

**Chaos and Correlation**

International Journal, June 19, 2014

ГЕОМЕТРИЧЕСКАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Трунев Александр Петрович
Торонто, Канада

На основе общей теории относительности выведено уравнение параболического типа, описывающее эволюцию гравитационного поля. Показано, что развитие неустойчивости в такой модели приводит к геометрической турбулентности. Микроскопические пульсации порождают материю двух видов с положительной и отрицательной плотностью энергии соответственно. В случае отрицательной плотности энергии уравнения модели приводятся к уравнению типа Шредингера

Ключевые слова: ГРАВИТАЦИЯ, ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ, ТУРБУЛЕНТНОСТЬ, КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ

GEOMETRIC TURBULENCE

Alexander Trunev
Toronto, Canada

The parabolic equation describing the evolution of the gravitational field is derived from Einstein equation. The instability of metric leads to a geometric pattern of turbulence. Microscopic turbulent pulsations generate two kinds of matter with positive and negative energy density, respectively. It is shown that in the case of negative energy density parabolic equation leads to an equation of Schrödinger type

Keywords: GENERAL RELATIVITY, GRAVITATION, QUANTUM THEORY, TURBULENCE.

Введение

Представление о едином поле Вселенной возникло в эпоху Возрождения, что нашло свое отражение в трудах Декарта [1]. С развитием теории электромагнетизма возникло представление об эфире – тонкой субстанции, заполняющей все мировое пространство. Движением эфира определяется движение и взаимодействие материальных тел [2]. Значительный успех теории Максвелла позволил создать классическую и квантовую теорию поля, в которой электромагнитное поле и поля элементарных частиц выступают как самостоятельные субстанции, наделенные некоторой материальностью.

Вопрос о создании единой теории поля обсуждался многими авторами [3-22]. Основные направления построения единых теорий поля были связаны с пространствами многих измерений и теорией симметрии [4-8]. Большой

интерес представляют теории, объединяющие квантовые и классические поля на основе общей теории относительности [9-22]. Ранее было установлено, что уравнения Эйнштейна связаны с уравнениями Максвелла, Навье-Стокса, Янга-Миллса и Шредингера [9-21]. Указанные связи не являются случайными, так как уравнения Эйнштейна отражают наиболее фундаментальные свойства движения и материи.

В работах [19-25] и других было показано, что уравнения поля в общей теории относительности Эйнштейна могут быть приведены к гиперболическому, эллиптическому или параболическому типу. В работе [26] выведено уравнение параболического типа, описывающее распространение возмущений гравитационного поля в масштабе звезды, галактик и кластера галактик, что является обобщением теории гравитации Ньютона-Пуассона на случай геометрии Римана с учетом кривизны пространства-времени.

В настоящей работе показано, что геометрическая турбулентность [24-26, 31] приводит к обмену между областями разного масштаба. В результате турбулентного обмена формируются кластеры материи двух типов, обладающей положительной и отрицательной плотностью энергии соответственно. Указаны области возникновения классического и квантового движения частиц.

Единое поле Метагалактики

Уравнения гравитационного поля Эйнштейна имеют вид [27-29]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = g_{\mu\nu} \Lambda + \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (1)$$

$R_{\mu\nu}$, $g_{\mu\nu}$, $T_{\mu\nu}$ - тензор Риччи, метрический тензор и тензор энергии-импульса; Λ , G , c - космологическая постоянная Эйнштейна, гравитационная постоянная и скорость света соответственно.

В общем случае имеют место соотношения

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

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

Уравнения движения материальной точки в гравитационном поле можно представить в форме [27-29]

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \frac{dx^\nu}{ds} \frac{dx^\lambda}{ds} = 0
 \tag{3}$$

Рассмотрим две метрики, описывающие постньютоновское приближение и расширение Вселенной соответственно, имеем [27]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2}{c^2} \varphi \right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2}{c^2} \varphi \right) (dx^2 + dy^2 + dz^2)
 \tag{4}$$

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2)
 \tag{5}$$

Здесь $\varphi = \varphi(t, x, y, z), a(t)$ - гравитационный потенциал и масштабный фактор соответственно. Отметим, что метрика (5), получившая название FLW, широко используется в космологии [30].

