

УДК 530.12+524.7

UDC 530.12+524.7

01.00.00 Физико-математические науки

Physics and Math

**МЕТРИКА КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
ПРОСТРАНСТВА****CRYSTALL SPACE METRIC**Трунев Александр Петрович
к.ф.-м.н., Ph.D.*Директор, A&E Trounev IT Consulting, Торонто,
Канада*Alexander Trunev
Cand.Phys.-Math.Sci., Ph.D.*Director, A&E Trounev IT Consulting, Toronto, Canada*

В настоящей работе мы исследуем метрику кристаллического пространства в общей теории относительности и в теории Янга-Миллса. Показано, что наличие решетки гравитационного эфира имеет наблюдаемые макроскопические следствия. Ранее было установлено влияние гравитации небесных тел Солнечной системы на электрическую проводимость, индуктивность, скорость радиоактивного распада атомных ядер, на сейсмическую активность, магнитное поле и движение полюса нашей планеты, а также на скорость биохимических реакций. Во всех случаях наблюдается сходное поведение физико-химических характеристик материалов и процессов в зависимости от универсальных параметров, характеризующих сезонные вариации гравитационного поля Солнечной системы. Обсуждается связь параметров решетки со свойствами материалов, элементов, атомных ядер и элементарных частиц. Построены возможные метрики кристаллического пространства: метрика, зависящая от функции Вейерштрасса, выведенная в теории Янга-Миллса и аналогичные метрики, найденные в теории Эйнштейна. Такие метрики, обладающие центральной симметрией, могут быть использованы для обоснования строения элементарных частиц, свойств атомных ядер, атомов и вещества. Построены периодические метрики, допускающие электромагнитное поле, а также метрики, связанные с предполагаемой структурой кристаллического пространства. Предложена модель, описывающая пучок электронов как стример преонов

In the present article, we investigate the metric of the crystal space in the general theory of relativity and in the Yang-Mills theory. It is shown that the presence of a lattice of gravitational ether has observable macroscopic consequences. Earlier, the influence of the gravity of the celestial bodies of the solar system on the electrical conductivity, inductance, the rate of radioactive decay of atomic nuclei, on seismic activity, the magnetic field and the motion of the pole of our planet, and on the rate of biochemical reactions was established. In all cases, a similar behavior of the physicochemical characteristics of materials and processes is observed, depending on the universal parameters characterizing the seasonal variations of the gravitational field of the solar system. The relationship between lattice parameters and the properties of materials, elements, atomic nuclei, and elementary particles is discussed. Possible metrics of the crystal space are constructed: a metric that depends on the Weierstrass function, derived in the Yang-Mills theory and analogous metrics found in Einstein's theory. Such metrics, which have a central symmetry, can be used to justify the structure of elementary particles, the properties of atomic nuclei, atoms and matter. Periodic metrics are constructed that admit an electromagnetic field, as well as metrics associated with the assumed structure of the crystal space. These metrics are of particular interest, since the properties of the substance are related to the metric parameters. We proposed the model of electron beam as a streamer of preons

Ключевые слова: ОБЩАЯ ТЕОРИЯ
ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, ТЕОРИЯ ЯНГА-МИЛЛСА,
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ,
ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ,
ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ, ИНДУКТИВНОСТЬ,
СКОРОСТЬ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА

Keywords: GENERAL RELATIVITY THEORY,
YANG-MILLS THEORY, ELECTROMAGNETIC
FIELD, GRAVITATIONAL POTENTIAL,
ELECTRICAL CONDUCTIVITY, INDUCTIVITY,
SPEED OF RADIOACTIVE DECAY

Doi: 10.21515/1990-4665-127-072

Введение

Вопрос о микроструктуре пространства рассматривался уже в самых первых теориях оптических явлений [1] и электричества [2]. В 19 веке широко обсуждалась теория механического кристаллического эфира Юнга и Френеля [1]. Основное достижение теории Френеля заключалось в доказательстве реальности поперечных световых волн. Однако в этой теории существовала проблема отражения света, которая не вписывалась в теорию упругого эфира из-за наличия продольных волн, а также проблема двойного лучепреломления.

Эти задачи рассматривались выдающимися математиками 19 столетия - Коши, Нейманом, Грином, Навье, Стоксом, Релеем, Ламе, Ковалевской [3] и другими. Окончательное же решение этих проблем было найдено в электромагнитной теории Максвелла-Лоренца. Однако после создания теории относительности Эйнштейна интерес к моделям механического эфира угас, но возродился уже на новом уровне только в конце 20 века в форме теории кристаллического пространства [4-5].

Метрика кристаллического пространства [4] исследовалась в работах [6-10]. Было показано, что метрическая теория гравитации может быть выведены из макроскопических свойств исходного кристаллического пространства. Механическая система, состоящая из частиц Планка, образует кристалл, в котором наблюдаются все четыре взаимодействия, включая гравитационные и электромагнитные силы [7].

В этой связи представляется интересным вывести макроскопические и микроскопические свойства материи из метрики кристаллического пространства, организованного не из частиц, а из полей, используя, например, теорию Янга-Миллса и теорию Эйнштейна [11-12]. Как известно, общая

теория относительности Эйнштейна является основной моделью квантовой теории гравитации [13-15], а теория Янга-Миллса [16] является основной моделью квантовой хромодинамики [17-18].

В квантовой теории гравитации и в КХД есть определенные достижения по объяснению механизмов генерации наблюдаемой материи [15, 18] и существуют сходные проблемы квантования, обусловленные нелинейностью моделей [19].

Ранее было показано, что существует связь между уравнениями Янга-Миллса, уравнениями Эйнштейна и Максвелла [20]. Метрики [21], зависящие от эллиптической функции Вейерштрасса, были использованы для моделирования метрики адронов и динамики кварков в составе адронов и атомных ядер, а также преонов в составе лептонов и кварков [22].

В настоящей работе исследованы метрики кристаллического пространства в теории Янга-Миллса и в теории Эйнштейна. Показано, что наличие решетки гравитационного эфира имеет наблюдаемые макроскопические следствия. Рассмотрено влияние гравитации небесных тел Солнечной системы на электрическую проводимость, индуктивность, скорость радиоактивного распада атомных ядер, на сейсмическую активность, магнитное поле и движение полюса нашей планеты, а также на скорость биохимических реакций [24-25].

Установлено, что во всех случаях наблюдается сходное поведение физико-химических характеристик материалов и процессов в зависимости от универсальных параметров, характеризующих сезонные вариации гравитационного поля солнечной системы. Обсуждается связь параметров решетки со свойствами материалов, элементов, атомных ядер и элементарных частиц. Предложена модель пучка электронов как стримера преонов.

Макроскопические эффекты гравитации

Вопрос о влиянии эфира на оптические явления при орбитальном движении Земли был поднят в письме Огюстена Френеля к Франсуа Араго в сентябре 1818 г [1]. Араго, путем хитроумных экспериментов с призмой установил, что движение земли не сказывается на преломлении лучей света, испускаемых звездами. Максвелл же, на основании опытов Ангстрема и Физо, считал, что наличие эфира можно обнаружить по влиянию относительного движения на оптические явления [25].

Майкельсон разработал тончайший инструмент – интерферометр, который, как он предполагал, позволит измерить влияние орбитальной скорости Земли на скорость света – эффект второго порядка. Однако выполненные им совместно с Морли эксперименты не подтвердили эту гипотезу [26]. Эйнштейн в этой связи заметил, что эфиру электродинамики нельзя приписать определенное состояние движения без ускорения, поэтому в качестве базовой модели следует рассматривать эфир общей теории относительности [27].

Заметим, что орбитальное движение Земли это движение с ускорением, поэтому можно ожидать, что это движение, так или иначе, сказывается на определенных физических явлениях, включая электродинамические процессы. Действительно, в работах [28-29] была установлена зависимость скорости радиоактивного распада от ряда космофизических факторов, включая суточный период, 27-дневный и годовой периоды. В [29] путем сопоставления скорости beta-распада изотопа ^{32}Si и скорости alpha-распада изотопа ^{226}Ra было показано, что относительные величины скоростей распада для этих двух процессов зависят от расстояния до Солнца. Аналогичная сезонная зависимость была получена для индуктивности и

сопротивления при измерении в термостате по мостовой схеме в экспериментах [30].

Можно предположить, что основным фактором влияния во всех перечисленных экспериментах является гравитационный потенциал Солнечной системы [31-33]. Многочисленные исследования, обобщенные в [24-25], полностью подтвердили гипотезу о влиянии гравитационного потенциала Солнечной системы на физико-химические и биологические системы.

В теории [31-33] предполагается, что если система фермионов содержит N частиц ненулевой массы m_i , тогда ее энергия во внешнем гравитационном поле изменяется на величину

$$\Delta E = Nm_i\varphi$$

Здесь φ - нормированный гравитационный потенциал. Соответственно изменяется энергия Ферми в зависимости от гравитационного потенциала в виде:

$$\Delta \varepsilon_F = 5m_i\varphi / 3 \quad (1)$$

Сезонные вариации сопротивления, индуктивности и скорости радиоактивного распада, описываются безразмерным параметром [32-33]

$$K = -\frac{\Delta \varepsilon_F}{kT} = -\frac{5m_i\varphi}{3kT}$$

Отметим, что в случае атомных ядер тепловая энергия определяется температурой нуклонов в объеме ядра [32]. Параметр K может быть получен из распределения Ферми-Дирака в предположении, что изменение энергии Ферми во внешнем гравитационном поле (1) мало в сравнении с самой энергией.

На рис. 1 представлены данные по сезонным вариациям сопротивления и индуктивности [30], измеренным при постоянной температуре $T=293,15\text{K}$ в период со 02.06.03 по 13.04.07. Как следует из приведенных на рис 1 результатов, наблюдается корреляция данных сопротивления и индуктивности с параметром К.

