

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

«КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ С ГАЛИЛЕОНОМ»

Выполнил студент

443 группы:

Евсеев Олег Александрович

---

подпись студента

Научный руководитель:

доктор физ.-мат. наук, академик РАН, профессор, зав. кафедрой

Рубаков Валерий Анатольевич

---

подпись научного руководителя

Допущена к защите 19 мая 2016 г.

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

подпись зав. кафедрой

Москва

2016 г.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|  |    |
|--|----|
| Введение . . . . .   | 3  |
| 1 Галилеоны и кротовые норы . . . . .                            | 6  |
| 1.1 Происхождение термина «галилеон» . . . . .                   | 6  |
| 1.2 Галилеоны и изотропное условие энергодоминантности . . . . . | 7  |
| 1.3 Кротовые норы . . . . .                                      | 7  |
| 1.4 Метрика . . . . .  | 8  |
| 2 Решение уравнений Эйнштейна . . . . .                          | 10 |
| 2.1 Решение первого уравнения в квадратурах . . . . .            | 11 |
| 2.2 Определение констант . . . . .                               | 12 |
| 2.3 Оставшиеся уравнения . . . . .                               | 13 |
| 3 Радиус Шварцшильда . . . . .                                   | 15 |
| 3.1 Метрика Шварцшильда . . . . .                                | 15 |
| 3.2 Радиус Шварцшильда . . . . .                                 | 16 |
| Заключение . . . . .   | 18 |
| Список использованных источников . . . . .                       | 19 |

## ВВЕДЕНИЕ

Космологические модели с галилеонным полем представляют большой интерес, поскольку дают возможность работать с теорией, обладающей целым рядом свойств, необычных для классических скалярных полей. В частности, галилеонное поле может, не создавая ни духовых, ни градиентных неустойчивостей, нарушать изотропное условие энергодоменантности.

За счёт таких необычных свойств есть теоретическая возможность создания в рамках общей теории относительности полевых конфигураций, реализующих стабильные статические сферически симметричные проходимые кротовые норы.

Построение проходимой кротовой норы, ведущей из одного просранства Минковского в другое (асимптотически плоское решение по обе стороны воронки), представляет большой интерес (см. [1–4]), поскольку существование такой воронки из нашей Вселенной в неё же нарушило бы принцип причинности, принятый в общей теории относительности: вид светового конуса при рассмотрении теорий, содержащих кротовую нору изменяется до неузнаваемости, а существование аналогичной воронки во второе плоское пространство Минковского открывает уникальную возможность для построения теорий многих Вселенных.

В данной работе рассматривается возможность существования кротовой норы на примере галилеонных теорий с лагранжианом

$$\mathcal{L} = F(\pi, X) + K(\pi, X)\square\pi, \quad (1)$$

где  $\pi$  скалярное поле,  $F$  и  $K$  – произвольные функции и введены следующие обозначения:

$$X = \nabla_\mu\pi\nabla^\mu\pi, \quad (2)$$

$$\square\pi = \nabla_\mu\nabla^\mu\pi. \quad (3)$$

Как было показано ранее (см. [5]), даже в галилеонных теориях невозможно существование статической кротовой норы, ведущей из открытого мира в открытый: решения оказываются нестабильными. Поэтому в данной работе рассматривается оставшаяся возможность: космологические модели типа «полузамкнутый мир» (кротовая нора, соединяющая замкнутую Вселенную с пространством Минковского).

Такие модели представляют не меньший интерес: несмотря на то, что они, в отличие от решений первого типа, не могут приводить к нарушению причинности, они способны практически изолировать область пространства внутри «пузыря», оставив лишь узкую воронку для взаимодействия с остальным миром, делая внутреннюю область практически недоступной для изучения методами наблюдательной астрономии. Кроме того, при значительных размерах «пузыря» он также может быть рассмотрен как параллельная Вселенная, но уже ограниченная в пространстве.

Основной целью данной работы является изучение на примере галилеонного поля (1) конфигураций метрики, приводящих к решению типа «полузамкнутый мир», и интерпретация асимптотик полученного решения с позиции удалённого наблюдателя.