Ниже всюду, где это не оговаривается, положим $c = 1$, рассмотрим обобщение метрик (4)-(5) в форме

$$ds^2 = e^{h(t,x,y,z)} dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) e^{-h(t,x,y,z)}
 \tag{6}$$

$$ds^2 = dt^2 - (dx^2 + dy^2 + dz^2) e^{-f(t,x,y,z)}
 \tag{7}$$

Здесь $f = f(t, x, y, z), h = h(t, x, y, z)$ - некоторые функции, которые определим из уравнений (1). В метрике (6) тензор Эйнштейна $G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R$

приводится к виду

$$\begin{aligned}
G_{00} &= e^{2h} \nabla^2 h - \frac{1}{4} e^{2h} (\nabla h)^2 + \frac{3}{4} (h_t)^2 \\
G_{0k} &= G_{k0} = \partial_{0k}^2 h - \frac{1}{2} \partial_0 h \partial_k h, \quad k = 1, 2, 3. \\
G_{11} &= e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_y^2 + h_z^2 - h_x^2) \\
G_{22} &= e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_x^2 + h_z^2 - h_y^2) \\
G_{33} &= e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_y^2 + h_x^2 - h_z^2) \\
G_{ik} &= G_{ki} = -\frac{1}{2} \partial_i h \partial_k h, \quad i, k = 1, 2, 3; i \neq k.
\end{aligned} \tag{8}$$

В соответствии с общей идеей перехода от теории Эйнштейна к теории Ньютона-Пуассона мы должны положить в первом приближении [27-28, 32]

$$G_{00} = \nabla^2 h = \frac{2}{c^2} \nabla^2 \varphi = \frac{8\pi G}{c^4} \rho c^2 \rightarrow \nabla^2 \varphi = 4\pi G \rho \tag{9}$$

Здесь обозначено ρ – плотность материи. Остальные компоненты тензора Эйнштейна (8) в этом приближении следует положить равными нулю. Однако и в любом приближении можно без ограничения общности считать, что единственный потенциал метрики (6) определяется из уравнения типа (9), которое, с учетом первого выражения (8) представим в виде

$$G_{00} = e^{2h} \nabla^2 h - \frac{1}{4} e^{2h} (\nabla h)^2 + \frac{3}{4c^2} (h_t)^2 = \frac{8\pi G}{c^4} T_{00} \tag{10}$$

Остальные компоненты тензора Эйнштейна позволяют определить компоненты тензора энергии тензора энергии-импульса, которые не могут быть заданы произвольно в метрике (6). Так, например, если тензор энергии-импульса описывает течение жидкости, то уравнения Эйнштейна (1) позволяют определить поле скорости течения, без использования гидродинамических уравнений [33].

Отметим, что уравнение (10) имеет параболический тип. Его основные свойства были изучены в работах [24-26]. Поскольку уравнение (10) имеет

параболический тип, то скорость гравитации не ограничена скоростью света и теоретически может быть сколь угодно большой. Таким образом, уравнение (10) позволяет объяснить движение со сверхсветовой скоростью в общей теории относительности [26, 34]. Отметим, что сам факт наличия параболических уравнений среди уравнений поля Эйнштейна является принципиальным для теории относительности. Это позволяет, например, вывести уравнение Шредингера из уравнений гравитационного поля [19-22].

Рассмотрим метрику (7). Тензор Эйнштейна в этой метрике имеет вид

$$\begin{aligned}
 G_{00} &= e^f \nabla^2 f - \frac{1}{4} e^f (\nabla f)^2 + \frac{3}{4} (f_t)^2 \\
 G_{0k} &= G_{k0} = \partial_{0k}^2 f, \quad k = 1, 2, 3. \\
 G_{11} &= e^{-f} f_{tt} - \frac{3}{4} e^{-f} (f_t)^2 + \frac{1}{4} f_x^2 - \frac{1}{2} f_{yy} - \frac{1}{2} f_{zz} \\
 G_{22} &= e^{-f} f_{tt} - \frac{3}{4} e^{-f} (f_t)^2 + \frac{1}{4} f_y^2 - \frac{1}{2} f_{xx} - \frac{1}{2} f_{zz} \\
 G_{33} &= e^{-f} f_{tt} - \frac{3}{4} e^{-f} (f_t)^2 + \frac{1}{4} f_z^2 - \frac{1}{2} f_{yy} - \frac{1}{2} f_{xx} \\
 G_{ik} &= G_{ki} = \frac{1}{4} \partial_i \partial_k f + \frac{1}{2} \partial_{ik}^2 f, \quad i, k = 1, 2, 3; i \neq k.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Сравнивая выражения (8) и (11), находим, что в случае расширения Вселенной возмущения метрики могут определяться как параболическим уравнением типа (10), так и волновым уравнением, описывающим цилиндрические гравитационные волны, которые распространяются со скоростью света [29, 35].

