

DOI 10.58351/2949-2041.2026.36.7.017
УДК 530.12:531.51

Пирязев Игорь Олегович
Независимый исследователь
Piryazev Igor Olegovich
port10@ya.ru

**МОДЕЛЬ ОТВ2: ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВНЕШНЕГО
СТАТИЧЕСКОГО СЕКТОРА ОТО ЧЕРЕЗ ЧАСТОТЫ ФИЗИЧЕСКИХ
ПРОЦЕССОВ И ПРОГРАММА ПОСТРОЕНИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ ТЕОРИИ
THE RTR2 MODEL: AN INTERPRETATION OF THE EXTERIOR STATIC SECTOR
OF GENERAL RELATIVITY IN TERMS OF PHYSICAL-PROCESS FREQUENCIES
AND A PROGRAM FOR DEVELOPING AN INDEPENDENT THEORY**

Аннотация: В работе формулируется модель ОТВ2 (Относительный темп времени 2) как интерпретация гравитации через самостоятельное поле темпа физических процессов $\Phi(x, t) > 0$ на фундаментальном плоском фоне. Для статического сектора вводится переменная $\Psi = 1 - \Phi^2$. Из минимального действия вариационно выводится уравнение $\nabla^2 \Psi = -(8\pi G/c^2)\rho_m$, а затем его эквивалентная форма через Φ , содержащая градиент поля. Для внешней сферической массы получается $\Phi^2 = 1 - r_s/r$. Поле связывается с экспериментально сравнимым отношением частот одинаковых физических процессов $q(r) = \nu(r)/\nu_\infty = \Phi(r)$. В статическом секторе эта связь монотонна и обратима, поэтому метрические функции внешнего решения ОТО могут быть переписаны через q : $g_{tt}^{\text{eff}} = -q^2$, $g_{rr}^{\text{eff}} = q^{-2}$. Полученный сектор рассматривается как равновесный калибровочный предел ОТВ2. В отличие от простой замены обозначений, фундаментальные постулаты ОТВ2 приписывают полю независимое существование, собственное состояние и возможность собственной энергии, тогда как материя деформирует поле, но не создаёт его носитель. В заключительной части систематизированы возможные дополнительные постулаты, которые могут привести к динамической, нелинейной, многотельной, сильнополевой и космологической теории ОТВ2 и к проверяемым отличиям от ОТО.

Abstract: The RTR2 (Relative Time Rate 2) model is formulated as an interpretation of gravity in terms of an independent physical-process rate field $\Phi(x, t) > 0$ defined on a fundamental flat background. For the static sector, the variable $\Psi = 1 - \Phi^2$ is introduced. The equation $\nabla^2 \Psi = -(8\pi G/c^2)\rho_m$ is derived variationally from a minimal action, followed by its equivalent form in terms of Φ , which contains the field gradient. Outside a spherically symmetric mass distribution, one obtains $\Phi^2 = 1 - r_s/r$. The field is related to the experimentally comparable frequency ratio of identical physical processes, $q(r) = \nu(r)/\nu_\infty = \Phi(r)$. In the static sector, this relation is monotonic and invertible; therefore, the metric functions of the exterior solution of general relativity can be rewritten in terms of q : $g_{tt}^{\text{eff}} = -q^2$ and $g_{rr}^{\text{eff}} = q^{-2}$. The resulting sector is regarded as the equilibrium calibration limit of RTR2. Unlike a mere relabeling of variables, the fundamental postulates of RTR2 endow the field with independent existence, its own state, and the possibility of possessing its own energy, whereas matter deforms the field but does not create its carrier. The final part systematizes possible additional postulates that may lead to a dynamical, nonlinear, many-body, strong-field, and cosmological theory of RTR2 and to testable deviations from general relativity.

Ключевые слова: модель ОТВ2, поле темпа процессов, искривление пространства-времени, гравитация, замедление времени, Общая теория относительности, уравнения Эйнштейна, метрика Шварцшильда, гравитационное красное смещение, космология, Метрический тензор.

Keywords: RTR2 model, process rate field, space-time curvature, gravity, time dilation, General Theory of Relativity, Einstein equations, Schwarzschild metric, gravitational redshift, cosmology, Metric tensor.



1. Введение

Общая теория относительности описывает гравитацию геометрически: материя и энергия определяют метрический тензор $g_{\mu\nu}$, а этот тензор задаёт ход часов, распространение света и движение свободной материи [1].

Модель ОТВ2 исследует другую последовательность физических причин. В ней первичным принимается плоский фон, на котором существует поле темпа физических процессов Φ . Материя изменяет состояние этого поля, а значение поля и его градиенты определяют частоты, длительности процессов и динамический отклик материи. Метрический тензор рассматривается как эффективная запись действия поля в тех секторах, где модель воспроизводит результаты ОТО [2, 3].