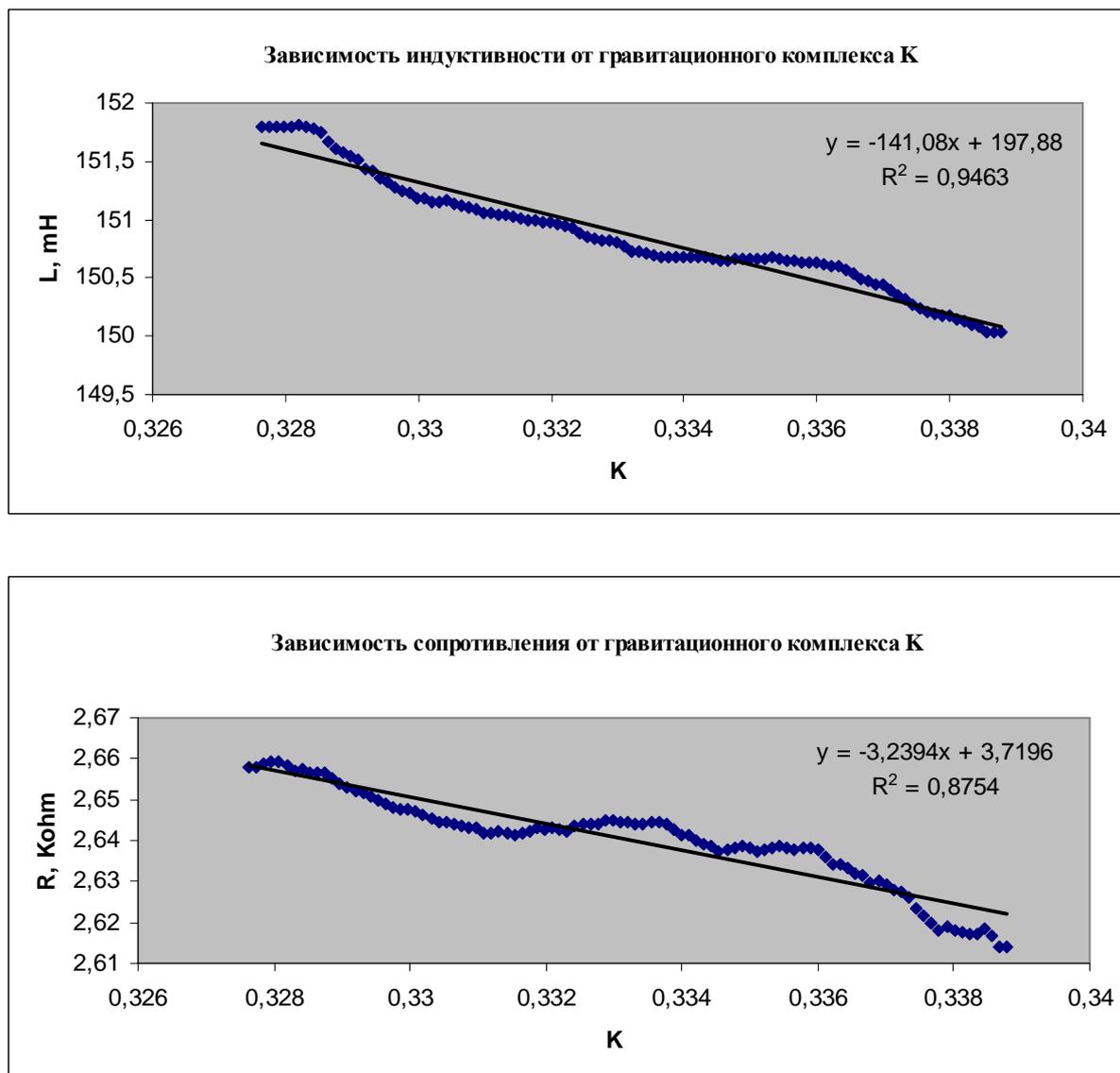


Рис. 1. Зависимость индуктивности и сопротивления от гравитационного комплекса К по данным [30-33].

Исходя из модели (1)-(2), в работе [33] получено следующее выражение для сезонных вариаций относительной скорости радиоактивного распада:

$$\delta U(t) = -\frac{5am_p}{8\theta} \delta\varphi \approx -\frac{5am_p}{8\theta} \frac{GM\delta R}{R^2} \quad (2)$$

Здесь a, m_p, θ, G, M, R - численный коэффициент порядка единицы, масса протона и температура нуклонов в ядре, гравитационная постоянная, масса Солнца и расстояние от Земли до Солнца соответственно. Полученное выражение (2) согласуется с экспериментальными данными [29] - рис. 2.

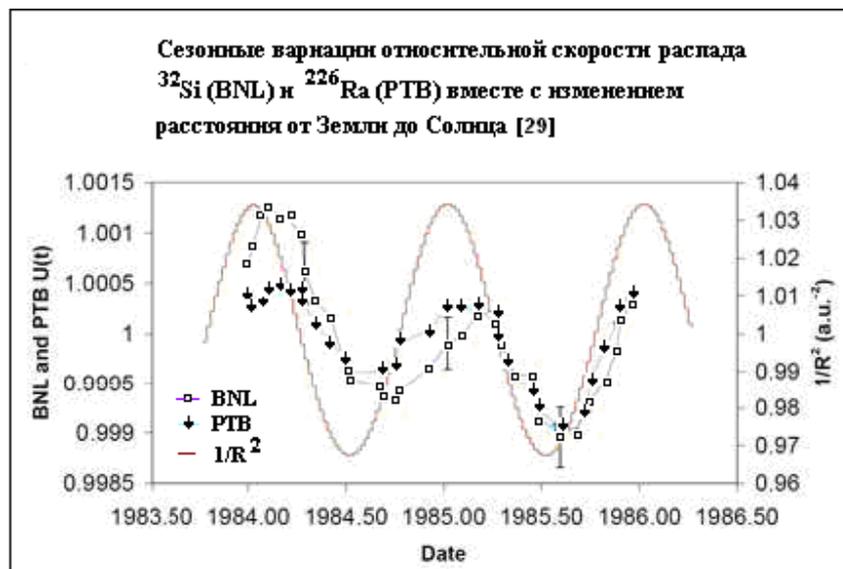


Рис. 2. Сезонные вариации относительной скорости распада изотопов ^{32}Si (BNL) и ^{226}Ra (PTB) вместе с изменением расстояния от Земли до Солнца по данным [29].

Перечисленные экспериментальные результаты [28-30] и данные на рис. 1-2 означают, что влияние гравитации на фермионы - электроны, протоны и нейтроны, является вполне ощутимым в сравнении с их тепловой энергией, что и выражается в сезонной зависимости проводимости,

индуктивности, скорости альфа- и бета-распада и во многих других физических явлениях [24-25, 28-33].

Теория Эйнштейна позволяет уточнить выражение энергии с учетом вращения Земли вокруг Солнца [33]:

$$E = mc^2 + m\phi' - \frac{3mGM}{2R} \quad (3)$$

Здесь ϕ' - суммарный гравитационный потенциал небесных тел Солнечной системы за вычетом потенциала Солнца. Таким образом, согласно ОТО, вклад Солнца в гравитационный потенциал частиц необходимо учитывать с коэффициентом 3/2. Этот результат не влияет на основные выводы, полученные выше, о зависимости проводимости и скорости радиоактивного распада от гравитационного комплекса К, поскольку в теории может быть введен параметр a , который определяется из эксперимента.

Многие физико-химические свойства материалов зависят от химического потенциала электронного газа и его плотности. Так, согласно теории Друде-Лоренца, удельная электрическая проводимость металлов пропорциональна плотности свободных электронов

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

При малой величине химического потенциала по сравнению с тепловой энергией, плотность электронов можно представить в виде [33]

$$\frac{\Delta n}{n} = -\frac{5}{3} \frac{m\Delta\phi}{kT} (1 + g(\mu/kT)) \quad (4)$$

Функция $g(x)$ определяется путем численного интегрирования. Сезонные колебания плотности в соответствии с уравнением (4) вызывают

колебание проводимости (сопротивления) и индуктивности. Такой же эффект должен наблюдаться в отношении теплопроводности металлов, поскольку коэффициент теплопроводности связан с проводимостью законом Видемана-Франца:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2 k^2}{3 e^2} T$$

Константа Холла обратно пропорциональна плотности электронов,

$$R_H = \frac{1}{ne}$$

Поэтому сезонную зависимость плотности свободных электронов в металлах можно наблюдать путем измерения параметра R_H в эффекте Холла.

В общем случае сезонные колебания должны наблюдаться в любых системах, параметры которых зависят от химического потенциала. Сюда относятся, например, системы с химическими и биохимическими реакциями, а также процессы в земной коре, что сказывается на статистике землетрясений и вариациях геомагнитного поля [24]. Пара- и диамагнитная проницаемость в слабых магнитных полях пропорциональна плотности электронов и обратно пропорциональна химическому потенциалу [35], а в сильных магнитных полях магнитный момент сложным образом зависит от химического потенциала, поэтому магнитные свойства материалов испытывают сезонные колебания в соответствии с развитой теорией.

Обращаясь к принципу эквивалентности сил инерции и гравитации, заметим, что в классической механике Ньютона, оперирующей силами, эта эквивалентность действительно существует, тогда как в квантовой механике и в статистической физике этой эквивалентности нет, поскольку в соответствующих системах нет действующих сил, но есть потенциал и энергия. В уравнение же равновесия тел потенциалы гравитации и

инерционных сил входят неэквивалентно, но с некоторым коэффициентом, зависящим от геометрии задачи. Следовательно, можно говорить только о подобии сил инерции и гравитации, но не об их эквивалентности.

Более того, вклады инерции и гравитации в уравнение равновесия тел входят таким образом, что никаким выбором системы отсчета невозможно исключить влияние гравитации на физические процессы. Даже если сумма действующих на систему сил инерции и гравитации в точности равна нулю, любое изменение гравитационного потенциала во времени может быть обнаружено с помощью прибора, регистрирующего, например, изменение химического потенциала электронного газа путем измерения проводимости.

Мы, таким образом, показали, что гравитационное поле проявляет себя в сильных, слабых и электромагнитных взаимодействиях через прямое влияние на энергию и химический потенциал системы взаимодействующих фермионов. Такая конъюнкция не является неожиданной, так как разделение на бозоны и фермионы, и соответствующие квантовые статистики, в свою очередь, обусловлены метрикой кристаллического пространства специального вида [11-12, 22, 36]. Однако такая связь гравитации с тремя другими силами природы не является очевидной. Рассмотрим метрику кристаллического пространства, в которой сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия являются причиной и следствием самой метрики.

