплошных псевдо-сред мы не можем наблюдать и измерять. Но и пространство-время вне нашего сознания мы не наблюдаем и не измеряем. В отношении пространства человечество научилось измерять только расстояние между объектами, а не длину самой протяженности бытия; в отношении времени мы умеем отсчитывать только количество импульсов какого-то достаточно стабильного процесса в различных обстоятельствах, а не длительность бытия. Поэтому пространственно-временная и среда-подвижная концепции мышления полностью адекватны. Вопрос только в удобстве применения той или иной конструктивной модели мышления с целью решения поставленной задачи, и ее реализации на практике.

Другое серьезное отличие развиваемой здесь теории от ОТО связано с тем, что в Геометризированной физике вакуума используются как минимум два набора метрик с взаимно-противоположными сигнатурами (+ – –) и (– + +), а при более детальном рассмотрении используются все 16 сигнатур (108). Это позволяет постоянно поддерживать «вакуумный баланс», и, в итоге, приводит к решению многих проблем, включая проблему «барионной асимметрии Вселенной».

Бесконечно углубляемая переплетенная ткань пространственно-временного континуума Алсигны p с учетом всех 16 сигнатур (108) (т.е. 16-ти типов топологий, смотрите §4 в [2]) во многом схожа со спиновой сетью петлевой квантовой гравитации и 6-мерными многообразиями Каллаби-Яу (смотрите §9 в [2]). В этом смысле Алгебра сигнатур может послужить связующим звеном, объединяющим различные направления развития квантовой гравитации.

Все метрико-динамические модели, рассмотренные в этой статье, описывают только одну пару взаимно-противоположных стабильных объектов корпускулярного типа. То есть оказалось, что для стационарных случаев первое и второе вакуумные уравнения Эйнштейна в своей потенции содержат возможность описания только одной взаимно противоположной пары, способной сосуществовать только в состоянии «танца смерти». Однако в рамках предлагаемой теории ставится задача разработать модельное представление об окружающей реальности, наполненной бесконечным множеством корпускул различных размеров, поэтому предложено расширенное третье вакуумное уравнение Эйнштейна (215). Решения этого уравнения и корпускулярная космологическая модель, основанная на этих решениях, будут представлены (если Позволит Б-Г) в последующих статьях предлагаемого проекта под общим названием «Геометризированной физики вакуума с позиций Алгебры сигнатур».

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность к.п.н. Леви Т.С. и Дэвиду Риду (David Reid), Марковичу А.Х. за поддержку оказание и помощи. При подготовке введения большое значение имели лекции к.ф.-м.н. Карбановского В.В. и к.ф.-м.н. Алексева С.О.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Батанов-Гаухман, М. (2023a) Геометризованная физика вакуума. Часть I. Алгебра стигнатур. Препринты 2023, 2023060765. <https://doi.org/10.20944/preprints202306.0765.v3>. Available in English: Batanov-Gaukhman, M. (2023). Geometrized Vacuum Physics. Part I. Algebra of Stignatures. Avances en Ciencias e Ingeniería, 14 (1), 1-26, <https://www.executivebs.org/publishing.cl/avances-en-ciencias-e-ingenieria-vol-14-nro-1-ano-2023-articulo-1/>; and Preprints, 2023060765. <https://doi.org/10.20944/preprints202306.0765.v3>.
- [2] Батанов-Гаухман, М. (2023b) Геометризованная физика вакуума. Часть II. Алгебра сигнатур. Препринты, 2023070716. <https://doi.org/10.20944/preprints202307.0716.v1>. Available in English: Batanov-Gaukhman, M. (2023). Geometrized Vacuum Physics. Part II. Algebra of Signatures. Avances en Ciencias e Ingeniería, 14 (1), 27-55, <https://www.executivebs.org/publishing.cl/avances-en-ciencias-e-ingenieria-vol-14-nro-1-ano-2023-articulo-2/>; and Preprints, 2023070716, <https://doi.org/10.20944/preprints202307.0716.v1>.
- [3] Батанов-Гаухман, М. (2023c) Геометризованная физика вакуума. Часть III. Искривленная область вакуума. Препринты 2023, 2023080570. <https://doi.org/10.20944/preprints202308.0570.v4>. Available in English: Batanov-Gaukhman, M. (2023). Geometrized Vacuum Physics. Part III. Curved Vacuum Area. Avances en Ciencias e Ingeniería Vol. 14 nro 2 año 2023 Artículo 5, <https://www.executivebs.org/publishing.cl/avances-en-ciencias-e-ingenieria-vol-14-nro-2-ano-2023-articulo-5/>; and Preprints 2023, 2023080570. <https://doi.org/10.20944/preprints202308.0570.v4>.
- [4] Батанов-Гаухман, М. (2023d) Геометризованная физика вакуума. Часть IV. Динамика вакуумных слоев. Available in English: Batanov-Gaukhman, M., (2023). Geometrized Vacuum Physics. Part IV: Dynamics of Vacuum Layers. Preprints 2023, 2023, 101244. <https://doi.org/10.20944/preprints202310.1244.v3>.
- [5] Einstein, A. (1915) Sitz.-Ber. Preu. Ak. der Wiss. 48, 844.
- [6] Логунов А.А., Мествиришвили, М.А., Петров В.А. (2004) «Как были открыты уравнения Гильберта-Эйнштейна?» Институт физики высоких энергий. Протвино.
- [7] Hilbert, D. (1979) Die Grundlagen der Physick (Nachr. Gts. Wiss. Göttingen) 3, 395 (1915). Перевод на русский в сборнике «А. Эйнштейн и теория гравитации», – М.: Мир.