Схематически логика ОТО записывается как

$$\text{материя и энергия} \rightarrow g_{\mu\nu} \rightarrow \text{наблюдаемая динамика.} \quad (1)$$

Предлагаемая логика ОТВ2 имеет вид

$$\eta_{\mu\nu} \rightarrow \Phi \rightarrow \{v, T_{\text{proc}}, \nabla\Phi, \text{движение}\} \rightarrow g_{\mu\nu}^{\text{eff}}. \quad (2)$$

Цель работы состоит в последовательном построении двух уровней модели. Первый уровень представляет собой строго определённый внешний статический сферический сектор, совпадающий с ОТО. Второй уровень представляет собой программу дальнейшего развития самостоятельной теории ОТВ2 на основе её собственных физических постулатов.

2. Логический статус положений модели

В статье различаются три типа утверждений.

Зафиксированные постулаты ОТВ2 задают физическую основу модели.

Выводимые результаты следуют из действия, уравнения поля и математических преобразований.

Возможные дополнительные постулаты пока не входят в минимальную модель. Они формулируют направления построения полной теории и должны в дальнейшем получить собственное действие, уравнения и экспериментальные ограничения.

Такое разделение необходимо, чтобы равновесный сектор, уже согласованный с ОТО, не смешивался с гипотезами о динамике, самодействии и сильном поле.

3. Основные зафиксированные постулаты ОТВ2

3.1 Фундаментальный плоский фон

Фундаментальное пространство-время принимается плоским:

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, 1). \quad (3)$$

В статической сферически-симметричной задаче пространственный интервал фонового пространства имеет вид

$$d\ell_0^2 = dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (4)$$

Здесь r является евклидовым радиусом плоского фона. В эффективной метрической записи он одновременно используется как площадный радиус:

$$S(r) = 4\pi r^2. \quad (5)$$

3.2 Самостоятельное поле темпа процессов

Существует физическое поле

$$\boxed{\Phi(\mathbf{x}, t) > 0}. \quad (6)$$



Поле существует как самостоятельная физическая степень свободы. Материя не создаёт носитель поля заново, а деформирует его состояние:

$$\boxed{\text{материя} \rightarrow \text{деформация существующего поля } \Phi.} \quad (7)$$

В невозмущённом равновесном состоянии принимается нормировка

$$\Phi = 1, \quad \nabla \Phi = 0. \quad (8)$$

Для внешнего статического поля обычной положительной массы рассматривается область

$$0 < \Phi \leq 1, \quad \Phi(\infty) = 1. \quad (9)$$

Состояние $\rho_m = 0$, $\Phi = 1$ означает отсутствие деформации, а не отсутствие самого поля.

3.3 Полевая переменная статического сектора

Для минимального статического сектора вводится переменная

$$\boxed{\Psi = 1 - \Phi^2.} \quad (10)$$

При $\Phi = 1$ имеем $\Psi = 0$. В слабом поле

$$\Psi = -\frac{2\varphi_N}{c^2}, \quad (11)$$

где φ_N — ньютоновский потенциал.

3.4 Универсальная связь с частотами физических процессов

Рассмотрим два одинаковых физических процесса: один в точке поля, другой в невозмущённой области. Пусть

$$\nu(r) \quad (12)$$

обозначает частоту процесса в точке r , а

$$\nu_\infty \quad (13)$$

— частоту такого же процесса в области $\Phi = 1$. Частоты сравниваются в одной общей внешней временной нормировке.

Вводится измеряемое отношение темпов

$$\boxed{q(r) \equiv \frac{\nu(r)}{\nu_\infty}.} \quad (14)$$

Постулируется

$$\boxed{q(r) = \Phi(r).} \quad (15)$$

Для обычных временных интервалов эта же величина выражается как

$$\boxed{\Phi = \frac{d\tau}{dt}.} \quad (16)$$

Если $T(r) = 1/\nu(r)$ и $T_\infty = 1/\nu_\infty$ являются длительностями одинакового процесса в той же внешней нормировке, то



$$\Phi = q = \frac{v(r)}{v_\infty} = \frac{T_\infty}{T(r)} = \frac{d\tau}{dt}. \quad (17)$$

Таким образом, поле Φ получает операциональное содержание через сравнение частот одинаковых процессов [4].

3.5 Эффективная метрическая интерпретация

В секторах совпадения с ОТО метрический тензор рассматривается как эффективная запись действия поля на часы, свет и материю:

$$g_{\mu\nu}^{\text{eff}} = g_{\mu\nu}^{\text{eff}}[\Phi]. \quad (18)$$

При этом фундаментальным остаётся плоский фон $\eta_{\mu\nu}$. ОТВ2 не утверждает, что одна скалярная величина уже описывает все степени свободы полной ОТО. Для вращения, несферических полей и тензорных волн потребуется направленный тензорный сектор.