Метрика адронов и лептонов

В работах [11-12, 21-22] была исследована метрика, зависящая от эллиптической функции Вейерштрасса. Такая метрика может служить моделью метрики элементарных частиц, так как она выводится из уравнений Янга-Миллса. Рассмотрим центрально-симметрическую метрику вида

$$\Psi = \eta_{ij} \omega^i \omega^j = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\lambda} dr^2 + d\theta^2 + \sigma^2(\theta) d\varphi^2$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\theta^2} = -\kappa\sigma \quad (5)$$

Здесь $\kappa = const$ - гауссова кривизна квадратичной формы $d\theta^2 + \sigma^2(\theta)d\varphi^2$, Функции $\nu = \nu(r, t)$, $\lambda = \lambda(r, t)$ определяются путем решения уравнений Янга-Миллса, которые в этом случае сводятся к системе

$$A = e^{-2\lambda} (\lambda_r \nu_r - \nu_{rr} - \nu_r^2) + e^{-2\nu} (\lambda_{tt} - \lambda_t \nu_t + \lambda_t^2)$$

$$A_{rr} - \lambda_t A_r - \nu_r A_t = 0$$

$$e^{-2\lambda} (A_{rr} - \lambda_r A_r) - e^{-2\nu} \lambda_t A_t - \frac{1}{2} (\kappa^2 - A^2) = 0 \quad (6)$$

$$e^{-2\nu} (A_{tt} - \nu_t A_t) - e^{-2\lambda} \nu_r A_r + \frac{1}{2} (\kappa^2 - A^2) = 0$$

Решения уравнений выражаются через эллиптическую функцию Вейерштрасса. В частном случае $\nu = 0$ уравнения модели приводятся к виду [11-12, 21-22]:

$$A_{\tau\tau} = \frac{1}{2} (A^2 - \kappa^2), \quad e^\lambda = A_\tau, \quad \nu = 0, \quad \tau = t \pm r + \tau_0$$

$$A = \sqrt[3]{12} \wp(\tau / \sqrt[3]{12}; g_2, g_3), \quad (7)$$

$$b_{11} = -b_{22} = \frac{1}{3} A - \frac{\kappa}{6}, \quad b_{33} = b_{44} = \frac{1}{6} A - \frac{\kappa}{3}, \quad b_{12} = b_{21} = 0.$$

Здесь обозначено: g_2, g_3 - инварианты функции Вейерштрасса, причем $g_2 = \kappa^2 \sqrt[3]{12}$; τ_0 - свободный параметр, связанный с выбором начал координат;

Метрика (7) использовалась для моделирования динамики кварков в составе адронов и атомных ядер, а также преонов в составе лептонов и кварков [22].

Метрика пространств Эйнштейна с центральной симметрией

В работе [12] было показано, что метрика, зависящая от функции Вейерштрасса, описывает пространства Эйнштейна отрицательной кривизны. Действительно, положим в (5) $\kappa = 1$, что соответствует специальному выбору метрики

$$\Psi = -e^{2\nu} dt^2 + e^{2\lambda} dr^2 + d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2 \quad (8)$$

Отличные от нуля компоненты тензора Эйнштейна в метрике (8) равны

$$\begin{aligned} G_{00} &= e^{2\nu}, \\ G_{11} &= -e^{2\lambda}, \\ G_{22} &= -A, \\ G_{33} &= -A \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (9)$$

Полагая $G_{\alpha\beta} = R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} R g_{\alpha\beta} = -\kappa g_{\alpha\beta}$, находим уравнения поля, которые при условии $\kappa = 1$ сводятся к одному уравнению $A = 1$.

Полученное уравнение $A = 1$ соответствует частному решению системы (6), при котором последние три уравнения выполняются точно в случае $\kappa = 1$.

Нам надо доказать, что между функциями $\nu = \nu(r, t)$, $\lambda = \lambda(r, t)$, существует такая связь (уравнение состояния), что решение уравнения $A = 1$ выражается в эллиптических функциях Вейерштрасса.

Рассмотрим метрику общего вида, используемую в физических приложениях для моделирования метрики неоднородной Вселенной [12, 22]

$$ds^2 = \psi(t, r) dt^2 + 2b dt dr - p(\psi) dr^2 - d\vartheta^2 - \sin^2 \vartheta d\phi^2 \quad (10)$$

Сравнивая (10) и (8) находим, что (8) следует из (10) при условиях $b = 0, \Psi \rightarrow -\Psi$. Отличные от нуля компоненты тензора Эйнштейна в метрике (10) равны

$$\begin{aligned} G_{00} &= \psi(t, r), G_{01} = G_{10} = b \\ G_{11} &= -p(\psi), \\ G_{22} \sin^2 \vartheta &= G_{33}, \\ G_{22} &= G_{22}(\psi, \psi_t, \psi_r, \psi_{tt}, \psi_{rr}) \end{aligned} \quad (11)$$

Полагая в этом случае $k = -1$, находим уравнение поля

$$-p' \psi_{tt} + \psi_{rr} = -2(b^2 + p\psi) - \frac{pp' - 2(b^2 + p\psi)p'' + p'^2 \psi}{2(b^2 + p\psi)} \psi_t^2 + \frac{p + p'\psi}{2(b^2 + p\psi)} \psi_r^2 \quad (12)$$

Отметим, что уравнение (12) изменяет свой тип в зависимости от знака производной p' :

в области $p' < 0$ уравнение (12) имеет эллиптический тип;

в области $p' > 0$ уравнение (12) имеет гиперболический тип;

в области $p' = 0$ уравнение (12) имеет параболический тип.

Сигнатура метрики (12) не меняется, если потребовать дополнительно $p(\psi) > 0, \psi > 0$.

В стандартной теории поля [34], связь между компонентами тензора Эйнштейна G_{00}, G_{11} обусловлена наличием уравнения состояния материи, являющейся источником гравитационного поля. Поэтому предполагаемая связь между компонентами G_{00}, G_{11} в форме $p = p(\psi)$ означает наличие уравнения состояния у того типа материи или энергии, которая производит гравитационное поле.

В современной астрофизике энергию такого типа называют темной энергией. Считается, что темная энергия соответствует основному состоянию Вселенной. Предполагая, что существует уравнение состояния, мы тем самым наделяем темную энергию определенными свойствами,

позволяющими сопоставлять темную энергию с другими видами энергии и материи.

Для обычной материи изменение знака производной p' означает наличие фазового перехода. Отметим, что параметры уравнения состояния темной энергии связаны с величиной постоянной Планка [22] $\lim_{\psi \rightarrow 1} p'' \psi = \frac{1}{2\hbar^2}$.

Было показано [22], что квантовая механика Шредингера реализуется в области $p' = 0$, когда уравнение (12) имеет параболический тип.

Следовательно, если темная энергия может совершить фазовый переход, то в этом случае возникают указанные выше области гиперболичности и эллиптичности уравнений поля. Действительно, рассмотрим статические решения уравнения (12), в этом случае, полагая $\psi_t = \psi_{tt} = 0$, находим

$$\psi_{rr} = -2(b^2 + p\psi) + \frac{p + p'\psi}{2(b^2 + p\psi)} \psi_r^2 \quad (13)$$

Интегрируя уравнение (13), получим

$$(b^2 + p\psi)(C - 4\psi) = \psi_r^2 \quad (14)$$

Здесь C – произвольная постоянная. Для всякой заданной функции $\psi = \psi(r)$ уравнение (14) позволяет определить функцию $p = p(r)$. Тем самым определяется в параметрическом виде уравнение состояния $p = p(\psi)$.

Предположим, что уравнение состояния можно представить в форме

$$p(\psi) = -\psi - \frac{b^2}{\psi} + \frac{g_2}{4\psi} + \frac{g_3}{4\psi^2} \quad (15)$$

Тогда решение уравнения (14) при $C = 0$ имеет вид

$$\psi = \wp(r - r_0, g_2, g_3) \quad (16)$$

Таким образом, установлено, что инварианты функции Вейерштрасса в метрике (10) связаны с уравнением состояния темной энергии.

Инварианты функции Вейерштрасса в метрике (10) могут совпадать с таковыми в метрике (7). Такое совпадение означает, что уравнения Янга-Миллса описывают поведение темной энергии с заданным уравнением состояния типа (15) при определенных ограничениях, налагаемых калибровочной симметрией. Следовательно, различие в моделировании метрики в рамках теории Эйнштейна и в теории Янга-Миллса заключается в выборе констант g_2, g_3 , которые в случае теории Янга-Миллса являются произвольными, а теории Эйнштейна зависят от уравнения состояния.

Отметим, что метрика (10), зависящая от двух углов, описывает пространство Эйнштейна. Обобщение этой метрики на случай произвольного числа измерений дано в [12]:

$$ds^2 = \psi(t, r)dt^2 - p(\psi)dr^2 - d\phi_1^2 - \sin^2 \phi_1 d\phi_2^2 - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 d\phi_3^2 - \dots - \sin^2 \phi_1 \sin^2 \phi_2 \dots \sin^2 \phi_{N-1} d\phi_N^2 \quad (17)$$

Здесь $\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N$ - углы на единичной сфере в $N + 1$ - мерном пространстве. Метрика (17) описывает многие важные случаи симметрии, используемые в физике элементарных частиц и в теории супергравитации. Например, 3-х сфера и 5-сфера используются для представления $Sp(1) \cong SO(4) / SO(3) \cong SU(2)$ и $SO(6) / SO(5) = SU(3) / SU(2)$ симметрии соответственно.

Рассмотрим гравитацию в пространствах с метрикой (17). Уравнения Эйнштейна и уравнение движения являются универсальным, поэтому обобщаются на пространство любого числа измерений в виде

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = kg_{\mu\nu} \quad (18)$$

$$g^{ik} \frac{\partial S}{\partial x^i} \frac{\partial S}{\partial x^k} = 0 \quad (19)$$

Здесь $R_{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$, S - тензор Риччи, метрический тензор и функция Гамильтона-Якоби соответственно. В общем случае имеют место соотношения

$$\begin{aligned} R_{ik} &= R_{ijk}^j, \quad R = g^{ik} R_{ik}, \\ R_{\beta\gamma\delta}^\alpha &= \frac{\partial \Gamma_{\beta\delta}^\alpha}{\partial x^\gamma} - \frac{\partial \Gamma_{\beta\gamma}^\alpha}{\partial x^\delta} + \Gamma_{\beta\delta}^\mu \Gamma_{\mu\gamma}^\alpha - \Gamma_{\beta\gamma}^\mu \Gamma_{\mu\delta}^\alpha, \\ \Gamma_{jk}^i &= \frac{1}{2} g^{is} \left(\frac{\partial g_{sj}}{\partial x^k} + \frac{\partial g_{sk}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jk}}{\partial x^s} \right) \end{aligned} \quad (20)$$

$R_{\beta\gamma\delta}^\alpha$ - тензор Римана, Γ_{kl}^i - символы Кристоффеля второго рода.

Уравнение поля в метрике (17) имеет вид

$$-p' \psi_{tt} + \psi_{rr} = -Kp\psi - \frac{pp' - 2p''p\psi + p'^2\psi}{2p\psi} \psi_t^2 + \frac{p + p'\psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (20)$$

Здесь параметр $K = 2$ в пространстве-времени четырех измерений, $K = 4$ в пространстве пяти измерений (теория Калуцы). В общем же случае имеем $k = D(D - 5)/2 + 3$, $K = 2(D - 3)$.