В главе 1 данной работы даётся общее представление о галилеонных теориях (1.1) и об их специфических свойствах (1.2), раскрывается понятие «кротовая нора» (1.3) и записывается метрика, в терминах которой будет проводиться всё дальнейшее исследование (1.4).

Глава 2 посвящена детальному рассмотрению уравнений Эйнштейна и решению некоторой их комбинации. В разделе 2.1 демонстрируется нахождение решения в квадратурах с точностью до двух произвольных констант. Раздел 2.2 посвящён нахождению этих констант и, наконец, в разделе 2.3 обсуждается вопрос

разрешимости оставшихся уравнений Эйнштейна для выбранной галилеонной теории.

В главе 3 рассматриваются следствия из полученного в предыдущей главе решения в квадратурах. В частности обсуждается вопрос о том, как должна выглядеть полученная конфигурация пространства-времени с точки зрения удалённого наблюдателя.

В ходе работы формулируется и доказывается общее утверждение об отрицательной эффективной (наблюдаемой) массе кротовой норы для достаточно большого класса теорий, представителем которого является, в частности, и теория с лагранжианом (1).

Таким образом, несмотря на тот факт, что в теориях, обладающих указанным свойством, нестабильность кротовых нор явно не доказана, сформулированная в работе теорема является веским аргументом в пользу отсутствия подобных решений.

# 1. ГАЛИЛЕОНЫ И КРОТОВЫЕ НОРЫ

## 1.1 Происхождение термина «галилеон»

Впервые термин «галилеон» (англ. «galileon») был введён в работе [5], где рассматривались теории, обладающие двумя интересными особенностями:

- инвариантность уравнений движения относительно замены  $\partial^\mu \pi \rightarrow \partial^\mu \pi + b^\mu$ , где  $b^\mu$  – постоянный вектор;
- уравнения движения, не содержащие производных выше второго порядка, несмотря на производную второго порядка в лагранжиане.

Первое из этих двух свойств, ввиду его сходства с преобразованиями Галилея, и послужило поводом назвать рассматриваемые поля «галилеонами».

В работе [5] было показано, что в четырёхмерном пространстве-времени существуют только пять нетривиальных (не сводящихся к полной производной) лагранжианов, удовлетворяющих указанным свойствам, а именно:

$$\mathcal{L}_1 = \pi, \tag{4}$$

$$\mathcal{L}_2 = \partial_\mu \pi \partial^\mu \pi, \tag{5}$$

$$\mathcal{L}_3 = [\Pi](\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi), \tag{6}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_4 = & [\Pi]^2(\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi) - 2[\Pi](\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu (\partial^\nu \pi) \\ & - [\Pi^2](\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi) + 2(\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu \Pi^\nu{}_\lambda (\partial^\lambda \pi), \end{aligned} \tag{7}$$

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_5 = & [\Pi]^3(\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi) - 3[\Pi]^2(\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu (\partial^\nu \pi) - 3[\Pi][\Pi^2](\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi) \\ & + 6[\Pi](\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu \Pi^\nu{}_\lambda (\partial^\lambda \pi) + 2[\Pi^3](\partial_\mu \pi \partial^\mu \pi) \\ & + 3[\Pi]^2(\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu (\partial^\nu \pi) - 6(\partial_\mu \pi) \Pi^\mu{}_\nu \Pi^\nu{}_\lambda \Pi^\lambda{}_\rho (\partial^\rho \pi), \end{aligned} \tag{8}$$

Позже (см. например [6–9]) понятие галилеона было расширено на теории, не обладающие «галилеевой» симметрией, однако сохраняющие второе свойство: уравнения движения, содержащие производные порядка не выше второго при наличии вторых производных в лагранжиане.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением лагранжиана, линейного по вторым производным. Можно показать (см. [10]), что самый общий вид такого лагранжиана есть (1).