4. Минимальное статическое действие

Исходным для статического сектора принимается действие

$$S_{\text{stat}}[\Psi] = \int dt d^3x \left[-\frac{c^4}{32\pi G} (\nabla\Psi)^2 + \frac{1}{2} \rho_m c^2 \Psi \right]. \quad (19)$$

Первое слагаемое является градиентным вкладом поля, второе описывает линейную связь деформации поля с плотностью покоящейся материи ρ_m .

Данное действие является минимальным действием статического сектора. Оно не является ещё полным динамическим действием самостоятельного поля, поскольку не содержит временного кинетического члена, нелинейного самодействия и обратного вклада собственной энергии поля.

5. Вариационный вывод статического уравнения

Выполним вариацию

$$\Psi \rightarrow \Psi + \delta\Psi. \quad (20)$$

Поскольку

$$\delta(\nabla\Psi)^2 = 2\nabla\Psi \cdot \nabla(\delta\Psi), \quad (21)$$

получаем

$$\delta S_{\text{stat}} = \int dt d^3x \left[-\frac{c^4}{16\pi G} \nabla\Psi \cdot \nabla(\delta\Psi) + \frac{1}{2} \rho_m c^2 \delta\Psi \right]. \quad (22)$$

Интегрирование первого члена по частям даёт

$$\begin{aligned} \int d^3x \nabla\Psi \cdot \nabla(\delta\Psi) &= - \int d^3x (\nabla^2\Psi) \delta\Psi \\ &+ \oint_{\partial V} \delta\Psi \nabla\Psi \cdot d\mathbf{S}. \end{aligned} \quad (23)$$

При условии

$$\delta\Psi|_{\partial V} = 0 \quad (24)$$



или при достаточно быстром убывании вариации на бесконечности поверхностный член исчезает. Тогда

$$\delta S_{\text{stat}} = \int dt d^3x \left[\frac{c^4}{16\pi G} \nabla^2 \Psi + \frac{1}{2} \rho_m c^2 \right] \delta \Psi. \quad (25)$$

Принцип стационарного действия

$$\delta S_{\text{stat}} = 0 \quad (26)$$

для произвольной $\delta \Psi$ приводит к уравнению

$$\nabla^2 \Psi = -\frac{8\pi G}{c^2} \rho_m. \quad (27)$$

Следовательно, статическое уравнение поля является выводимым следствием действия, а не отдельным независимым постулатом.

6. Уравнение через Φ , частоты и градиент поля

Из определения

$$\Psi = 1 - \Phi^2 \quad (28)$$

следует

$$\nabla^2 (\Phi^2) = \frac{8\pi G}{c^2} \rho_m. \quad (29)$$

Используя

$$\nabla^2 (\Phi^2) = 2\Phi \nabla^2 \Phi + 2(\nabla \Phi)^2, \quad (30)$$

получаем

$$\Phi \nabla^2 \Phi + (\nabla \Phi)^2 = \frac{4\pi G}{c^2} \rho_m. \quad (31)$$

Эквивалентная дивергентная форма:

$$\nabla \cdot (\Phi \nabla \Phi) = \frac{4\pi G}{c^2} \rho_m. \quad (32)$$

Поскольку $q = \Phi = v/v_\infty$, те же уравнения можно записать как

$$\nabla^2 (q^2) = \frac{8\pi G}{c^2} \rho_m \quad (33)$$

и

$$q \nabla^2 q + (\nabla q)^2 = \frac{4\pi G}{c^2} \rho_m. \quad (34)$$

Тем самым значение q характеризует локальный темп, а градиент

$$\nabla q = \nabla \left(\frac{v}{v_\infty} \right) \quad (35)$$



характеризует пространственную неоднородность темпа.
Действие можно также переписать непосредственно через Φ :

$$S_{\text{stat}}[\Phi] = \int dt d^3x \left[-\frac{c^4}{8\pi G} \Phi^2 (\nabla \Phi)^2 + \frac{1}{2} \rho_m c^2 (1 - \Phi^2) \right]. \quad (36)$$

Эта форма показывает, что градиентная структура поля уже присутствует в минимальной статической модели.