Можно предположить, что в галактиках и кластерах галактик все еще преобладают возмущения, которые описываются параболическим уравнением типа (10), поскольку соответствующие метрики приводят к уравнениям поля, содержащим трехмерный оператор Лапласа [25]. Движение Солнечной системы относительно различных центров притяжения было рассмотрено в работе [23]. Было установлено, что влияние расширения

Вселенной должно сказываться на орбитальном движении Солнца через ускорение, ортогональное к плоскости Галактики. По порядку величины это ускорение определяется параметром Хаббла в виде $Hc/2 \approx 3.3 \cdot 10^{-10} m/s^2$. Если метрика (6) переходит в метрику (7) при увеличении масштаба, то эффект расширения Вселенной может сказываться непосредственно через производную $h_t \sim f_t \sim H$.

Интегрируя уравнение (10) вплоть до «границы» Вселенной, находим, что вклад нестационарного слагаемого в гравитационный потенциал определяется величиной $2\delta\phi \sim f_t^2 L^2 \sim H^2 L^2$. Соответствующее ускорение составит $\delta\phi / L \sim H^2 L / 2$, что при выборе «границы» Вселенной из условия $HL = c$, приводит к указанной выше оценке из работы [23].

Отметим, метрика (6) согласована как с теорией Ньютона-Пуассона, так и с моделью расширяющейся Вселенной. Одним из наблюдаемых следствий этой метрики является наличие развитого течения различного масштаба при произвольном выборе начала координат. Движение небесных тел в Солнечной системе, звезд в Галактике и галактик в суперкластере не противоречит этому утверждению.

Геометрическая турбулентность и два типа материи

Приведем уравнение (10) к квазилинейному виду. Для этого запишем его в форме

$$\nabla^2 h - \frac{1}{4}(\nabla h)^2 + \frac{3}{4c^2} e^{-2h} (h_t)^2 = \frac{8\pi G}{c^4} e^{-2h} T_{00} \quad (12)$$

Продифференцируем все части уравнения (12) по времени, тогда получим

$$\nabla^2 U - \frac{1}{2}(\nabla h \cdot \nabla U) + \frac{3}{2c^2} e^{-2h} (UU_t - U^3) = \frac{8\pi G}{c^4} (e^{-2h} T_{00})_t \quad (13)$$

Здесь обозначено $U = h_t$. Уравнение (13) является квазилинейным параболическим уравнением с переменным направлением времени [36-38].

Отметим, что хотя в математической литературе уравнение типа (13) называют параболическим уравнением с переменным направлением времени [38], в общей теории относительности такая терминология не только неприемлема, но и противоречит физическому смыслу уравнения (13), которое меняет тип при изменении знака функции $U = h_t$, тогда как знак времени остается постоянным.

Запишем уравнение (12) для пустого пространства в виде

$$\nabla^2 h = \frac{1}{4}(\nabla h)^2 - \frac{3}{4c^2} e^{-2h} (h_t)^2 \quad (14)$$

В случае геометрической турбулентности можно выполнить осреднение всех членов уравнения (14), в результате получим

$$\nabla^2 \langle h \rangle = \frac{1}{4} \langle (\nabla h)^2 \rangle - \frac{3}{4c^2} \langle e^{-2h} (h_t)^2 \rangle \quad (15)$$

Отсюда следует, что при наличии геометрической турбулентности средние параметры метрики в пустом пространстве определяются турбулентными пульсациями. Иначе говоря, для создания макроскопического гравитационного поля не требуется материя. Достаточно предположить, что существуют микроскопические пульсации метрики. Тогда в силу уравнения (15) пульсации производят такой же эффект, как и распределенная материя двух типов, обладающая положительной или отрицательной плотностью энергии, в зависимости от знака выражения в правой части уравнения (15).

Это означает, например, что микроскопическая геометрическая турбулентность, производимая атомами, приводит в макроскопическом масштабе к гравитации Ньютона-Пуассона и к формированию звезд и планет. С другой стороны, можно предположить, что и сами атомы и атомные ядра возникают в результате процесса геометрической турбулентности на своем уровне масштабов. Рассмотрим этот вопрос более подробно.