## 1.2 Галилеоны и изотропное условие энергодоминантности

Лагранжиан (1) интересен в первую очередь тем, что с его помощью можно построить устойчивую (лишённую как духовых, так и градиентных нестабильностей) конфигурацию, нарушающую изотропное условие энергодоминантности (англ. the Null Energy Condition, NEC):

$$T_{\mu\nu}n^\mu n^\nu > 0 \quad \text{для любого светоподобного } n^\mu \text{ (т.е. } n_\mu n^\mu = 0 \text{).} \quad (9)$$

В общей теории относительности именно изотропное условие энергодоминантности запрещает существование как статических, так и динамических кротовых нор [1, 2, 10–12].

## 1.3 Кротовые норы

Кротовая нора представляет из себя воронку, соединяющую две области пространства-времени. В предположении, что кротовая нора является частью наблюдаемой Вселенной необходимо рассматривать лишь асимптотически плоский случай: когда с одной стороны от воронки находится пространство-время Минковского.

Элементарных воронок, удовлетворяющих этому свойству, по топологическим соображениям существует только два типа (см. Рисунок 1): по другую сторону от горловины может находиться открытый или замкнутый мир.

Как было показано в работах [13, 14], кротовые норы, ведущие из одного асимптотически плоского мира в другой (Рисунок 1a), неустойчивы, поэтому в данной работе будут рассматриваться воронки, ведущие из асимптотически плоского мира в конечную (хоть и, возможно, большую) область пространства (Рисунок 1b).

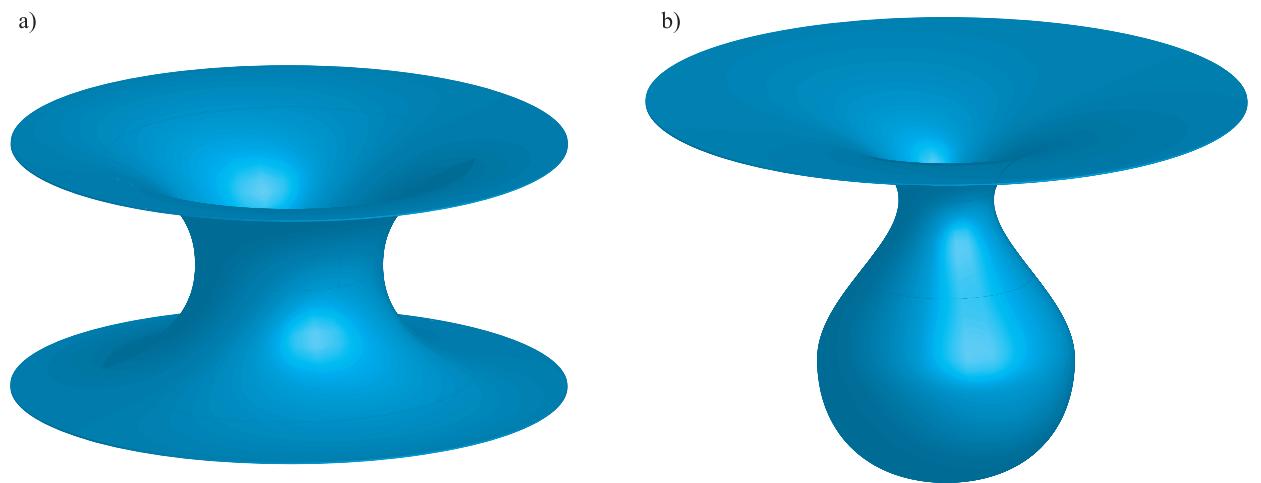


Рисунок 1 – Два типа асимптотически плоских кротовых нор: a) – воронка, b) – полузамкнутый мир.