7. Внешнее сферически-симметричное решение

Для точечной массы

$$\rho_m(\mathbf{r}) = M \delta^{(3)}(\mathbf{r}) \quad (37)$$

используется тождество

$$\nabla^2 \frac{1}{r} = -4\pi \delta^{(3)}(\mathbf{r}). \quad (38)$$

Из уравнения поля следует

$$\Psi(r) = \frac{2GM}{c^2 r}. \quad (39)$$

Вводя

$$r_s = \frac{2GM}{c^2}, \quad (40)$$

получаем

$$\Psi(r) = \frac{r_s}{r}. \quad (41)$$

Следовательно,

$$\Phi^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}. \quad (42)$$

Через отношение частот:

$$q^2(r) = \left(\frac{v(r)}{v_\infty} \right)^2 = 1 - \frac{r_s}{r}. \quad (43)$$

Внешняя область минимальной модели задаётся условием

$$r > \max R_{\text{source}}, r_s. \quad (44)$$

8. Частотная параметризация статического поля

В области $r > r_s$ функция

$$q(r) = \sqrt{1 - \frac{r_s}{r}} \quad (45)$$

монотонна. Поэтому связь обратима:



$$\boxed{r(q) = \frac{r_s}{1 - q^2}} \quad (46)$$

Следовательно, при фиксированном сферическом источнике величины r и q в равновесном внешнем секторе содержат одну и ту же информацию:

$$r \Leftrightarrow q(r) = \frac{v(r)}{v_\infty}. \quad (47)$$

Однако их физический статус различен. Радиус r является координатой на плоском фоне, тогда как q является измеряемым состоянием поля темпа процессов.

Любую радиальную функцию в этом секторе можно переписать как

$$F(r) \rightarrow F(r(q)). \quad (48)$$

Это не означает автоматической замены радиальной координаты на частоту. В основной интерпретации координата r сохраняется, а функции метрики переписываются через поле $q(r)$.

9. Физическое значение градиента

В слабом поле

$$\Phi \simeq 1 + \frac{\varphi_N}{c^2}, \quad (49)$$

поэтому ускорение медленной пробной частицы принимает вид

$$\boxed{\mathbf{a} \simeq -c^2 \nabla \ln \Phi = -c^2 \nabla \ln q \simeq -\nabla \varphi_N.} \quad (50)$$

Для внешнего сферического решения

$$\mathbf{a} \simeq -\frac{GM}{r^2} \mathbf{e}_r. \quad (51)$$

Однородное поле задаёт общий темп процессов, но не создаёт локального направленного ускорения:

$$\nabla \Phi = 0 \quad \Rightarrow \quad \mathbf{a} = 0. \quad (52)$$

Гравитационное воздействие связано не только со значением поля, но и с его пространственной неоднородностью.

10. Перезапись вакуумных уравнений Эйнштейна через частоты

Рассмотрим общую статическую сферически-симметричную метрику в координатах площадного радиуса:

$$ds^2 = -A(r)c^2 dt^2 + B(r)dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (53)$$

Здесь

$$g_{tt} = -A(r), \quad g_{rr} = B(r). \quad (54)$$

В вакууме $G_{\mu\nu} = 0$. Одна из независимых компонент уравнений Эйнштейна записывается как

$$\boxed{\frac{d}{dr} \left[r \left(1 - \frac{1}{B(r)} \right) \right] = 0.} \quad (55)$$



Интегрирование и сопоставление с массой источника дают

$$\boxed{1 - \frac{1}{B(r)} = \frac{r_s}{r}}. \quad (56)$$

Но из самостоятельного статического решения ОТВ2 уже получено

$$\frac{r_s}{r} = 1 - q^2. \quad (57)$$

Поэтому

$$1 - \frac{1}{B} = 1 - q^2, \quad (58)$$

откуда

$$\boxed{B(q) = q^{-2}}. \quad (59)$$

Следовательно,

$$\boxed{g_{rr}^{\text{eff}} = q^{-2} = \left(\frac{v_\infty}{v(r)}\right)^2}. \quad (60)$$

Временная компонента непосредственно следует из отношения собственных и координатных интервалов. Для неподвижного наблюдателя

$$-c^2 d\tau^2 = -A(r) c^2 dt^2, \quad (61)$$

поэтому

$$\frac{d\tau}{dt} = \sqrt{A(r)}. \quad (62)$$

Так как $d\tau/dt = q$, получаем

$$\boxed{A(q) = q^2} \quad (63)$$

и

$$\boxed{g_{tt}^{\text{eff}} = -q^2 = -\left(\frac{v(r)}{v_\infty}\right)^2}. \quad (64)$$

Вторая независимая вакуумная компонента уравнений Эйнштейна подтверждает то же решение при условии асимптотической нормировки $A(\infty) = 1$.

11. Эффективная метрика через частоты

В результате внешняя эффективная метрика принимает вид

$$\boxed{ds_{\text{eff}}^2 = -q^2(r) c^2 dt^2 + q^{-2}(r) dr^2 + r^2 d\Omega^2}. \quad (65)$$

Через частоты:

$$\boxed{ds_{\text{eff}}^2 = -\left(\frac{v(r)}{v_\infty}\right)^2 c^2 dt^2 + \left(\frac{v_\infty}{v(r)}\right)^2 dr^2 + r^2 d\Omega^2}. \quad (66)$$



После подстановки

$$q^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r} \quad (67)$$

получается внешняя метрика Шварцшильда [5]:

$$ds_{\text{eff}}^2 = - \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (68)$$

Таким образом, в равновесном внешнем секторе метрические коэффициенты могут быть полностью выражены через измеряемое отношение частот.