Уравнение Шредингера

Покажем, что уравнение Шредингера выводится из уравнения (14) при определенных предположениях относительно поведения турбулентных пульсаций. Положим в уравнении (15)

$$\begin{aligned} h &= \bar{h} + \tilde{h}, \bar{h} = \langle h \rangle, \tilde{h} = h - \bar{h}, \\ \tau &= \int e^h dt \end{aligned} \quad (16)$$

Тогда получим

$$\begin{aligned} \nabla^2 \bar{h} - \frac{1}{4} (\nabla \bar{h})^2 + \frac{3}{4c^2} (\bar{h}_t)^2 &= \tilde{\rho} \\ \tilde{\rho} &= \frac{1}{4} \langle (\nabla \tilde{h})^2 \rangle - \frac{3}{4c^2} \langle (\tilde{h}_t)^2 \rangle \end{aligned} \quad (17)$$

Рассмотрим случай отрицательной плотности энергии турбулентных пульсаций. Запишем первое уравнение (17) в виде

$$\begin{aligned} \frac{3}{4c^2} (\bar{h}_t)^2 &= -m^2 - \nabla^2 \bar{h} + \frac{1}{4} (\nabla \bar{h})^2 \\ m^2 &= -\tilde{\rho} = -\frac{1}{4} \langle (\nabla \tilde{h})^2 \rangle + \frac{3}{4c^2} \langle (\tilde{h}_t)^2 \rangle \end{aligned} \quad (18)$$

Будем предполагать, что плотность энергии турбулентных пульсаций значительно превосходит градиенты средних параметров метрики, следовательно, имеем

$$m^2 \gg |\nabla^2 \bar{h}|, (\nabla \bar{h})^2 \quad (19)$$

В этом случае, разрешая первое уравнение (18) относительно производной по времени, находим

$$\pm i \frac{\sqrt{3}}{2c} \bar{h}_t = m + \frac{1}{2m} \nabla^2 \bar{h} - \frac{1}{8m} (\nabla \bar{h})^2 + \dots \quad (20)$$

Здесь многоточием отмечены члены ряда более высокого порядка. Уравнение типа Шредингера выводится из (20) если положить

$$\bar{h} = \pm \frac{2ict\tau}{\sqrt{3}} + \psi(t, x, y, z) \quad (21)$$

В результате получим

$$\pm i \frac{\sqrt{3}}{2c} \psi_t = \frac{1}{2m} \nabla^2 \psi - \frac{1}{8m} (\nabla \psi)^2 \quad (22)$$

Отметим, что уравнение такого типа ранее было выведено в работе [21] для случая центрально-симметрической метрики. Замечательным является сам факт наличия соответствия теории Эйнштейна и теории Шредингера. Это указывает на универсальность метрик (6) и (7), которые могут служить для развития квантовой теории из первых принципов [39]. Это также является указанием на наличие единого поля Метагалактики.

Уравнение диффузии

Рассмотрим случай положительной плотности энергии турбулентных пульсаций. Тогда система уравнений (18) имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{3}{4c^2} (\bar{h}_t)^2 &= m^2 - \nabla^2 \bar{h} + \frac{1}{4} (\nabla \bar{h})^2 \\ m^2 = \tilde{\rho} &= \frac{1}{4} \langle (\nabla \tilde{h})^2 \rangle - \frac{3}{4c^2} \langle (\tilde{h}_t)^2 \rangle \end{aligned} \quad (23)$$

Предполагая, что плотность энергии турбулентных пульсаций значительно превосходит градиенты средних параметров метрики,

$m^2 \gg |\nabla^2 \bar{h}|, (\nabla \bar{h})^2$, находим

$$\pm \frac{\sqrt{3}}{2c} \bar{h}_t = m - \frac{1}{2m} \nabla^2 \bar{h} + \frac{1}{8m} (\nabla \bar{h})^2 + \dots \quad (24)$$

Многоточием в правой части (24) отмечены члены ряда более высокого порядка. При выборе отрицательного знака в левой части (24) приходим к уравнению диффузии

$$\frac{\sqrt{3}}{2c} \bar{h}_t = -m + \frac{1}{2m} \nabla^2 \bar{h} - \frac{1}{8m} (\nabla \bar{h})^2 + \dots \quad (25)$$

При выборе положительного знака приходим к уравнению, описывающему взрывную неустойчивость в системе

$$\frac{\sqrt{3}}{2c} \bar{h}_t = m - \frac{1}{2m} \nabla^2 \bar{h} + \frac{1}{8m} (\nabla \bar{h})^2 + \dots \quad (26)$$

Следовательно, в метрике (6) в Метагалактике должны наблюдаться три типа процессов:

- 1) квантовые процессы, которые описываются уравнением типа Шредингера (22);
- 2) процессы диффузии, которые описываются уравнением (25);
- 3) процессы взрывной неустойчивости, которые описываются уравнением (26).