Рассмотрим статические решения уравнения (20), полагая $\psi_t = \psi_{tt} = 0$, находим

$$\psi_{rr} = -2Kp\psi + \frac{p + p'\psi}{2p\psi} \psi_r^2 \quad (21)$$

Интегрируя уравнение (21), получим

$$p\psi(C - 2K\psi) = \psi_r^2 \quad (22)$$

Здесь C - произвольная постоянная. Чтобы получить решение уравнения (22) в виде функции Вейерштрасса, надо взять уравнение состояния в форме

$$p(\psi) = -\frac{2\psi}{K} + \frac{g_2}{4K\psi} + \frac{g_3}{4K\psi^2} \quad (23)$$

Тогда решение уравнения (51) при $C = 0$ имеет вид

$$\psi = \wp(r - r_0, g_2, g_3) \quad (24)$$

Уравнение (19) можно проинтегрировать при некоторых предположениях, используя метод, который предложил Шредингер. Суть метода состоит в том, чтобы представить решение уравнения (19) в виде

$$S = S_{cl} + \hbar \ln \Psi_S \quad (25)$$

Здесь в теорию в явном виде вводится классическое действие - S_{cl} , постоянная Планка и волновая функция Ψ_S . Используя классическое действие, мы определяем те параметры задачи, которые могут считаться внешними для квантовой системы. При таком подходе становится очевидной связь квантовой механики с классической механикой.

В случае метрики (17) удобно будет выбрать в качестве переменных квантовой механики углы на единичной сфере, а в качестве координат классического действия – время и радиальную координату. Тогда уравнение (19) разделяется на два уравнения

$$\frac{1}{\psi} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial t} \right)^2 - \frac{1}{p} \left(\frac{\partial S_{cl}}{\partial r} \right)^2 = M^2$$

$$\left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_1} \right)^2 + \sin^{-2} \phi_1 \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_2} \right)^2 + \dots + \sin^{-2} \phi_1 \sin^{-2} \phi_2 \dots \sin^{-2} \phi_{N-1} \left(\frac{\partial \Psi_S}{\partial \phi_N} \right)^2 = \frac{M^2}{\hbar^2} \Psi_S^2 \quad (26)$$

Рассмотрим оператор Лапласа в пространстве N измерений

$$\sum_{i=1}^N \nabla_i^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{3N-1}{\rho} + \frac{\Lambda_N^2(\Omega_N)}{\rho^2} \quad (27)$$

Здесь $\Lambda_N^2(\Omega_N)$ - обобщенный оператор углового момента, собственные функции которого – гиперсферические гармоники, удовлетворяют уравнению

$$(\Lambda_N^2(\Omega_N) + L(L + 3N - 2))Y_L(\Omega_N) = 0 \quad (28)$$

Гиперсферические гармоники выражаются через сферические функции и полиномы Якоби в виде [37]

$$\begin{aligned}
 Y_L(\Omega_N) &= \left[\prod_{j=1}^N Y_{l_j, m_j}(\epsilon_j) \right] \left[\prod_{j=2}^N {}^{(j)}P_{L_j}^{\alpha_j, \alpha_{L_{j-1}}}(\phi_j) \right] \\
 {}^{(j)}P_{L_j}^{\alpha_j, \alpha_{L_{j-1}}}(\phi_j) &= N_{n_j}^{\alpha_j, \alpha_{L_j}} (\cos \phi_j)^{l_j} (\sin \phi_j)^{L_{j-1}} P_{n_j}^{\alpha_{K_{j-1}}, \alpha_j}(\cos 2\phi_j) \\
 N_n^{\alpha\beta} &= \sqrt{\frac{2(2n + \alpha + \beta + 1)n! \Gamma(n + \alpha + \beta + 1)}{\Gamma(n + \alpha + 1)\Gamma(n + \beta + 1)}}
 \end{aligned} \tag{29}$$

Здесь ϵ_j - координаты точки на единичной сфере в метрике (17).

Квантовые числа в метрике (17) удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned}
 L_j &= \sum_{i=1}^j (l_i + 2n_i), \quad n_1 = 0, \quad L = L_N \\
 \alpha_{L_j} &= L_j + \frac{3j}{2} - 1, \quad \alpha_j = l_j + \frac{1}{2}
 \end{aligned}$$

В результате решения вариационной задачи энергия системы определяется как функция квантовых чисел, характеризующих вращение единичной сферы. Таким образом, здесь мы имеем пример метрики кристаллического пространства с центральной симметрией. Очевидным следствием наличия метрики такого типа является зависимость физико-химических свойств вещества от радиальной координаты, например, от расстояния до Солнца – рис. 1-2.

Метрики, допускающие электромагнитные поля

Рассмотрим особый случай электромагнитного поля, для которого тензор энергии-импульса имеет характеристику непростого типа [38]. Статическая метрика в этом случае может быть приведена к виду:

$$ds^2 = -dx^2 - dy^2 + 2u(x + y + z)dtdz \tag{30}$$

Вычисляя определитель метрического тензора и скалярную кривизну, находим

$$g = -u^2, R = \frac{4uu' - u'^2}{u^2} \quad (31)$$

Полагая, что кривизна является отрицательным числом $R = -\varepsilon^2$, имеем уравнение

$$4uu' - u'^2 = -\varepsilon^2 u^2 \quad (32)$$

Общее решение уравнения (32) имеет вид

$$u = u_0 \cos^{4/3}[\varepsilon(x + y + z)] \quad (33)$$

Поскольку функция (33) является периодической по любой из координат с периодом 2π , метрика (30) описывает кристаллическое пространство. В таком пространстве тензор энергии-импульса отличен от нуля, так как электромагнитное поле является видом материи. Рассмотрим динамику частиц в метрике (30).

Движение релятивистских частиц в гравитационном поле в общем случае описывается уравнением

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \frac{dx^\nu}{ds} \frac{dx^\lambda}{ds} = 0 \quad (34)$$

Γ_{kl}^i – символы Кристоффеля второго рода. Символы Кристоффеля вычисляются в метрике (2) согласно

$$\Gamma_{43}^1 = \frac{u'}{2}, \Gamma_{43}^2 = \frac{u'}{2}, \Gamma_{31}^3 = \frac{u'}{2u}, \Gamma_{32}^3 = \frac{u'}{2u}, \Gamma_{33}^3 = \frac{u'}{u}, \Gamma_{41}^4 = \frac{u'}{2u}, \Gamma_{42}^4 = \frac{u'}{2u}. \quad (35)$$

Здесь координаты нумеруются в порядке $x, y, z, t \rightarrow 1, 2, 3, 4$. Уравнения (34) с учетом (35) принимают вид

$$\begin{aligned}
 \frac{d^2 x}{ds^2} - \frac{4}{3} u_0 \sqrt[3]{\cos(x+y+z) \sin(x+y+z)} \frac{dz}{ds} \frac{dt}{ds} &= 0 \\
 \frac{d^2 y}{ds^2} - \frac{4}{3} u_0 \sqrt[3]{\cos(x+y+z) \sin(x+y+z)} \frac{dz}{ds} \frac{dt}{ds} &= 0 \\
 \frac{d^2 z}{ds^2} - \frac{4}{3} u_0 \sqrt[3]{\cos(x+y+z) \tan(x+y+z)} \frac{dz}{ds} \left(\frac{dx}{ds} + \frac{dy}{ds} + \frac{dz}{ds} \right) &= 0 \\
 \frac{d^2 t}{ds^2} - \frac{4}{3} u_0 \sqrt[3]{\cos(x+y+z) \tan(x+y+z)} \frac{dt}{ds} \left(\frac{dx}{ds} + \frac{dy}{ds} \right) &= 0
 \end{aligned}
 \tag{36}$$

На рис. 3 представлены траектории движения частиц, вычисленные по уравнениям (36) с начальными данными:

$$\begin{aligned}
 u_0 = 1; x(0) = 1.1; y(0) = -0.1; z(0) = 0; t(0) = 0; \\
 x'(0) = 0; y'(0) = 0; z'(0) = -0.1; t'(0) = 1
 \end{aligned}
 \tag{37}$$

На левом рисунке 3 показана зависимость отношения $t(s)/s$ от параметра интервала. Из приведенных данных следует, что после периода установления указанное отношение стремится к константе, $t(s)/s \approx 0.687$. Следовательно, время и интервал связаны линейной зависимостью для данного типа движения. Координаты $x(s), y(s)$ изменяются периодически, отличаются между собой на константу (для выбранных начальных данных). С другой стороны, координата $z(s)$ изменяется практически линейно – зависимость 3 на нижнем левом рисунке 3.

Движение в координатах $x(s), y(s), t(s)$ - правый верхний рис. 3, подобно движению в координатах $x(s), y(s), z(s)$ - правый нижний рис. 3. Общее движение раскладывается на постоянное движение вдоль некоторого направления и периодическое движение в поперечном направлении.