12. Что именно заменяется в уравнениях

В основном выводе не производится координатная замена

$$r \rightarrow q. \quad (69)$$

Используется функциональная перезапись

$$A(r) = A(q(r)), \quad B(r) = B(q(r)). \quad (70)$$

Координата r сохраняется, а безразмерная комбинация r_s/r заменяется эквивалентной величиной $1 - q^2$.

Если же q действительно выбрать новой радиальной координатой, то из

$$r(q) = \frac{r_s}{1 - q^2} \quad (71)$$

следует

$$dr = \frac{2r_s q}{(1 - q^2)^2} dq, \quad (72)$$

и метрика принимает другую координатную форму:

$$ds^2 = -q^2 c^2 dt^2 + \frac{4r_s^2}{(1 - q^2)^4} dq^2 + \frac{r_s^2}{(1 - q^2)^2} d\Omega^2. \quad (73)$$

Эта полная координатная замена не требуется для физической интерпретации ОТВ2.

13. Поле и производные в эффективной геометрии

Поскольку

$$g_{\mu\nu}^{\text{eff}} = g_{\mu\nu}^{\text{eff}}(q), \quad (74)$$

первые производные метрики имеют вид

$$\partial_\alpha g_{\mu\nu}^{\text{eff}} = \frac{\partial g_{\mu\nu}^{\text{eff}}}{\partial q} \partial_\alpha q. \quad (75)$$

Следовательно,

$$\Gamma_{\mu\nu}^\alpha = \Gamma_{\mu\nu}^\alpha(q, \partial q), \quad (76)$$

а тензор кривизны эффективной метрики имеет структуру

$$R^\alpha{}_{\beta\mu\nu} = R^\alpha{}_{\beta\mu\nu}(q, \partial q, \partial^2 q). \quad (77)$$



То, что в геометрической интерпретации ОТО записывается через метрику и кривизну, в данном секторе может быть последовательно переписано через измеряемое поле темпа и его производные.

14. Два уровня модели ОТВ2

14.1 Равновесный калибровочный сектор

Внешний статический сектор задаётся цепочкой

$$\rho_m \rightarrow \Psi \rightarrow \Phi = q \rightarrow g_{\mu\nu}^{\text{eff}}. \quad (78)$$

В этом секторе

$$\Phi_{\text{eq}}^2(r) = q_{\text{eq}}^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r} \quad (79)$$

и

$$g_{tt}^{\text{eff}} = -\Phi_{\text{eq}}^2, \quad g_{rr}^{\text{eff}} = \Phi_{\text{eq}}^{-2}. \quad (80)$$

Поэтому минимальная модель совпадает с внешним статическим сферическим сектором ОТО и воспроизводит соответствующие проверенные эффекты [6, 7].

14.2 Самостоятельная физика поля

Фундаментальный постулат ОТВ2 состоит не только в том, что функцию Шварцшильда можно обозначить через частоты. Поле

$$\Phi = \Phi(\mathbf{x}, t) \quad (81)$$

рассматривается как самостоятельная физическая степень свободы. Радиус и поле имеют разные статусы:

$$r \text{ — координата на плоском фоне, } \Phi \text{ — состояние физического поля.} \quad (82)$$

В равновесии уравнение связывает r и Φ . В общем динамическом случае будущая теория может допускать

$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \Phi_{\text{eq}}[\rho_m](\mathbf{x}, t) + \delta\Phi(\mathbf{x}, t), \quad (83)$$

где $\delta\Phi$ является самостоятельным возмущением поля.

Именно возможность собственной динамики, энергии и самодействия отличает программу ОТВ2 от простой замены обозначений в ОТО.

15. Граница уже доказанного результата

Самостоятельно из минимального действия ОТВ2 получены:

$$\nabla^2 \Psi = -\frac{8\pi G}{c^2} \rho_m, \quad (84)$$

$$\Phi^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}, \quad (85)$$

$$q(r) = \frac{v(r)}{v_\infty} = \Phi(r). \quad (86)$$



Полная внешняя метрическая запись получается посредством перезаписи вакуумных уравнений Эйнштейна через уже найденное поле q . Поэтому текущий результат является точной динамической интерпретацией внешнего статического сектора ОТО, но не является ещё независимым выводом всей ОТО из полного неметрического действия ОТВ2.

Одного скаляра q недостаточно для описания вращения, произвольных приливных полей и тензорных волн. Эти сектора требуют дополнительных направленных степеней свободы.

16. Перспективы построения самостоятельной теории ОТВ2

Ниже перечислены возможные дополнительные постулаты. Они не входят в минимальный статический сектор и не объявляются уже доказанными. Их роль состоит в том, чтобы задать конкретные направления, в которых ОТВ2 может стать самостоятельной теорией, а не только интерпретацией решения ОТО.