Переход от квантовых процессов к диффузии и взрывной неустойчивости определяется только знаком плотности энергии турбулентных

пульсаций. Такие переходы осуществляются многократно в разных масштабах, что приводит к образованию своеобразной структуры Вселенной от элементарных частиц до кластеров галактик.

Покажем, что геометрическая турбулентность является основным механизмом обмена между движением в больших и малых масштабах. Используя выражение тензора Эйнштейна (8) запишем систему уравнений для определения метрики в двух масштабах

$$\begin{aligned}
 \langle G_{\alpha\beta} \rangle &= 0, \alpha, \beta = 0, 1, 2, 3 \rightarrow \\
 \left\langle e^{2h} \nabla^2 h - \frac{1}{4} e^{2h} (\nabla h)^2 + \frac{3}{4} (h_t)^2 \right\rangle &= 0 \\
 \left\langle \partial_{0k}^2 h - \frac{1}{2} \partial_0 h \partial_k h \right\rangle &= 0, \quad k = 1, 2, 3. \\
 \left\langle e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_y^2 + h_z^2 - h_x^2) \right\rangle &= 0 \\
 \left\langle e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_x^2 + h_z^2 - h_y^2) \right\rangle &= 0 \\
 \left\langle e^{-2h} h_{tt} - \frac{5}{4} e^{-2h} (h_t)^2 + \frac{1}{4} (h_y^2 + h_x^2 - h_z^2) \right\rangle &= 0 \\
 \langle \partial_i h \partial_k h \rangle &= 0, \quad i, k = 1, 2, 3; i \neq k.
 \end{aligned} \tag{27}$$

В системе (27) только компонента тензора Эйнштейна G_{00} используется для определения средних параметров метрики. В результате получаем уравнение (15) и все вытекающие из него уравнения типа Шредингера и диффузии. Остальные компоненты служат для определения энергии пульсаций. Например, последнее уравнение (27) можно представить в форме

$$\langle \partial_i \tilde{h} \partial_k \tilde{h} \rangle = -\partial_i \bar{h} \partial_k \bar{h}, \quad i, k = 1, 2, 3; i \neq k. \tag{28}$$

Следовательно, указанные компоненты пульсаций определяются градиентами средних параметров метрики. Здесь виден механизм

турбулентного обмена между гравитационными полями разного масштаба, в результате которого наличие градиентов средних параметров метрики приводит к возбуждению пульсаций. Наличие пульсаций, в свою очередь, приводит к возбуждению микроскопического движения. В этой связи заметим, что основная энергия движения наблюдаемой материи сосредоточена в большом, а не в малом масштабе. Действительно, уже в масштабе порядка гигапарсек удаленные кластеры галактик движутся со скоростью порядка $HR \approx 67400 \text{ km/s}$, что сравнимо со скоростью света и значительно превосходит скорость электронов в электронных оболочках. В силу уравнения (10), субсветовое движение атомных ядер порождает возмущение метрики [26], которое, видимо, наблюдается в форме темной материи.

В работе [31] была рассмотрена модель взаимодействия квантовых флуктуаций с метрикой космологического масштаба. Было показано, что наличие квантовых флуктуаций позволяет объяснить взаимодействие материи с гравитационным полем. Однако возникновение квантовых флуктуаций и квантовой механики также остается под вопросом [39]. Приведенная выше модель (22) позволяет объяснить возникновение квантовых систем в той области пространства-времени, где плотность энергии турбулентных пульсаций является отрицательной.

Покажем, что в квантовой системе плотность энергии колебаний может быть как положительной, так и отрицательной. Иначе говоря, квантовые системы могут порождать другие квантовые системы и классические системы. Поэтому гипотеза [31] не лишена оснований.