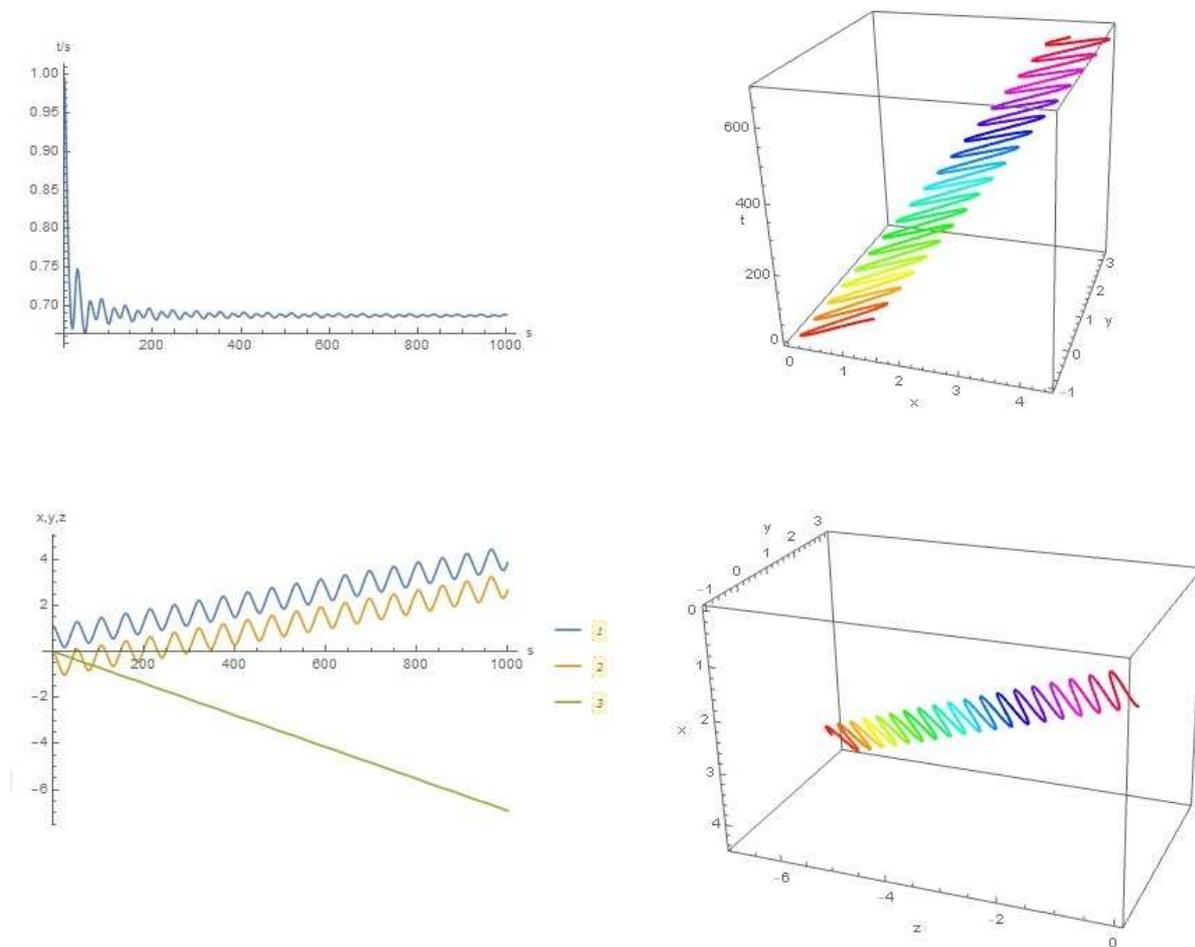


Рис. 3. Траектории частиц в метрике (30) допускающей электромагнитное поле.

Отметим, что существуют различные модификации метрики (30), связанные с постулированием структуры кристаллического пространства, например, метрика

$$ds^2 = dt^2 - (udx + dz + dy)dx - (udy + dz + dx)dy - (udz + dx + dy)dz \quad (38)$$

Здесь функция $u = u(x + y + z)$, может быть определена путем задания скалярной кривизны. Интересной особенностью метрики является, то, что

периодический режим реализуется в пространствах положительной кривизны. Действительно, имеем в этом случае

$$g = -2 + 3u - u^3, R = \frac{3}{2} \frac{4(-2 + u + u^2)u' - 3uu'^2}{(-2 + u + u^2)^2} \quad (39)$$

Интегрируя уравнение $R(u, u', u'') = 1$ с начальными условиями $u(0) = 0.5, u'(0) = 0$, находим потенциал и определитель метрического тензора – на рис. 4 слева. Отметим, что хотя функция $u = u(x + y + z)$ при этих условиях является знакопеременной, определитель метрики всюду не больше нуля. Определим периодический режим для аналогичной метрики

$$ds^2 = dt^2 - (udx - dz - dy)dx - (udy - dz - dx)dy - (udz - dx - dy)dz \quad (40)$$

В этом случае имеем

$$g = 2 + 3u - u^3, R = \frac{3}{2} \frac{4(-2 - u + u^2)u' - 3uu'^2}{(-2 + u)^2(1 + u)^2} \quad (41)$$

Предполагая, что скалярная кривизна является отрицательной и, интегрируя уравнение $R(u, u', u'') = -1$ с начальными условиями $u(0) = 3, u'(0) = 0$, находим потенциал и определитель метрического тензора – на рис. 4 справа.

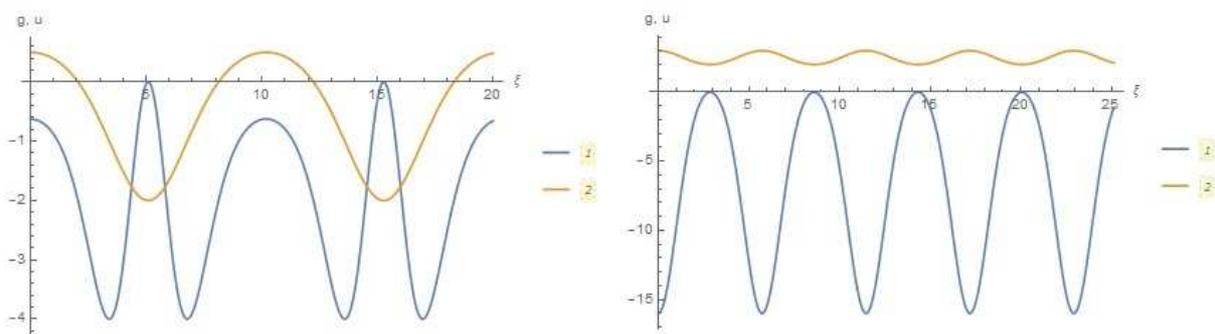


Рис. 4. Потенциал и определитель метрики (38) – слева, и метрики (39) – справа: $\xi = x + y + z$.

Мы, таким образом, указали возможные метрики кристаллического пространства. Метрика (5), зависящая от функции Вейерштрасса, возникает в теории Янга-Миллса. Аналогичные метрики были найдены в теории Эйнштейна – метрика (10) с потенциалом (16) и метрика (17) с потенциалом (24). Такие метрики, обладающие центральной симметрией, могут быть использованы для обоснования строения элементарных частиц, свойств атомных ядер, атомов и вещества [22].

Метрика (30), допускающая электромагнитное поле связана не только с микроскопической, но и с макроскопической структурой пространства. Одним из наблюдаемых следствий взаимодействия макроскопических систем с решеткой гравитационного эфира являются квадратичные по скорости эффекты, связанные с локальным изменением гравитационного потенциала относительно статистических параметров температуры и химического потенциала. Многочисленные эффекты такого рода обсуждаются в работах [11-12, 22-24, 28-33] и других.

Бозоны, фермионы, преоны и стримеры

Известно, что распределение частиц космических лучей по энергии обрывается на величине около $E_{\max} \approx 10^{11} \text{ GeV}$, что является одним из доказательств теории кристаллического эфира, в которой этим пределом определяется шаг решетки.

Модель стоков и источников Максвелла была рассмотрена в работе [39], в которой предложена модель структуры кварков и лептонов. Эти частицы рассматриваются как сложные системы, состоящие из преонов, обладающих собственной динамикой в пределах заданной метрики типа (5), а сами преоны представляются как составные частицы, включающие нейтральный 0-фермион и заряженный скалярный 0-бозон. Таким образом, вопрос о

происхождении электрического заряда переносится на нижестоящий уровень организации материи в недостижимую для эксперимента область масштабов $E_{\max} \approx 10^{11} \text{ GeV}$.

Бозоны и фермионы нулевого уровня в метрике (17) определяются на основе уравнение состояния, которое согласовано с метрикой Шварцшильда

$$\psi = \exp(-2mr), p = \frac{4m^2\psi}{C - 2K\psi} = \frac{2m^2}{K} \frac{-1}{1 \pm \exp(2mr - \mu)},$$

$$\frac{dp}{d\psi} = \frac{C}{(C - 2K\psi)^2}, \quad C = \pm 2Ke^{-\mu} \quad (42)$$

Заметим, что в метрике Шварцшильда параметр m соответствует массе или энергии покоя системы. Мы предполагаем, что источник гравитации типа точечной массы обусловлен в метрике (17) наличием двух типов уравнения состояния, соответствующих бозонам и фермионам.

Сопоставим первое уравнение (42) с квантовыми статистиками:

- в случае бозонов $p = \frac{2m^2}{K} \frac{1}{\exp(2mr - \mu) - 1}, \quad C > 0, p(\psi) > 0, p'(\psi) > 0;$

- в случае фермионов $p = -\frac{2m^2}{K} \frac{1}{\exp(2mr - \mu) + 1}, \quad C < 0, p(\psi) < 0, p'(\psi) < 0.$

Как известно, деление частиц, на фермионы и бозоны, первоначально возникло в статистической физике [35], и лишь благодаря теореме Паули была установлена связь спина со статистикой [36]. Однако уравнение состояния в форме (42) не содержит никакой информации о спинах частиц. Согласно (42), разделение на бозоны и фермионы является фундаментальным свойством гравитационного поля.

В работе [40] рассмотрена электродинамика плазмы и нейтрального газа, состоящего из молекул преонов. Показано, что некоторые свойства такого газа соответствуют свойствам эфира Максвелла [25]. Рассмотрим распространение стримера в такой среде. Для этого используем стандартную

модель стримера в газовых разрядах [41-42], которую модифицируем с учетом диффузии электрического поля и ионов, имеем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_e}{\partial t} &= D_e \nabla^2 \rho_e + \nabla \cdot (\rho_e \mathbf{E}) + \rho_e |\mathbf{E}| \exp(-1/|\mathbf{E}|) \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} &= D_i \nabla^2 \rho_i + k_i \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{E}) + \rho_i |\mathbf{E}| \exp(-1/|\mathbf{E}|) \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= D_E (\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \rho_e - \nabla \rho_i) \end{aligned} \quad (43)$$

Здесь обозначено $\rho_e, \rho_i, \mathbf{E}$ – плотность электронов, ионов и электрического поля соответственно, D_e, D_i, D_E – коэффициенты диффузии, k_i – параметр подвижности ионов. В качестве параметра длины в модели (43) используется длина свободного пробега электронов в азоте при нормальном давлении – около 2.3 мкм. Масштаб времени составляет 3 пикосекунды, а масштаб электрического поля – 200 кВ/см [42].

Поясним происхождение третьего уравнения (43). Выражение в скобках в случае электростатического поля тождественно обращается в ноль. Однако при наличии вихревой составляющей поля в случае длинных волн, из уравнений Максвелла и закона Ома $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \nabla \mathbf{A} / \partial t$ следует уравнение диффузии векторного потенциала

$$\sigma \mu \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = \nabla^2 \mathbf{A} \quad (44)$$

Сравнивая (44) с третьим уравнением (43), находим $D_E = 1 / \sigma \mu$.

Модель (43) тестировалась на плоских и трехмерных задачах моделирования стримеров Саффмана-Тейлора [42-43] в однородном электрическом поле.