16.1 Возможный постулат собственной динамики и конечной скорости распространения

Можно принять, что поле обладает собственным динамическим уравнением, содержащим временные производные:

$$\mathcal{E}_\Phi[\Phi, \partial_t \Phi, \partial_t^2 \Phi, \nabla \Phi, \rho_m] = 0. \quad (87)$$

Минимальная гиперболическая структура может иметь вид

$$\frac{1}{c_\Phi^2} \partial_t^2 \Phi - \nabla^2 \Phi + \mathcal{N}(\Phi, \partial \Phi) = \mathcal{S}_m. \quad (88)$$

Такой постулат способен привести к конечному времени перестройки поля, запаздыванию, распространяющимся возмущениям и переходным состояниям, которые не описываются одной статической формулой $\Phi(r)$.

Статическое решение Шварцшильда должно оставаться частным равновесным решением динамического уравнения.

16.2 Возможный постулат собственной энергии поля

Если поле существует независимо от материи, естественно предположить, что его неоднородные и динамические состояния содержат энергию. Общее действие может иметь структуру

$$S_\Phi = \int d^4x \mathcal{L}_\Phi(\Phi, \partial_\mu \Phi). \quad (89)$$

Например,

$$\mathcal{L}_\Phi = \frac{K(\Phi)}{2c^2} (\partial_t \Phi)^2 - \frac{K(\Phi)}{2} (\nabla \Phi)^2 - V(\Phi). \quad (90)$$

Соответствующая плотность энергии может содержать

$$\rho_\Phi = \frac{K(\Phi)}{2c^2} (\partial_t \Phi)^2 + \frac{K(\Phi)}{2} (\nabla \Phi)^2 + V(\Phi). \quad (91)$$

Градиентный вклад уже присутствует в статическом действии. Полная теория должна определить его точную энергетическую нормировку и тензор энергии-импульса.



16.3 Возможный постулат самодействия

Если поле содержит энергию, эта энергия может участвовать в формировании самого поля:

$$\rho_m \rightarrow \Phi, \quad \Phi \rightarrow \rho_\Phi, \quad \rho_m + \rho_\Phi \rightarrow \Phi. \quad (92)$$

Общее уравнение может иметь схематический вид

$$\mathcal{E}[\Phi] = \mathcal{S}_m[\rho_m] + \mathcal{S}_\Phi[\rho_\Phi]. \quad (93)$$

Если закон самодействия эквивалентен нелинейной структуре ОТО, ОТВ2 получит динамическую полевую интерпретацию более широких секторов ОТО. Если закон отличается, появятся новые сильнополевые или многотельные предсказания.

16.4 Возможный постулат свободных вакуумных состояний

Самостоятельное поле может допускать возбуждения при отсутствии локальной материи:

$$\rho_m = 0, \quad \delta\Phi \neq 0, \quad (94)$$

или

$$\rho_m = 0, \quad \partial_t \Phi \neq 0. \quad (95)$$

Такие состояния могут интерпретироваться как свободные волны, остаточные конфигурации, фоновые градиенты или космологическое состояние поля. Устойчивость и энергия таких решений должны быть исследованы отдельно.

16.5 Возможный постулат памяти и релаксации

Поле может перестраиваться к равновесию не мгновенно. Простейшая феноменологическая запись:

$$\tau_\Phi \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Phi = \Phi_{\text{eq}}[\rho_m]. \quad (96)$$

В более фундаментальной модели релаксация должна следовать из полного действия. Возможные следствия:

- задержка перестройки поля после изменения источника;
- остаточная конфигурация;
- переходные колебания;
- зависимость состояния от истории системы;
- эффект памяти после прохождения возмущения.

16.6 Возможный постулат нелинейной композиции полей

Для нескольких тел линейная суперпозиция может быть только первым приближением. Можно ввести закон

$$\Phi_{12} = \mathcal{C}(\Phi_1, \Phi_2). \quad (97)$$

В линейной переменной Ψ слабополевой предел может сохранять

$$\Psi_{12} \simeq \Psi_1 + \Psi_2, \quad (98)$$

тогда как нелинейное действие способно породить перекрёстные вклады

$$\nabla\Phi_1 \cdot \nabla\Phi_2. \quad (99)$$



Они могут участвовать в энергии связи, дефекте массы, орбитальной динамике двойных систем и фазе излучения.

16.7 Возможный постулат насыщения или нижней границы поля

Можно исследовать условие

$$\Phi \geq \Phi_{\min} > 0. \quad (100)$$

Тогда частота одинакового процесса в общей внешней нормировке не обращается в нуль при конечном радиусе. Такой постулат может изменить структуру горизонта или сильнополевого предела.