#### 1.4 Метрика

Для описания сферически симметричных статических воронок лучше всего подходит метрика

$$ds^2 = a^2(r)dt^2 - b^2(r)dr^2 - c^2(r)\gamma_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta, \quad (10)$$

которая после подстановки калибровки

$$b = \frac{1}{a} \quad (11)$$

принимает вид

$$ds^2 = a^2 dt^2 - \frac{1}{a^2} dr^2 - c^2 \gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (12)$$

где  $\gamma_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta$  – метрика  $d$ -мерной сферы<sup>1</sup>, а  $a$ ,  $b$  и  $c$  – произвольные функции, имеющие в предположении о наличии воронки типа «половинчатый мир» следующие асимптотики:

- при  $r \rightarrow 0$  :  $a \rightarrow 1, c \rightarrow r$ ;
- при  $r \rightarrow \infty$  :  $a \rightarrow 1, c \rightarrow r - r_0$  – см. Рисунок 2.

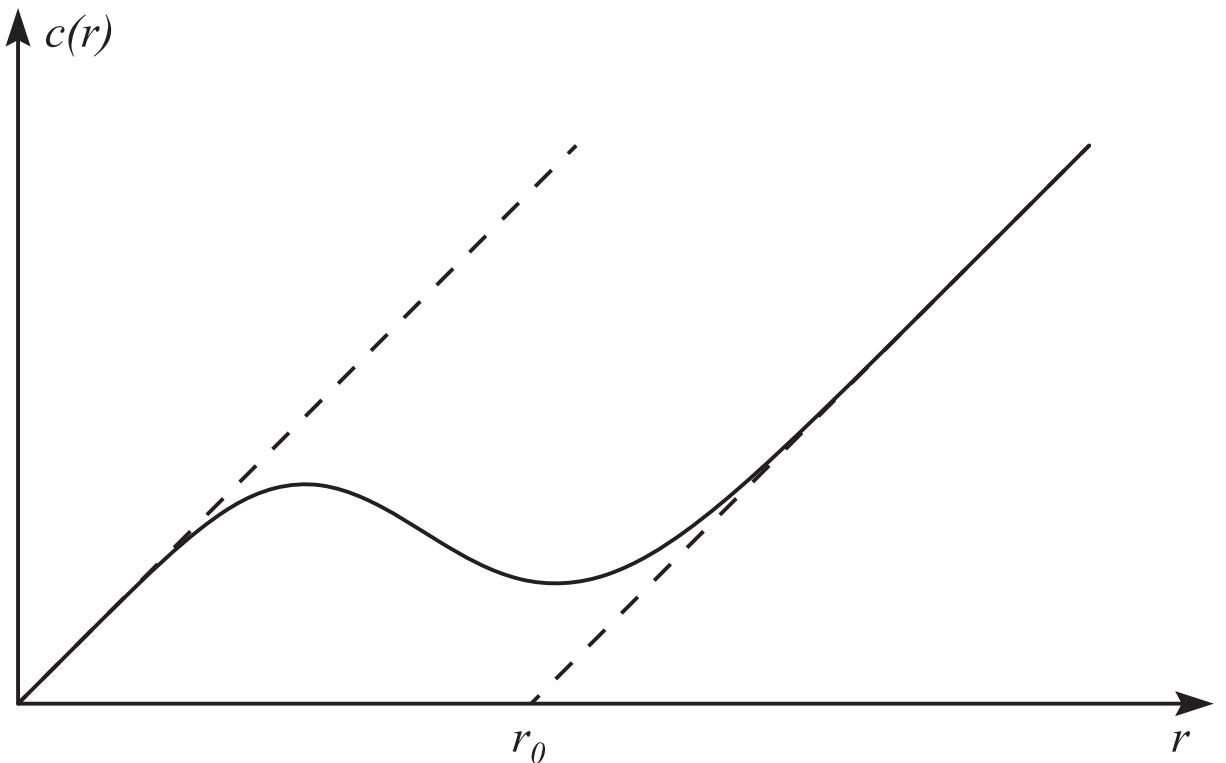


Рисунок 2 – Примерный вид функции  $c(r)$ , обеспечивающей наличие воронки.