Положим в уравнении (22) $c = m = 1, t = \tau / \sqrt{3}$, тогда уравнения модели приводятся к виду

$$i\psi_t + \nabla^2 \psi - \frac{1}{4}(\nabla \psi)^2 = 0$$

$$\tilde{\rho} = \frac{1}{4}(|\nabla \psi|^2 - |\psi_t|^2)$$
(29)

Для уравнения (29) можно поставить следующую задачу о распаде начального состояния:

$$i\psi_t + \psi_{xx} + \psi_{yy} + \psi_{zz} - \frac{1}{4}(\psi_x^2 + \psi_y^2 + \psi_z^2) = B \exp(i\omega t - r^2),$$

$$\psi(0, x, y, z) = 0, \quad \psi(t, -L, y, z) = \psi(t, L, y, z),$$

$$\psi(t, x, -L, z) = \psi(t, x, L, z), \quad \psi(t, x, y, -L) = \psi(t, x, y, L).$$
(30)

Здесь $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, B, L, ω – амплитуда возмущений, шаг решетки и частота колебаний соответственно. На рис. 1 представлен модуль волновой функции и плотность энергии пульсаций, рассчитанные путем численного решения задачи (30). Из приведенных данных следует, что в задаче (30) плотность энергии пульсаций является отрицательной величиной.

В случае центральной симметрии задача типа (29)-(30) рассматривалась в работах [20-21]. Основное уравнение, соответствующие начальные данные и граничные условия имеют в этом случае вид

$$i\psi_t + \psi_{rr} + \frac{2}{r}\psi_r - \frac{1}{4}\psi_r^2 = 0$$

$$\psi(0, r) = B(1 - r/L) \exp(-r^2),$$

$$\psi(t, 0) = B \exp(i\omega t), \quad \psi(t, L) = 0.$$
(31)

Здесь L – радиус пузыря. На рис. 2-4 представлен модуль волновой функции и плотность энергии, рассчитанные путем численного решения задачи (31). Можно видеть, что при распаде начального состояния вся внутренняя область пузыря заполняется колебаниями с различной длиной волны. При этом плотность энергии турбулентных пульсаций многократно изменяет знак в расчетной области.

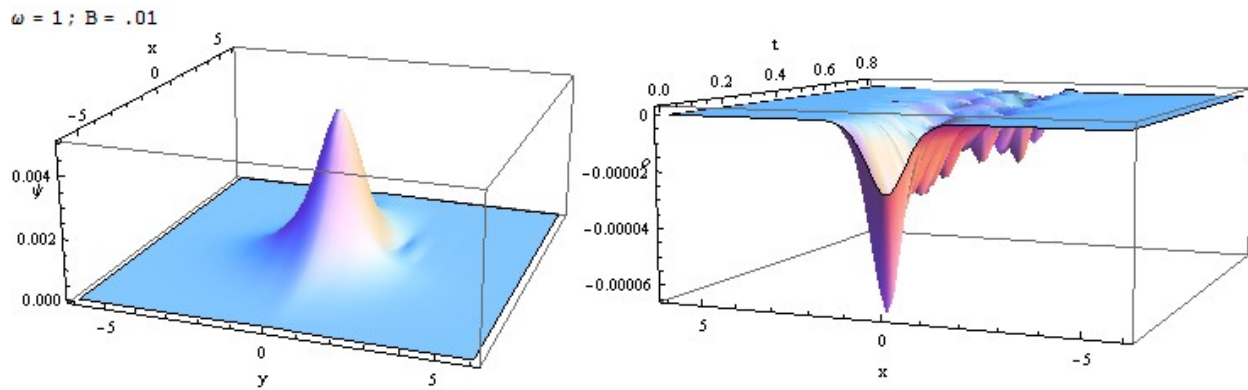


Рис. 1. Модуль волновой функции и плотность энергии пульсаций в окрестности начала координат при распаде начального состояния в модели (30), рассчитанные для значений параметров $B = 0.01; \omega = 1$.