Задача для системы (43) решалась численно, в прямоугольной области $-L_x \leq x \leq L_x, -L_y \leq y \leq L_y, -L_z \leq z \leq L_z$, с нулевыми начальными данными и с граничными условиями:

$$\begin{aligned}
 E_x(t, -L_x, y, z) = E_x(t, L_x, y, z) = E, E_y(t, -L_x, y, z) = E_y(t, L_x, y, z) = 0, \\
 E_z(t, -L_x, y, z) = E_z(t, L_x, y, z) = 0, E_x(t, x, -L_y, z) = E_x(t, x, L_y, z) = E, \\
 E_y(t, x, -L_y, z) = E_y(t, x, L_y, z) = 0, E_z(t, x, -L_y, z) = E_z(t, x, L_y, z) = 0, \\
 E_x(t, x, y, -L_z) = E_x(t, x, y, L_z) = E, E_y(t, x, y, -L_z) = E_y(t, x, y, L_z) = 0, \\
 E_z(t, x, y, -L_z) = E_z(t, x, y, L_z) = 0, \rho_e(t, -L_x, y, z) = \rho_i(t, -L_x, y, z) = 0, \\
 \rho_e(t, L_x, y, z) = \rho_i(t, L_x, y, z) = S \exp[-b(y^2 + z^2)], \\
 \rho_e(t, x, \pm L_y, z) = \rho_i(t, x, \pm L_y, z) = 0, \rho_e(t, x, y, \pm L_z) = \rho_i(t, x, y, \pm L_z) = 0,
 \end{aligned}
 \tag{45}$$

В случае решения плоской задачи полагаем в условиях (45) $z = 0, E_z = 0$ и исключаем граничные условия при $z = \pm L_z$. Таким образом, решается задача о растекании электронов и ионов в однородном электрическом поле $\mathbf{E} = (E_0, 0, 0)$.

На рис. 5-6 представлены результаты расчетов электронной плотности по модели (43), (45) при следующих параметрах задачи:

$$\begin{aligned}
 D_e \approx 0.1, D_i \approx 0.001, D_E = 1000, k_i = 0 \\
 E_0 = 0.3, S = 10^{-4}, b = 0.015, L_x = 200, L_y = L_z = 100.
 \end{aligned}
 \tag{46}$$

На рис. 5 представлены данные по распределению электронной плотности в различные моменты времени в сечении $z = 0$. Из этих данных следует, что стример распространяется со средней скоростью $v \approx 400/500 = 0.8$, тогда как в теории стримеров Саффмана-Тейлора [42-43] скорость равна удвоенной величине внешнего поля, т.е. $v = 2E = 0.6$.

Линия раздела плотности в теории [42-43] описывается уравнением:

$$\frac{x}{L_y} = \frac{1-\lambda}{\pi} \ln \frac{1}{2} \left(1 + \cos \frac{\pi y}{\lambda L_y} \right) - vt
 \tag{47}$$

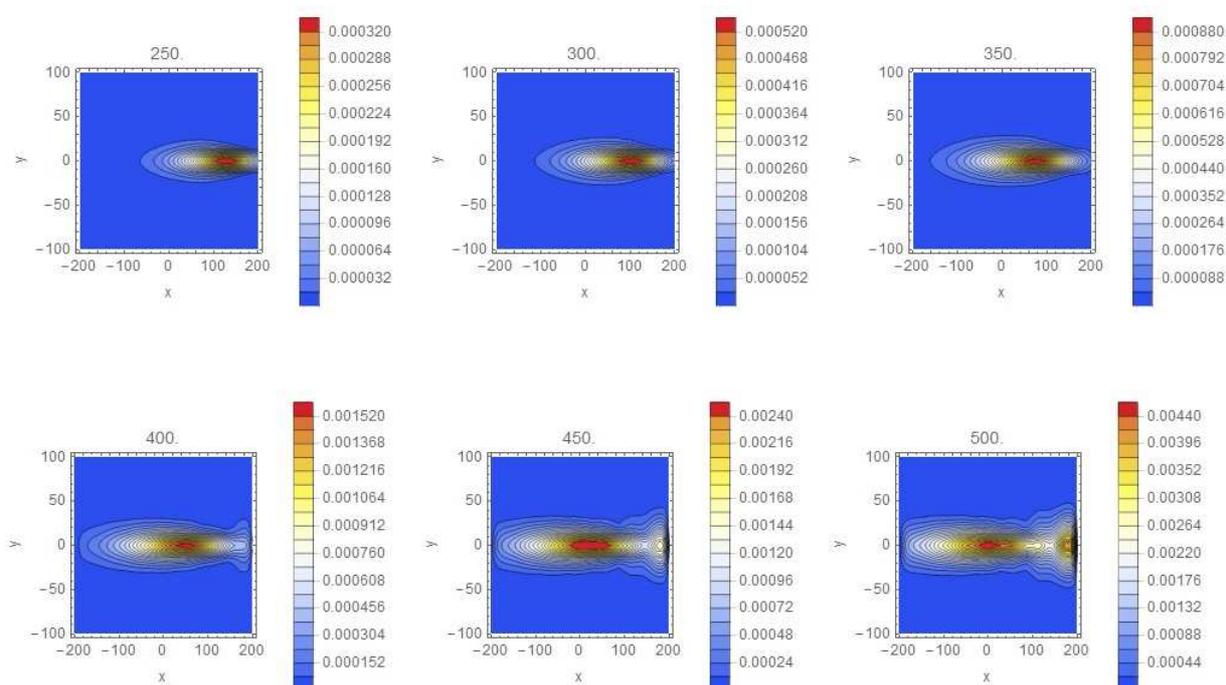


Рис. 5. Плотность электронов в плоскости $z = 0$ в различные моменты времени (указаны над рисунками).

Как было установлено в экспериментах [43], параметр $\lambda = 1/2$, хотя в теории этот параметр может принимать любое значение в зависимости от скорости стримера $\lambda = E/v$.

На рис. 6 показаны уровни плотности электронов в момент соударения стримера с плоскостью $x = -L_x$, вычисленные в двумерной (справа) и в трехмерной модели (справа), вместе с линией (47) с $\lambda = 1/2$.

Из этих данных следует, что распределение плотности электронов в 2D и 3D моделях отличается несущественно. Геометрия стримера в модели (43) не совпадает в деталях с геометрией стримера Саффмана-Тейлора, что, видимо, объясняется малой длиной канала.

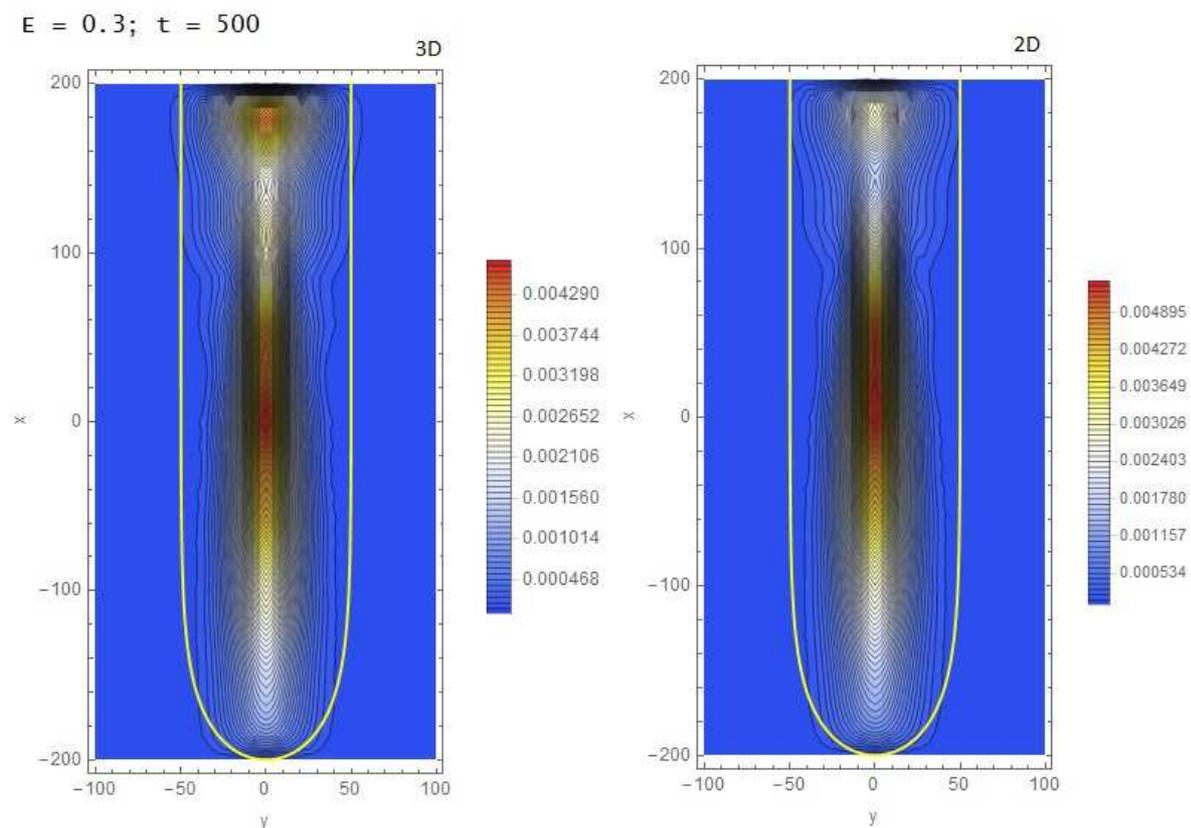


Рис. 6. Геометрия стримера Саффмана-Тейлора (желтая линия) и линии плотности электронов в двумерной (справа) и трехмерной (слева) модели.

Действительно, при увеличении длины канала в 2 раза наблюдается практически идеальное совпадение кривой (47) с линиями уровня плотности электронов в момент соударения стримера с плоскостью $x = -L_x$ рис. 7. Это совпадение можно считать достаточным аргументом в пользу модели (43), которая выведена из модели [41-42] путем ее расширения с учетом вихревой составляющей электрического поля и диффузии ионов.