---

<sup>1</sup> во всей работе предполагается  $d = 2$ , т.е. 4-мерное пространство-время

## 2. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА

Для дальнейшего изучения свойств искомого решения для функций  $a(r)$  и  $c(r)$  нам понадобятся уравнения Эйнштейна:

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = \kappa T_{\mu\nu}, \quad \kappa = 8\pi G, \quad (13)$$

где тензор Эйнштейна  $G_{\mu\nu}$  в случае метрики (12) принимает вид:

$$G_0^0 = -2a^2 \left[ \frac{a'c'}{ac} + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{c'}{c} \right)^2 - \frac{1}{a^2 c^2} \right) \right] - 2a^2 \frac{c''}{c}, \quad (14)$$

$$G_r^r = -2a^2 \left[ \frac{a'c'}{ac} + \frac{1}{2} \left( \left( \frac{c'}{c} \right)^2 - \frac{1}{a^2 c^2} \right) \right], \quad (15)$$

$$G_\beta^\alpha = \delta_\beta^\alpha G^\Omega, \quad (16)$$

$$G^\Omega = -a^2 \left[ \frac{a''}{a} + \left( \frac{a'}{a} \right)^2 + \left( \frac{c''}{c} + 2 \frac{a'c'}{ac} \right) \right]. \quad (17)$$

В рамках теории (1) тензор энергии-импульса  $T_{\mu\nu}$  запишется в виде:

$$T_0^0 = -F - \pi'^2 K_\pi + 2\pi'^2 \pi'' K_X, \quad (18)$$

$$T_r^r = -F + \pi'^2 K_\pi + 2\pi'^3 \left( \frac{a'}{a} + 2 \frac{c'}{c} \right) K_X - 2\pi'^2 F_X, \quad (19)$$

$$T_\beta^\alpha = \delta_\beta^\alpha T^\Omega, \quad (20)$$

$$T^\Omega = -F - \pi'^2 K_\pi + 2\pi'^2 \pi'' K_X = T_0^0. \quad (21)$$

Как видно из уравнений (14) и (15), выражения для  $G_0^0$  и  $G_r^r$  отличаются одним слагаемым, поэтому вместо уравнений отдельно на  $G_0^0$  и  $G_r^r$  разумно рассмотреть какое-то одно из них (более простое), а также уравнение на их разность.

Кроме того, из уравнения (21) следует соотношение на  $G_0^0$  и  $G^\Omega$ :

$$G_0^0 = G^\Omega. \quad (22)$$

Большинство дальнейших рассуждений основывается в первую очередь на свойстве

$$T_0^0 = T^\Omega, \quad (23)$$

которое распространяется на значительно более широкий класс теорий, чем рассмотренные в данной работе.

С учётом вышеуказанных замечаний, система уравнений Эйнштейна принимает следующий вид:

$$\begin{cases} G_0^0 = G^\Omega \\ G_0^0 - G_r^r = \kappa (T_0^0 - T_r^r) \\ G_0^0 = \kappa T_0^0 \end{cases} \quad (24)$$

## 2.1 Решение первого уравнения в квадратурах

Рассмотрим отдельно первое уравнение системы (24). Ещё раз подчеркнём, что оно не зависит от тензора энергии-импульса и выполняется во всех теориях, где верно равенство (23).

Подставив в него явный вид  $G_0^0$  и  $G^\Omega$  из выражений (14) и (17) и приведя подобные получаем:

$$\frac{a''}{a} + \left(\frac{a'}{a}\right)^2 - \frac{c''}{c} - \left(\frac{c'}{c}\right)^2 + \frac{1}{a^2 c^2} = 0. \quad (25)$$

Произведя замену переменных

$$a^2 = \gamma, \quad c^2 = u, \quad (26)$$

перепишем уравнение в следующем виде:

$$\gamma'' u - u'' \gamma + 2 = 0. \quad (27)$$

Ещё дважды заменив переменные:

$$\alpha = \frac{\gamma}{u} \quad (28)$$

$\Downarrow$

$$u^2\alpha'' + 2uu'\alpha' + 2 = 0, \quad (29)$$

$\Downarrow$

$$\beta = \alpha' \quad (30)$$

$\Downarrow$

$$u^2\beta' + 2uu'\beta + 2 = 0, \quad (31)$$

приходим к уравнению (31), общее решение однородной части которого ищется методом разделения переменных и равно