Однако условие $\Phi > 0$ само по себе не доказывает отсутствие сингулярности. Необходимо получить решение с конечными плотностью материи, энергией поля, градиентами, вторыми производными и физическими инвариантами.

16.8 Возможный постулат регулярного нелинейного сильнополевого продолжения

Равновесное решение может быть обобщено как

$$\Phi^2 = F\left(\frac{r_s}{r}\right), \quad (101)$$

где для сохранения проверенного слабополевого предела требуется

$$F(x) = 1 - x + O(x^2). \quad (102)$$

Например, возможный кандидат

$$\Phi^2 = e^{-r_s/r} \quad (103)$$

совпадает с минимальным решением в первом порядке, но не обращается в нуль при конечном r . Это лишь пример направления, а не уже принятый постулат модели. Конкретная форма должна выводиться из нелинейного действия.

Возможные последствия сильнополевого продолжения:

- иная структура предельных поверхностей;
- регуляризация центрального решения;
- изменение последних устойчивых орбит;
- изменение коллапса и предельной компактности;
- отличия в сильнополевым излучении.

16.9 Возможный постулат ограниченной сжимаемости поля

Можно исследовать, обладают ли поверхности постоянного значения $\Phi = \Phi_*$ собственным законом переноса или ограничением изменения объёма. В предельной форме:

$$\frac{dV_{\Phi_*}}{dt} = 0. \quad (104)$$

Более общая теория может допускать конечную сжимаемость и собственные напряжения. Такой постулат способен повлиять на коллапс, пульсации, деформацию уровней поля и распространение возмущений.

Одного скаляра недостаточно для полного описания переноса поверхностей; может потребоваться дополнительная векторная или тензорная структура.

16.10 Возможный постулат космологического фона

Поле может иметь глобальное однородное состояние



$$\Phi(\mathbf{x}, t) = \bar{\Phi}(t) + \delta\Phi(\mathbf{x}, t). \quad (105)$$

Тогда локальная статическая конфигурация массы существует на фоне космологической эволюции поля. Это открывает возможность связать локальный темп процессов с историей Вселенной. Совпадение фоновой эволюции с Λ CDM [8] ещё не гарантирует совпадения возмущений, роста структуры и связи локального и глобального секторов.

16.11 Возможный постулат тензорного носителя

Скаляр Φ задаёт общий темп, но не все направленные степени свободы. Для вращения, приливных полей и волн можно ввести

$$\Phi_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}. \quad (106)$$

В линейном приближении действие Фирца–Паули [9] может обеспечить две поперечные тензорные поляризации и распространение со скоростью c . Полная теория должна объяснить нелинейное отображение

$$(\Phi, h_{\mu\nu}) \rightarrow g_{\mu\nu}^{\text{eff}} \quad (107)$$

без объявления эффективной метрики фундаментальным носителем.

17. Где могут появиться отличия от ОТО

Дополнительные постулаты могут проявиться прежде всего там, где статическая зависимость

$$\Phi_{\text{eq}}^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r} \quad (108)$$

уже недостаточна.

Переходные процессы: задержка, релаксация и память поля.

Вакуумные состояния: свободные возбуждения и остаточные градиенты при $\rho_m = 0$.

Несферические и вращательные системы: дополнительные тензорные степени свободы.

Многотельная динамика: нелинейная композиция и энергия связи.

Сильное поле: насыщение, регулярные решения и иная предельная компактность.

Гравитационные волны: возможные отличия в нелинейной генерации, переносе энергии и памяти при сохранении линейного предела [10].

Космология: самостоятельный фон $\bar{\Phi}(t)$, возмущения и связь локального и глобального полей.

Но существует принципиальное ограничение. Если во всех режимах сохранять

$$\Phi^2 = 1 - \frac{r_s}{r}, \quad g_{tt}^{\text{eff}} = -\Phi^2, \quad g_{rr}^{\text{eff}} = \Phi^{-2}, \quad (109)$$

то внешняя модель останется экспериментально неотличимой от ОТО. Отличия возникают только тогда, когда самостоятельная динамика поля приводит к решению, не сводящемуся в данном режиме к равновесной зависимости ОТО.

18. Требования к будущей полной теории

Чтобы дополнительные постулаты образовали физическую теорию, а не набор гипотез, необходимо построить полное действие

$$S_{\text{full}} = S_{\Phi} + S_{\text{matter}} + S_{\text{interaction}} + S_{\text{tensor}}. \quad (110)$$



Из него должны следовать:

- динамическое уравнение поля;
- закон взаимодействия поля с материей и светом;
- собственная энергия и импульс поля;
- законы сохранения;
- устойчивость решений;
- причинное распространение возмущений;
- отсутствие нефизических отрицательно-энергетических мод;
- ньютоновский и постньютоновский пределы;
- внешний статический сектор Шварцшильда как калибровочное решение;
- конкретные наблюдаемые отличия в новых режимах.