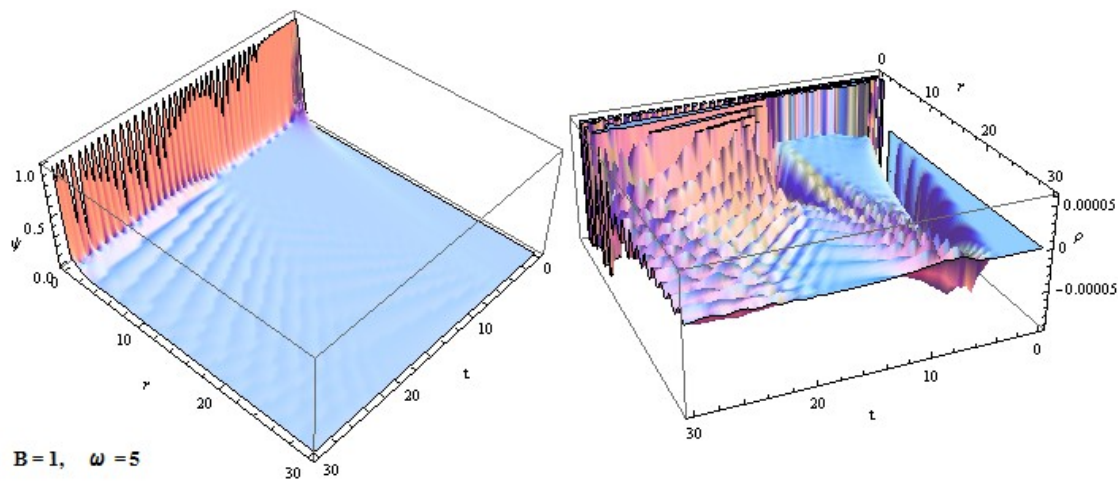


Рис. 2. Модуль волновой функции и плотность энергии пульсаций при распаде начального состояния в модели (31), рассчитанные для значений параметров $B = 1, \omega = 5$.

Данные, приведенные на рис 1-2, показывают, что в квантовой системе плотность энергии пульсаций может быть и отрицательной, и положительной величиной, в зависимости от характерной частоты процесса. Мы, таким

образом, показали, что отрицательная плотность энергии турбулентных пульсаций возникает в процессе колебаний в квантовых системах. В свою очередь, как установлено выше, квантовые системы возникают в области пространства-времени с отрицательной плотностью энергии турбулентных пульсаций.

В этой связи заметим, что реализация устройства для сверхбыстрого перемещения [34] необходимо создать генератор экзотической материи с отрицательной плотностью энергии. Предполагается, что в таком генераторе можно использовать эффект Казимира. Однако в работе [26] было показано, что при движении тяжелых атомных ядер возникает геометрическая турбулентность с отрицательной плотностью энергии пульсаций. Приведенные на рис. 1-2 данные свидетельствуют, что квантовые системы действительно могут служить источником турбулентности с отрицательной плотностью энергии пульсаций и, следовательно, могут быть использованы для создания такого рода генератора. Конструкция генератора энергии отрицательной плотности будет описана в наших работах, посвященных этому вопросу.

Наконец, заметим, что предложенная выше модель единого поля Метагалактики, из которой выводится уравнение типа Шредингера, указывает на универсальность уравнений общей теории относительности (1), которые могут найти более широкую область применения не только в космологии, но и в квантовой механике.

Литература

1. Rene Descartes. Principia philosophiae. 1644.
2. James Clerk Maxwell. On physical lines of force, 1861; A dynamical theory of the electromagnetic field, 1865; Ether, Encyclopædia Britannica, Ninth Edition (1875–89).

3. Schrödinger Erwin. The final affine field laws//Proc. Royal Irish Acad. 51A, pp. 163-171, 1947; Proc. Royal Irish Acad. 52A, pp. 1-9, 1948.
4. Albert Einstein. A Comment on a Criticism of Unified Field Theory. Phys. Rev., 1953, 89, 321.
5. Albert Einstein and B. Kaufman. A new Form of the General Relativistic Field Equations// Ann. Math., 1955, 62, 128—138.
6. W. Heisenberg. Introduction to the unified field theory of elementary particles. – Interscience Publishers, London-NY-Sydney, 1966.
7. Garrett Lisi. An Exceptionally Simple Theory of Everything//arXiv:0711.0770v1, 6 Nov 2007.
8. J. A. Shiflett. A modification of Einstein-Schrodinger theory that contains Einstein-Maxwell-Yang-Mills theory// Gen.Rel.Grav.41:1865-1886, 2009.
9. Fabio Grangeiro Rodrigues, Roldao da Rocha, Waldyr A. Rodrigues Jr. The Maxwell and Navier-Stokes that Follow from Einstein Equation in a Spacetime Containing a Killing Vector Field// AIP Conference Proceedings, v. 1483, 277-295, 2012.
10. L.N.Krivonosov, V.A.Luk'aynov. The relationship between the Yang-Mills and Einstein and Maxwell Equations// J. SibFU, Math. and Phys, 2(2009), no. 4, 432–448 (in Russian).
11. Alon E. Faraggi and Marco Matone. The Equivalence Postulate of Quantum Mechanics// arXiv:hep-th/9809127v2, 6 Aug 1999.
12. Eling, I. Fouxon, Y. Oz. Gravity and Geometrization of Turbulence: An Intriguing Correspondence// arXiv:1004.2632, 28 Oct, 2010.
13. Bredberg, C. Keeler, V. Lysov, A. Strominger. From Navier-Stokes to Einstein// arXiv: 1101.2451, 12 Jan, 2011.
14. Eling, Y. Oz. Holographic Vorticity in the Fluid/Gravity Correspondence// arXiv:1308.1651, 28 Oct, 2013.
15. Sayantani Bhattacharyya et all. Conformal Nonlinear Fluid Dynamics from Gravity in Arbitrary Dimensions// arXiv: 0809.4272v2, 3 Dec, 2008.
16. Sayantani Bhattacharyya et all. The Incompressible Non-Relativistic Navier-Stokes Equation from Gravity // arXiv: 0810.1545v3, 20 Jul, 2009.
17. Michael Haack, Amos Yarom. Nonlinear viscous hydrodynamics in various dimensions using AdS/CFT// ArXiv: 08064602v2, 11 Sep, 2011.
18. V.E. Hubeny. The Fluid/Gravity Correspondence: a new perspective on the Membrane Paradigm// arXiv:1011.4948v2, February 22, 2011.
19. Трунев А.П. Гравитационные волны и квантовая теория Шредингера// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №02(096). С. 1189 – 1206. – IDA [article ID]: 0961402081. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/02/pdf/81.pdf>
20. Трунев А.П. Гравитационные волны и стационарные состояния квантовых и классических систем// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). – IDA [article ID]: 0971400090. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/90.pdf>