$$\beta_0 = \frac{C}{u^2}. \quad (32)$$

Частное же решение неоднородного уравнения ищется методом вариации постоянной, что приводит нас к окончательному выражению для  $\beta(r)$ :

$$\beta(r) = \frac{C - 2r}{u^2(r)}. \quad (33)$$

Теперь мы можем записать выражение для  $\alpha$  в квадратурах, а, следовательно, и для  $\gamma(r)$ :

$$\gamma(r) = u(r) \left[ \int_r^\infty \frac{2\tilde{r} - C}{u^2(\tilde{r})} d\tilde{r} + D \right] \quad (34)$$

## 2.2 Определение констант

Решение (34) является решением дифференциального уравнения второго порядка (27) и, поэтому, содержит две произвольные константы  $C$  и  $D$ . Найдём их из условий регулярности функции  $a(r)$ , а значит и  $\gamma(r)$  при  $r \rightarrow 0$  и  $r \rightarrow \infty$ :

- при  $r \rightarrow 0$  ( $\gamma \rightarrow 1, u \rightarrow r^2$ ):

$$\gamma \rightarrow 1 - \frac{C}{3} \frac{1}{r} + Dr^2 + o(r^2). \quad (35)$$

Видим, что при  $C \neq 0$  имеется расходимость  $\frac{C}{3} \frac{1}{r}$ , следовательно

$$C = 0; \quad (36)$$

- при  $r \rightarrow \infty$  ( $\gamma \rightarrow 1, u \rightarrow (r - r_0)^2$ ):

$$\gamma \rightarrow 1 + \frac{2r_0 - C}{3} \frac{1}{r - r_0} + D(r - r_0)^2 + o\left(\frac{1}{r - r_0}\right) \Rightarrow D = 0. \quad (37)$$

На этот раз расходимость вида  $D(r - r_0)^2$  присутствует при  $D \neq 0$ , откуда

$$D = 0. \quad (38)$$

Итак, используя (36) и (38), получаем окончательное выражения для  $\gamma(r)$ :

$$\gamma(r) = u(r) \int_r^\infty \frac{2\tilde{r}}{u^2(\tilde{r})} d\tilde{r}. \quad (39)$$

Последнее уравнение, в частности, означает, что мы можем задать произвольную функцию  $c(r)$  и при помощи выражения (39) получить выражение для  $a(r)$ , причём, поскольку интегрирование ведётся в положительном направлении и на всём интервале интегрирования подынтегральное выражение положительно, выражение для  $\gamma(r)$  всегда положительно и несингулярно для любой наперёд заданной положительной несингулярной функции  $c(r)$ .

## 2.3 Оставшиеся уравнения

Выпишем теперь оставшиеся уравнения системы (24), вернувшись к лагранжиану (1), поскольку в них проявляется сильная зависимость непосредственно от

рассматриваемой теории:

- $G_0^0 - G_r^r = \kappa (T_0^0 - T_r^r)$ :

$$\pi'^2 \left[ F_X - K_\pi + a^2 \left( \pi'' - 2 \frac{c'}{c} \right) K_X \right] = -\frac{1}{\kappa} a^2 \frac{c''}{c}. \quad (40)$$

- $G_0^0 = \kappa T_0^0$ :

$$\frac{F}{a^2} + \pi'^2 K_\pi - 2a(a'\pi' + a\pi'')\pi'^2 K_X = \frac{2}{\kappa} \left[ \frac{a'c'}{ac} + \frac{c''}{c} + \frac{1}{2} \left( \frac{c'^2}{c^2} - \frac{1}{a^2 c^2} \right) \right]. \quad (41)$$

Если мы теперь для простоты выберем калибровку  $\pi = r$ , эти уравнения перепишутся в виде

$$F_X = K_\pi + 2a^2 \frac{c'}{c} K_X - \frac{1}{\kappa} a^2 \frac{c''}{c}, \quad (42)$$

$$\frac{F}{a^2} = -K_\pi + 2aa'K_X + \frac{2}{\kappa} \left[ \frac{a'c'}{ac} + \frac{c''}{c} + \frac{1}{2} \left( \frac{c'^2}{c^2} - \frac{1}{a^2 c^2} \right) \right], \quad (43)$$

из чего можно сделать вывод, что в предположении известной функции  $K$  они представляют из себя выражения для функции  $F$  и её первой производной по  $X$ , то есть являются разрешимыми для широкого класса функций  $F$ .