$$E = 0.25$$

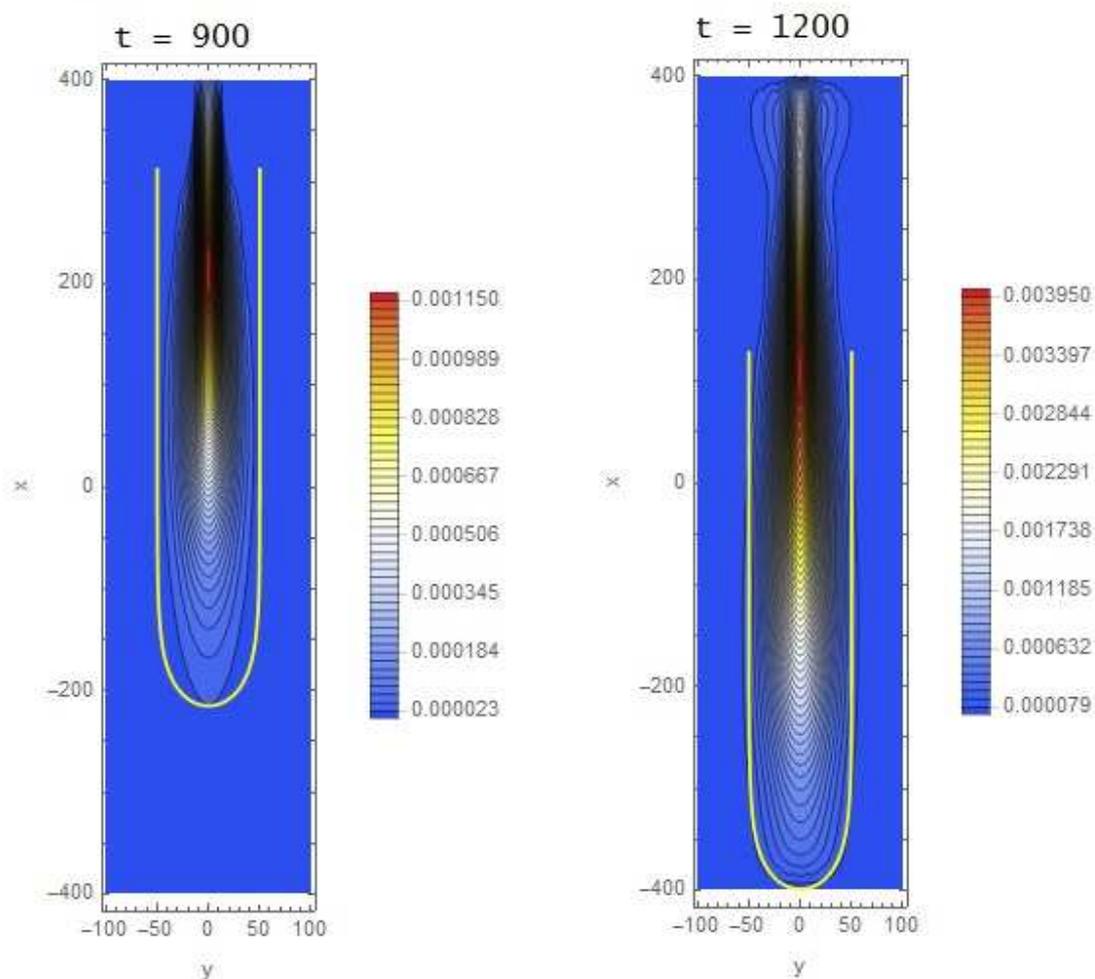


Рис. 7. Линии уровня плотности электронов при распространении стримера в длинном канале.

Модель (43) может быть использована для моделирования распространения стримеров в среде нейтральных молекул преонов. Мы предполагаем, что такого типа стримеры описывают движение элементарных частиц. Действительно, проблема локализации волновой функции при движении элементарных частиц является одним из самых сложных. Например, электрон в катодной трубке Томсона можно описывать как классическую частицу, обладающую электрическим зарядом и массой, и

движущуюся во внешнем поле по закону Ньютона. Используя эти предположения, Томсон определил отношение заряда к массе электрона.

С другой стороны, электрон подчиняется уравнениям квантовой механики, поэтому определенной траектории электронов в трубке Томсона не существует. Что же тогда определил Томсон и как он смог открыть частицу электрон, используя законы классической механики?

В стандартной модели эта проблема решается путем построения квазиклассического приближения или, например, в квантовой теории Фейнмана с использованием интегралов по траекториям [44]. Эта проблема может быть также решена, если предположить, что в электронном пучке распространяются не сами частицы, а составляющие их преоны. Тогда речь идет о распространении стримера, обладающего вполне определенной классической траекторией, которая хотя и размывается из-за диффузии, но при этом сохраняется подобие с движением пучка частиц вдоль классических траекторий.

Наконец, заметим, что в своей последней работе Эйнштейн приходит к заключению: «Можно убедительно доказать, что реальность вообще не может быть представлена непрерывным полем. Из квантовых явлений, по-видимому, следует, что конечная система с конечной энергией может полностью описываться конечным набором чисел (квантовых чисел). Это, кажется, нельзя совместить с теорией континуума и требует для описания реальности чисто алгебраической теории. Однако сейчас никто не знает, как найти основу для такой теории» [45].

Модель кристаллического эфира, возможно, является ответом на этот вопрос.

Библиографический список

1. Френель О. Избранные труды по оптике. – М., ГИТТЛ, 1955.
2. Уиттекер Э. История теории эфира и электричества. – Ижевск, РХД, 2001.
3. Ковалевская С.В. Научные труды. - М., Изд-во АН СССР, 1948.
4. Kleinert H. Gravity as a Theory of Defects in a Crystal with Only Second Gradient Elasticity// *Ann. d. Physik*, 44, 117, 1987.
5. Holz A. Geometry and action of arrays of disclinations in crystals and relation to (2+1)-dimensional gravitation// *Class. Quantum Grav.* 5, 1259, 1988.
6. H. Kleinert, J. Zaanen. World Nematic Crystal Model of Gravity Explaining the Absence of Torsion//arXiv:cond-mat/0309379v1 [cond-mat.stat-mech] 16 Sep 2003
7. Danielewski M. The Planck – Kleinert Crystal//*Z. Naturforsch.* 62a, 564 – 568, 2007.
8. Yi Zhu, Ying Jiang. World crystal: extending to four dimensional//*Gen Relativ Gravit*, 43, 2935–2941, 2011.
9. Francisco S. N. Lobo, Gonzalo J. Olmo, D. Rubiera-Garcia. Crystal clear lessons on the microstructure of space-time and modified gravity//arXiv:1412.4499v2 [hep-th] 12 Jun 2015.
10. Gonzalo J. Olmo, D. Rubiera-Garcia. The quantum, the geon, and the crystal// arXiv:1507.07777v1 [hep-th] 28 Jul 2015.
11. Трунев А.П. Моделирование метрики адронов на основе уравнений Янга-Миллса / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2012. – №10(084). С. 874 – 887. – IDA [article ID]: 0841210068. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2012/10/pdf/68.pdf>.
12. Трунев А.П. Квантовая теория гравитации совместная с теорией Янга-Миллса / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №01(095). С. 1204 – 1223. – IDA [article ID]: 0951401070. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/01/pdf/70.pdf>.
13. Wheeler J. A. On the Nature of Quantum Geometrodynamics// *Annals of Physics* 2, No, 6 (Dec 1957): 604 – 614.
14. John A Wheeler. Neutrinos, Gravitation, and Geometry/ In *Rendiconti della Scuola internazionale di fisica "Enrico Fermi."* Corso XI, by L. A.Radicati. Bologna: Zanichelli, 1960, 67 – 196.
15. Sundance O. Bilson-Thompson, Fotini Markopoulou, Lee Smolin. Quantum gravity and the standard model//arXiv:hep-th/0603022, 21 Apr 2007.
16. Yang C. N., Mills R. L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance// *Phys. Rev.* 96: 191–195. 1954.
17. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Advantages of the color octet gluon picture// *Phys. Lett. B* 47, 365, 1973.
18. Durr S., Fodor Z., Frison J. et al. Ab Initio Determination of Light Hadron Masses// *Science*, V. 322, no. 5905, pp. 1224-1227, 2008.
19. Vladimir Dzhunushaliev, V. Folomeev, Burkhard Kleihaus, Jutta Kunz. Modified gravity from the quantum part of the metric// arXiv:1312.0225v2 [gr-qc], 9 Jan 2014.
20. Krivonosov L.N., Luk'aynov V.A. The relationship between the Yang-Mills and Einstein and Maxwell Equations// *J. SibFU, Math. and Phys.* 2, no. 4, 432–448, 2009 (in Russian).

21. Krivonosov L.N., Luk'yanov V.A. The Full Solution of Yang-Mills Equations for the Central-Symmetric Metrics// J. SibFU, Math. And Phys, 4, no.3, 350–362, 2011 (in Russian).
22. Трунев А. П. Геометрическая турбулентность и квантовая теория. – Palmarium Academic Publishing, 2015, 232 с. ISBN 978-3-639-72485-1.
23. Трунев А. П., Луценко Е. В. Астросоциотипология: Монография (научное издание). – Краснодар: КубГАУ, 2008, – 279 с.
24. Трунев А.П., Луценко Е.В. Автоматизированный системно-когнитивный анализ влияния факторов космической среды на ноосферу, магнитосферу и литосферу Земли: Под науч. ред. д.т.н., проф. В.И.Лойко. Монография (научное издание). – Краснодар, КубГАУ. 2012. – 480 с. ISBN 978-5-94672-519-4.
25. Maxwell J.C. Ether/Enc. Britannica, 1878.
26. Michelson A.A., Morley E.W. The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether//American Journal of Science, 34, 333-345, 1887.
27. Эйнштейн А. Об эфире/ Собрание научных трудов, т. 2 - М., Наука, 1966.
28. Шноль С.Э., Зенченко Т.А., Зенченко К.И., Пожарский Э.В., Коломбет В.А., Кондратов А.А.. Закономерное изменение тонкой структуры статистических распределений как следствие космофизических причин // УФН. Т. 170., №2, С. 214-218. . 2000
29. Jere H. Jenkins, Ephraim Fischbach, John B. Buncher, John T. Gruenwald, Dennis E. Krause, and Joshua J. Mattes. Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and Earth-Sun Distance// Astroparticle Physics, V. 32, 1, 42-46, 2009; arXiv:0808.3283v1 [astro-ph] 25 Aug 2008.
30. Черноглазова Т., Дегтярев И. Временные закономерности изменения электрических и магнитных свойств материалов и их связь с сейсмичностью Земли// Chaos and Correlation. International Journal, No 6, April 30, 2007.
31. Трунев А.П. О зависимости проводимости и намагниченности материалов от гравитационного потенциала Солнечной системы// Chaos and Correlation, May 31, 2007.
32. Trunev A.P. The influence of the gravitational potential of celestial bodies on the rate of radioactive decay of the atomic nuclei// Chaos and Correlation, October 8th, 2008.
33. Трунев А.П. Влияние гравитационного потенциала небесных тел на физико-химические свойства материалов // Chaos and Correlation, March 2, 2010.
34. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 2. Теория поля. - М. Наука, 1988, 512 с.
35. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Т.5. Статистическая физика. Ч.1. – М., Наука. 1976. – 584 с.
36. Трунев А.П. Гравитационные волны и коэффициент эмерджентности классических и квантовых систем / А.П. Трунев, Е.В. Луценко // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). С. 1343 – 1366. – IDA [article ID]: 0971403092. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/92.pdf>, 1,5 у.п.л.
37. M. Gattobigio, A. Kievsky, M. Viviani. Non-symmetrized hyperspherical harmonic basis for A–bodies//Phys. Rev. C83, 024001, 2011; arXiv:1009.3426v1 [nucl-th] 17 Sep 2010.
38. Петров А. З. Новые методы в общей теории относительности. – М., Наука, 1966.
39. Трунев А.П. Динамика преонов и структура кварков и лептонов / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар:

КубГАУ, 2013. – №04(088). С. 895 – 926. – IDA [article ID]: 0881304064. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>.