Тем самым программа развития имеет вид:

проверенный сектор ОТО → полевое происхождение → полное действие ОТВ2 → новые проверяемые решения.

19. Заключение

В работе сформулирована последовательная интерпретация внешнего статического сферического сектора ОТО через поле темпа физических процессов.

На фундаментальном плоском фоне принимается самостоятельное поле

$$\Phi(\mathbf{x}, t) > 0, \quad (112)$$

а материя рассматривается как причина деформации его состояния. Для статического сектора вводится

$$\Psi = 1 - \Phi^2. \quad (113)$$

Из минимального действия вариационно выводится

$$\boxed{\nabla^2 \Psi = -\frac{8\pi G}{c^2} \rho_m.} \quad (114)$$

Для внешней сферической массы получается

$$\boxed{\Phi^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}.} \quad (115)$$

Поле получает операциональное содержание через отношение частот одинаковых процессов:

$$\boxed{q(r) = \Phi(r) = \frac{\nu(r)}{\nu_\infty}.} \quad (116)$$

В равновесном внешнем секторе связь между r и q обратима:

$$\boxed{r(q) = \frac{r_s}{1 - q^2}.} \quad (117)$$

Перезапись вакуумных уравнений Эйнштейна через q даёт

$$\boxed{g_{tt}^{\text{eff}} = -\left(\frac{\nu(r)}{\nu_\infty}\right)^2, \quad g_{rr}^{\text{eff}} = \left(\frac{\nu_\infty}{\nu(r)}\right)^2.} \quad (118)$$



Тем самым внешняя метрика Шварцшильда может быть интерпретирована как эффективная геометрическая запись неоднородного распределения темпа физических процессов.

Однако содержательная новизна ОТВ2 не ограничивается этой перезаписью. Основные постулаты модели приписывают полю самостоятельное существование и отличают координату r от физического состояния Φ . Равновесная связь $\Phi_{eq}(r)$ является калибровочным частным решением, а не обязательным определением поля во всех возможных режимах.

Возможные дополнительные постулаты о собственной динамике, энергии, самодействии, вакуумных состояниях, памяти, нелинейной композиции, сильнополевом насыщении, ограниченной сжимаемости, космологическом фоне и тензорном носителе задают программу построения полноценной теории ОТВ2. Если эти постулаты будут сформулированы единым действием и приведут к решениям, отличным от равновесного сектора ОТО, модель получит собственные проверяемые предсказания.

Главная программа ОТВ2 формулируется следующим образом:

ОТВ2 сохраняет проверенный внешний статический сектор ОТО, но рассматривает его как равновесное проявление самостоятельного поля темпа процессов.

Именно построение полной динамики этого поля может превратить ОТВ2 из альтернативной интерпретации в самостоятельную физическую теорию.

Список литературы:

1. Einstein A. Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie // Annalen der Physik. 1916. Bd. 354, H. 7. S. 769–822. DOI: 10.1002/andp.19163540702.
2. Пирязев И.О., Эффективная метрика модели ОТВ2 в слабополюном секторе: минимальное расширение плоского фона и классические тесты // Вектор научной мысли: научный журнал. Июнь 2026.-СПб., Изд.МИПИ им. Ломоносова -2026. №6(35). DOI статьи: 10.58351/2949-2041.2026.35.6.032
3. Пирязев И. О. Модель ОТВ2: опорный квант времени, локальный темп процессов и происхождение гравитационного красного смещения // Вектор научной мысли. 2026. № 5 (34). DOI: 10.58351/2949-2041.2026.34.5.028.
4. Pound R. V., Rebka G. A. Jr. Apparent Weight of Photons // Physical Review Letters. 1960. Vol. 4. P. 337–341. DOI: 10.1103/PhysRevLett.4.337.
5. Schwarzschild K. Über das Gravitationsfeld eines Massenpunktes nach der Einsteinschen Theorie // Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften. 1916. S. 189–196.
6. Shapiro I. I. Fourth Test of General Relativity // Physical Review Letters. 1964. Vol. 13. P. 789–791. DOI: 10.1103/PhysRevLett.13.789.
7. Will C. M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // Living Reviews in Relativity. 2014. Vol. 17. Art. 4. DOI: 10.12942/lrr-2014-4.
8. Planck Collaboration. Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters // Astronomy & Astrophysics. 2020. Vol. 641. Art. A6. DOI: 10.1051/0004-6361/201833910.
9. Fierz M., Pauli W. On Relativistic Wave Equations for Particles of Arbitrary Spin in an Electromagnetic Field // Proceedings of the Royal Society of London. Series A. 1939. Vol. 173, no. 953. P. 211–232. DOI: 10.1098/rspa.1939.0140.
10. Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott [et al.] // Physical Review Letters. 2016. Vol. 116. Art. 061102. DOI: 10.1103/PhysRevLett.116.061102.