### 3. РАДИУС ШВАРЦШИЛЬДА

#### 3.1 Метрика Шварцшильда

Для упрощения дальнейшего анализа физического смысла полученных нами результатов полезно записать асимптотическое поведение решения (39) в терминах метрики Шварцшильда:

$$g = \begin{bmatrix} \left(1 - \frac{r_s}{r}\right) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\left(1 - \frac{r_s}{r}\right)^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -r^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -r^2 \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (44)$$

Сама метрика Шварцшильда представляет из себя единственное точное вакуумное сферически симметричное решение уравнений Эйнштейна, не содержащих космологическую постоянную, то есть уравнений

$$G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 0. \quad (45)$$

Используя введённую ранее терминологию, мы можем записать метрику Шварцшильда как частный случай метрики (12) при

$$\gamma(r) = a^2(r) = 1 - \frac{r_s}{r}, \quad (46)$$

где  $r_s$  – радиус Шварцшильда:

$$r_s = 2GM = \frac{\kappa M}{4\pi}, \quad (47)$$

а  $M$  – масса, создающее искривление пространства-времени.

Здесь необходимо сделать два замечания. Во-первых, масса  $M$  – это видимая наблюдателем масса. В нормальной ситуации она совпадает с гравитационной

массой объекта, находящегося в центре системы. Мы же имеем дело с необычной конфигурацией пространства-времени, поэтому имеем право говорить лишь об эквивалентной массе, видимой стороннему наблюдателю, не привязывая её к массе физических объектов, находящихся по другую сторону воронки.

Во-вторых следует обратить отдельное внимание на предполагаемый вид функции  $c(r)$ : при  $r \rightarrow \infty$  функция  $c(r) \rightarrow r - r_0$ , где  $r_0$  – положительный параметр теории. Удалённый наблюдатель вообще говоря не должен быть осведомлён о существовании «пузыря», поэтому для него логичным выбором координат для описания системы будет не  $r$ , а эффективный радиус  $r_{eff} = r - r_0$ .

### 3.2 Радиус Шварцшильда

В разделе 2.2 мы уже выписывали асимптотику  $\gamma$  на бесконечности для произвольных констант  $C$  и  $D$  (см. (37)). Подставляя условия (36) и (38), получаем при  $r \rightarrow \infty$ :

$$a^2 \rightarrow 1 + \frac{2r_0}{3} \frac{1}{r - r_0} + o\left(\frac{1}{r - r_0}\right). \quad (48)$$

Сравнивая асимптотику (48) с выражением (46) для метрики Шварцшильда, получаем следующие значения параметров теории:

$$r_{eff} = r - r_0, \quad (49)$$

$$r_s = -\frac{2}{3}r_0, \quad (50)$$

$$M_{eff} = -\frac{8\pi}{3\kappa}r_0, \quad (51)$$

Из выражений (49)–(51) видно, что мы получили предсказанный нами результат (49) для  $r_{eff}$ . Выражение (51) для массы представляет особый интерес, поскольку стоящее в правой части выражение меньше нуля.

Таким образом, мы получили нетривиальный вывод: в самом общем случае ( в доказательстве этого утверждения мы использовали лишь асимптотику  $c(r)$  на бесконечности и свойство (23) ) сторонний наблюдатель увидит объект отрицательной массы.