- [8] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (1971) Теория поля. Том 2. – М.: Наука, 1988. – 509 стр. – ISBN 5-02-014420-Available in English: Landau L.D., Lifshitz E.M. (1971) The Classical Theory of Fields / Course of theoretical physics, V. 2 Translated from the Russian by Hamermesh M. University of Minnesota – Pergamon Press Ltd. Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, p. 387.
- [9] Владимиров, Ю.В. (2005) Геометрофизика. – М.: Бином, с. 600.
- [10] Clifford, W. (1864-1876) «On the Space-Theory of Matter», February 21, 1870. In Proceedings of the Cambridge philosophical society, 2: 157-158.
- [11] Алексеев С.О. (2021) Современные теории гравитации. – М.: Издательство МГУ.
- [12] Einstein, A. (1917) Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie // Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften. Berlin, DE. part 1: pp.142-152.
<https://web.archive.org/web/20200329142916/http://echo.mpiwg-berlin.mpg.de/ECHOdocuView?url=/permanent/echo/einstein/sitzungsberichte/S250UZ0K/index.meta>.
- [13] Salam, A., and Strathdee, J. (1978) Confinement Through Tensor Gauge Fields. Physical Review D, , Vol.18, Issue 12, P. 4596-4609.
- [14] Sivaram, C. & Sinha, K.P. (1978) Strong gravity, black holes, and hadrons. Physical Review D, 1977, Vol. 16, Issue 6,
- [15] Recami, E. & Castorina, P. (1976) On Quark Confinement: Hadrons as «Strong Black- Holes». Letters Nuovo Cimento, Vol. 15, No 10, P. 347-350.
- [16] Pavsic, M. (1978) Unified Theory Of Strong And Gravitational Interactions. Nuovo Cimento B, Vol. 48, P. 205-253.
- [17] Oldershaw, R. L. (2006) Hadrons as Kerr-Newman Black Holes. arXiv:astro-ph/0701006v4.
- [18] Федосин, С. Г. (1999) Физика и философия подобия от преонов до метагалактик, Пермь: Стиль-МГ, , ISBN 5-8131-0012-1, 544 стр., Табл.66, Ил.93, Библ. 377 назв.
- [19] Fedosin, S.G. (2012) The radius of the proton in the self-consistent model. Hadronic Journal, Vol. 35, No. 4, pp. 349-363. <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.889451>.
- [20] Fedosin, S.G. (2009) Model of Gravitational Interaction in the Concept of Gravitons. Journal of Vectorial Relativity, Vol. 4, No. 1, pp.1-24. <http://dx.doi.org/10.5281/zenodo.890886>.
- [21] Кривоносов, Л. Н., Лукьянов В. А. (2009) Связь уравнений Янга–Миллса с уравнениями Эйнштейна и Максвелла // Журн. СФУ. Сер. Матем. и физ., Т. 2, № 4. С. 432–448.
- [22] Penrose, R. (1973) Naked singularities // Annals of the New York Academy of Sciences : journal. Vol. 224, no. 1 Sixth Texas S. P. 125 – 134, ISSN 0077-8923. - doi:10.1111/j.1749-6632.1973.tb41447.x.
- [23] Gödel, K. (1949) An example of a new type of cosmological solution of Einstein's field equations of gravitation // Rev. Mod. Phys. : journal. Vol. 21. P. 447-450. [doi:10.1103/RevModPhys.21.447](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.21.447).
- [24] Эйнштейн, А. (1966) Собрание научных трудов. – М.: Наука, Т.2, С.789.
- [25] Бурланков, Д. Е. (2011) Анализ общей теории относительности. Монография, Нижний Новгород Издательство Нижегородского государственного университета.
- [26] Misner, C.W., Thorne, K., Wheeler. J.A. (1977) Gravitation. – San Francisco: Freeman, [Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация. – М.: Мир,].

- [27] Arrovitt, R., Deser, S., Misner C.W. (1959)// Phys. Rev., 116, 1322.
- [28] Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А. (1985) Калибровочная теория гравитации. – М.: Издательство МГУ. С.141.
- [29] Де Ситтер, В. (1979) «О теории тяготения Эйнштейна и ее следствиях для астрономии. Статья III» // Альберт Эйнштейн и теория гравитации. – М.: Мир, С. 592.
- [30] Вейль, Г. (2015) Пространство. Время. Материя. – М.: Едиториал УРСС.
- [31] Eddington, A. S. (1924) "Mathematical Theory of Relativity", Cambridge UP 1922 (2nd ed.1924, repr.1960), at page 85 and page 93.
- [32] Gullstrand, A. (1922). "Allgemeine Lösung des statischen Einkörperproblems in der Einsteinschen Gravitationstheorie". Arkiv för Matematik, Astronomi och Fysik. 16 (8): 1–15.
- [33] Painlevé, P. (1921) "La mécanique classique et la théorie de la relativité", C. R. Acad. Sci. (Paris) 173, 677–680.
- [34] Kottler, F. (1918) Über die physikalischen Grundlagen der Einsteinschen Gravitationstheorie// Annalen der Physik, Vol. 56, pp. 401-462. doi:10.1002/andp.19183611402.
- [35] Chandrasekhar, S. (1983) The Mathematical Theory of Black Holes. – Oxford, NY: Clarendon Press, [Чандрасекар, С. (1986) Математическая теория черных дыр. – М.: Мир].
- [36] Бриллюэн, Л. (1972) Новый взгляд на теорию относительности. – М.: Мир.
- [37] Buchdahl, H. A. (1985). "Isotropic coordinates and Schwarzschild metric". International Journal of Theoretical Physics. 24 (7): 731–739. doi:10.1007/BF00670880. S2CID 121246377.