21. Трунев А.П. Атом Шредингера и Эйнштейна// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №03(097). – IDA [article ID]: 0971400094. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/03/pdf/90.pdf>
22. Трунев А.П., Е.В. Луценко. Гравитационные волны и коэффициент эмерджентности классических и квантовых систем// 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>
23. Трунев А.П. Гравитационное поле в окрестности звезды и геометрическая турбулентность// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №05(099). С. 1566 – 1587. – IDA [article ID]: 0981404111. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/05/pdf/111.pdf>
24. Трунев А.П. Геометрическая турбулентность// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №05(099). С. 1566 – 1587. – IDA [article ID]: 0981404111. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/05/pdf/111.pdf>
25. Трунев А.П. Общая теория относительности и метрики неоднородной вращающейся Вселенной// Научный журнал КубГАУ, 2014. – №01(095). С. 486-510. – IDA [article ID]: 0951401026. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/01/pdf/26.pdf>
26. Трунев А.П. Скорость гравитации и сверхбыстрое движение в общей теории относительности// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №06(100). – IDA [article ID]: 1001406100. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/06/pdf/100.pdf>
27. Ландау Л. Д, Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т.2. Теория поля. – 7 изд. – М.: Наука. - 1988. - стр. 329-330; L. D. Landau and E. M. Lifshitz. The Classical Theory of Fields. Pergamon, New York, second edition, 1962.
28. Steven Weinberg. Gravitation and Cosmology. – John Wiley & Sons, 1972.
29. A.Z. Petrov. New methods in general relativity. - Moscow: Nauka, 1966.
30. Planck Collaboration: Cosmological parameters. – Plank 2013 results, Astronomy & Astrophysics manuscript, March 21, 2013; Planck 2013 results. XXVI. Background geometry and topology of the Universe. Submitted to A&A (2013).
31. 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.
32. Todd A. Oliynyk. Cosmological Newtonian limit// arxiv: 1307.6281v3, 4 Jun 2014.
33. Трунев А.П. О представлении решений уравнений Навье-Стокса в общей теории относительности// Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ) [Электронный ресурс]. – Краснодар: КубГАУ, 2014. – №04(098). С. 1566 – 1587. – IDA [article ID]: 0981404111. – Режим доступа: <http://ej.kubagro.ru/2014/04/pdf/111.pdf>

34. M. Alcubierre. The warp drive: hyper-fast travel within general relativity//Class.Quant.Grav. 11, L73 (1994), gr-qc/0009013.
35. Einstein, N. Rosen. On Gravitational Waves// J. Franklin Inst., 1937, 223, 43-54.
36. Яненко Н. Н., Новиков В. А. Об одной модели жидкости со знакопеременным коэффициентом вязкости // Численные методы механики сплошной среды, № 2, 1973.
37. Ларькин Н. А., Новиков В. А., Яненко Н. Н. Нелинейные уравнения переменного типа. М., 1983.
38. Пятков С.Г. Краевые задачи для некоторых классов сингулярных параболических уравнений//Математические труды, т. 6., №2б 114-208, 2003.
39. Stephen L. Adler. Where is quantum theory headed? // arXiv:1401.0896 [quant-ph], 5 Jan 2014.