Наличие вышеуказанного факта хотя и не является прямым доказательством принципиального отсутствия кротовых нор типа «полузамкнутый мир», но является довольно веским доводом, в пользу их отсутствия в непатологических теориях, обладающих свойством (23), к которым, в частности, относятся и галилеонные теории с лагранжианом (1).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с [5], в галилеонных теориях невозможно существование статической кротовой норы, ведущей из открытого плоского мира Минковского в открытый плоский мир Минковского (ни в тот же самый, ни в смежный): решения оказываются нестабильными. Поэтому в данной работе рассмотрена единственная (в предположении связи кротовой норы с наблюдаемой Вселенной) оставшаяся возможность: кротовая нора, соединяющая замкнутую Вселенную с пространством Минковского (т.е. космологические модели типа «полузамкнутый мир»).

В работе рассмотрены космологические модели обладающие симметрией (23): совпадают временнáя и угловая компоненты тензора энергии-импульса. Из требования вышеуказанной симметрии выведено общее уравнение, связывающее коэффициенты метрики.

Детальное рассмотрение асимптотик этого уравнения в предположении решения типа «полузамкнутый мир» позволяет сделать вывод об отрицательности радиуса Шварцшильда, видимого стороннему наблюдателю, что означает отрицательную эффективную массу.

Несмотря на то, что общая теория относительности не запрещает существование объектов, обладающих отрицательной массой (более того, на эту тему проводились достаточно обширные исследования, см. например [15]), предположение такого рода приводит к непривычным эффектам и является веским, хоть и нестрогим, аргументом в пользу несостоятельности рассматриваемой теории.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Morris M. S. and Thorne K. S. Am. J. Phys., vol. 56, 395 (1988)  
URL: <http://dx.doi.org/10.1119/1.15620>
- [2] Morris M. S., Thorne K. S. and Yurtsever U., Phys. Rev. Lett. vol. 61(13), 1446 (1988)  
URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.1446>
- [3] Novikov I. D., Kardashev N. S. and Shatskiy A. A., Phys. Usp., vol. 50, 965 (2007)  
URL: <http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.0177.200709g.1017>
- [4] Shatskiy A., Novikov I. D. and Kardashev N. S., Phys. Usp., vol. 51(5), 457 (2008)  
arXiv:0810.0468 [gr-qc]  
URL: <http://dx.doi.org/10.1070/PU2008v05n05ABEH006581>
- [5] Nicolis A., Rattazzi R. and Trincherini E., Phys. Rev. D vol. 79(6) 064036 (2009)  
arXiv:0811.2197 [hep-th]  
URL: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.064036>
- [6] Deffayet C., Esposito-Farèse G. and Vikman A. Phys. Rev. D vol. 79(8) 084003 (2009)  
arXiv:0901.1314 [hep-th]  
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.79.084003>
- [7] Goon G., Hinterbichler K. and Trodden M. Phys. Rev. Lett. vol. 106(23) 231102 (2011)  
arXiv:1103.6029 [hep-th]  
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.231102>

- [8] Goon G., Hinterbichler K. and Trodden M. J. Cosmol. Astropart. Phys. vol. 2011(07) 017 (2011)  
arXiv:1103.5745 [hep-th]  
<http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2011/07/017>
- [9] Kobayashi T., Yamaguchi M. and Yokoyama J Prog. Theor. Phys., vol. 126(3), 511 (2011)  
arXiv:1105.5723 [hep-th]  
<http://dx.doi.org/10.1143/PTP.126.511>
- [10] Рубаков В. А. УФН т. 184(2) 137 (2014)  
<http://dx.doi.org/10.3367/UFNr.0184.201402b.0137>
- [11] Visser M. Lorentzian Wormholes: From Einstein to Hawking, AIP Press New York, 1995
- [12] Hochberg D. and Visser M. Phys. Rev. D vol. 58(4) 044021 (1998)  
arXiv:gr-qc/9802046  
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.58.044021>
- [13] Rubakov V. A. 2015  
arXiv:1509.08808 [hep-th]
- [14] Rubakov V. A. 2016  
arXiv:1601.06566 [hep-th]
- [15] Bondi H. Rev. Mod. Phys., vol. 29, 423 (1957)  
<http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.29.423>