40. Трунев А.П. Квантовая электродинамика преонов, кварков и лептонов / А.П. Трунев // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2013. – №05(089). С. 720 – 749. – IDA [article ID]: 0891305048. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2013/05/pdf/48.pdf>.

41. Wu C., Kunhardt E. E. Formation and propagation of streamers in N₂ and N₂-SF₆ mixtures//Physical Review A (General Physics), Volume 37, Issue 11, June 1, 1988, pp.4396-4406.

42. Alejandro Luque, Fabian Brau, Ute Ebert. Saffman-Taylor streamers: mutual finger interaction in an electric breakdown//Phys. Rev. E 78, 016206, 2008.

43. Saffman P. G., Geoffrey Taylor. The Penetration of a Fluid into a Porous Medium or Hele-Shaw Cell Containing a More Viscous Liquid//Proc. R. Soc. Lond. A, 245, 1958.

44. Фейнман Р., Хибс А. Квантовая механика и интегралы по траекториям. – М., Мир, 1968.

45. Einstein A. Relativistic Theory of the non-symmetric Field. The Meaning of Relativity. - Fifth edition, Princeton, 1955.

References

1. Frenel' O. Izbrannye trudy po optike. – М., GITTL, 1955.
2. Uitteker Je. Istorija teorii jefira i jelektrichestva. – Izhevsk, RHD, 2001.
3. Kovalevskaja S.V. Nauchnye trudy. - М., Izd-vo AN SSSR, 1948.
4. Kleinert H. Gravity as a Theory of Defects in a Crystal with Only Second Gradient Elasticity// Ann. d. Physik, 44, 117, 1987.
5. Holz A. Geometry and action of arrays of disclinations in crystals and relation to (2+1)-dimensional gravitation// Class. Quantum Grav. 5, 1259, 1988.
6. H. Kleinert, J. Zaanen. World Nematic Crystal Model of Gravity Explaining the Absence of Torsion//arXiv:cond-mat/0309379v1 [cond-mat.stat-mech] 16 Sep 2003
7. Danielewski M. The Planck – Kleinert Crystal//Z. Naturforsch. 62a, 564 – 568, 2007.
8. Yi Zhu, Ying Jiang. World crystal: extending to four dimensional//Gen Relativ Gravit, 43, 2935–2941, 2011.
9. Francisco S. N. Lobo, Gonzalo J. Olmo, D. Rubiera-Garcia. Crystal clear lessons on the microstructure of space-time and modified gravity//arXiv:1412.4499v2 [hep-th] 12 Jun 2015.
10. Gonzalo J. Olmo, D. Rubiera-Garcia. The quantum, the geon, and the crystal//arXiv:1507.07777v1 [hep-th] 28 Jul 2015.
11. Trunev A.P. Modelirovanie metriki adronov na osnove uravnenij Janga-Millsa / A.P. Trunev // Politematicheskij setevoy jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Краснодар: KubGAU, 2012. – №10(084). S. 874 – 887. – IDA [article ID]: 0841210068. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2012/10/pdf/68.pdf>.
12. Trunev A.P. Kvantovaja teorija gravitacii sovmestnaja s teoriej Janga-Millsa / A.P. Trunev // Politematicheskij setevoy jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]. – Краснодар: KubGAU, 2014. – №01(095). S. 1204 – 1223. – IDA [article ID]: 0951401070. – Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2014/01/pdf/70.pdf>.

13. Wheeler J. A. On the Nature of Quantum Geometrodynamics// *Annals of Physics* 2, No, 6 (Dec 1957): 604 – 614.
14. John A Wheeler. Neutrinos, Gravitation, and Geometry/ In *Rendiconti della Scuola internazionale di fisica "Enrico Fermi."* Corso XI, by L. A.Radicati. Bologna: Zanichelli, 1960, 67 – 196.
15. Sundance O. Bilson-Thompson, Fotini Markopoulou, Lee Smolin. Quantum gravity and the standard model//arXiv:hep-th/0603022, 21 Apr 2007.
16. Yang C. N., Mills R. L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance// *Phys. Rev.* 96: 191–195. 1954.
17. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H. Advantages of the color octet gluon picture// *Phys. Lett. B* 47, 365, 1973.
18. Durr S., Fodor Z., Frison J. et al. Ab Initio Determination of Light Hadron Masses// *Science*, V. 322, no. 5905, pp. 1224-1227, 2008.
19. Vladimir Dzhunushaliev, V. Folomeev, Burkhard Kleihaus, Jutta Kunz. Modified gravity from the quantum part of the metric// arXiv:1312.0225v2 [gr-qc], 9 Jan 2014.
20. Krivonosov L.N., Luk'aynov V.A. The relationship between the Yang-Mills and Einstein and Maxwell Equations// *J. SibFU, Math. and Phys*, 2, no. 4, 432–448, 2009 (in Russian).
21. Krivonosov L.N., Luk'yanov V.A. The Full Solution of Yang-Mills Equations for the Central-Symmetric Metrics// *J. SibFU, Math. And Phys*, 4, no.3, 350–362, 2011 (in Russian).
22. Trunev A. P. *Geometricheskaja turbulentsnost' i kvantovaja teorija.* – Palmarium Academic Publishing, 2015, 232 s. ISBN 978-3-639-72485-1.
23. Trunev A. P., Lucenko E. V. *Astrosociotipologija: Monografija (nauchnoe izdanie).* – Krasnodar: KubGAU, 2008, – 279 s.
24. Trunev A.P., Lucenko E.V. *Avtomatizirovannyj sistemno-kognitivnyj analiz vlijanija faktorov kosmicheskoy sredy na noosferu, magnitosferu i litosferu Zemli: Pod nauch. red. d.t.n., prof. V.I.Lojko. Monografija (nauchnoe izdanie).* – Krasnodar, KubGAU. 2012. – 480 s. ISBN 978-5-94672-519-4.
25. Maxwell J.C. *Ether/Enc. Britannica*, 1878.
26. Michelson A.A., Morley E.W. The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether//*American Journal of Science*, 34, 333-345, 1887.
27. Jejsnshtejn A. *Ob jefire/ Sobranie nauchnyh trudov*, t. 2 - M., Nauka, 1966.
28. Shnol' S.Je., Zenchenko T.A., Zenchenko K.I., Pozharskij Je.V., Kolombet V.A., Kondratov A.A.. *Zakonomernoe izmenenie tonkoj struktury statisticheskikh raspredelenij kak sledstvie kosmofizicheskikh prichin // UFN. T. 170., №2, S. 214-218. . 2000*
29. Jere H. Jenkins, Ephraim Fischbach, John B. Buncher, John T. Gruenwald, Dennis E. Krause, and Joshua J. Mattes. Evidence for Correlations Between Nuclear Decay Rates and Earth-Sun Distance// *Astroparticle Physics*, V. 32, 1, 42-46, 2009; arXiv:0808.3283v1 [astro-ph] 25 Aug 2008.
30. Chernoglazova T., Degtjarev I. *Vremennye zakonomernosti izmenenija jelektricheskikh i magnitnyh svojstv materialov i ih svjaz' s sejsmichnost'ju Zemli// Chaos and Correlation. International Journal*, No 6, April 30, 2007.
31. Trunev A.P. *O zavisimosti provodimosti i namagnichennosti materialov ot gravitacionnogo potenciala Solnechnoj sistemy// Chaos and Correlation*, May 31, 2007.
32. Trunev A.P. *The influence of the gravitational potential of celestial bodies on the rate of radioactive decay of the atomic nuclei// Chaos and Correlation*, October 8th, 2008.

33. Trunев A.P. Vlijanie gravitacionnogo potenciala nebesnyh tel na fiziko-himicheskie svojstva materialov // *Chaos and Correlation*, March 2, 2010.
34. Landau L.D., Lifshic E.M. Teoreticheskaja fizika. T. 2. Teorija polja. - M. Nauka, 1988, 512 s.
35. Landau L.D., Lifshic E.M. Teoreticheskaja fizika: T.5. Statisticheskaja fizika. Ch.1. - M., Nauka. 1976. - 584 s.
36. Trunев A.P. Gravitacionnye volny i koeficient jemerdzhentnosti klassicheskikh i kvantovyh sistem / A.P. Trunев, E.V. Lucenko // *Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]*. - Krasnodar: KubGAU, 2014. - №03(097). S. 1343 - 1366. - IDA [article ID]: 0971403092. - Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/92.pdf>, 1,5 u.p.l.
37. M. Gattobigio, A. Kievsky, M. Viviani. Non-symmetrized hyperspherical harmonic basis for A-bodies//*Phys. Rev. C*83, 024001, 2011; arXiv:1009.3426v1 [nucl-th] 17 Sep 2010.
38. Petrov A. Z. Novye metody v obshhej teorii odnositel'nosti. - M., Nauka, 1966.
39. Trunев A.P. Dinamika preonov i struktura kvarkov i leptonov / A.P. Trunев // *Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]*. - Krasnodar: KubGAU, 2013. - №04(088). S. 895 - 926. - IDA [article ID]: 0881304064. - Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2013/04/pdf/64.pdf>.
40. Trunев A.P. Kvantovaja jelektrodinamika preonov, kvarkov i leptonov / A.P. Trunев // *Politematicheskij setevoj jelektronnyj nauchnyj zhurnal Kubanskogo gosudarstvennogo agrarnogo universiteta (Nauchnyj zhurnal KubGAU) [Jelektronnyj resurs]*. - Krasnodar: KubGAU, 2013. - №05(089). S. 720 - 749. - IDA [article ID]: 0891305048. - Rezhim dostupa: <http://ej.kubagro.ru/2013/05/pdf/48.pdf>.
41. Wu C., Kunhardt E. E. Formation and propagation of streamers in N₂ and N₂-SF₆ mixtures//*Physical Review A (General Physics)*, Volume 37, Issue 11, June 1, 1988, pp.4396-4406.
42. Alejandro Luque, Fabian Brau, Ute Ebert. Saffman-Taylor streamers: mutual finger interaction in an electric breakdown//*Phys. Rev. E* 78, 016206, 2008.
43. Saffman P. G., Geoffrey Taylor. The Penetration of a Fluid into a Porous Medium or Hele-Shaw Cell Containing a More Viscous Liquid//*Proc. R. Soc. Lond. A*, 245, 1958.
44. Fejnman R., Hibs A. Kvantovaja mehanika i integraly po traektorijam. - M., Mir, 1968.
45. Einstein A. Relativistic Theory of the non-symmetric Field. The Meaning of Relativity. - Fifth edition, Princeton, 1955.