

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЧЕРНЫХ ДЫР В МОДЕЛИ ГРАВИТАЦИИ ХОРНДЕСКИ

*Д. А. Третьякова**

*Институт естественных наук,
Уральский федеральный университет
620083, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 19 января 2017 г.

Исследованы уравнения геодезических для решений типа черная дыра в скалярно-тензорной модели гравитации Хорндески с неминимальной кинетической связью. Определены интервалы значений параметров модели, допускающие существование ограниченных орбит. Получены ограничения на параметры модели, обеспечивающие согласие модели с наблюдательными данными по аккреции и движению тел в Солнечной системе.

DOI: 10.7868/S004445101709005X

1. ВВЕДЕНИЕ

Современные наблюдательные данные свидетельствуют о том, что Вселенная в настоящий момент переживает фазу ускоренного расширения [1]. Такое расширение описывается введением в формализм общей теории относительности (ОТО) нового компонента — темной энергии, обладающей большим отрицательным давлением [2]. На сегодняшний день наблюдательным данным наилучшим образом соответствует тривиальная модель темной энергии — космологическая постоянная Λ . Однако параметр уравнения состояния темной энергии, полученный в работе [1], равный $w_{DE_0} = -1.17(+0.13 - 0.12)$, указывает на динамическую природу темной энергии, поскольку $w_{DE\Lambda} = -1$. Таким образом, вопрос о природе ускоренного расширения Вселенной остается открытым, и для объяснения этого явления привлекаются расширенные модели гравитации.

Скалярно-тензорные модели гравитации — одно из наиболее исследованных расширений ОТО. Максимально общая модель скалярно-тензорной гравитации, приводящая к уравнениям поля второго порядка, была предложена Грегори Хорндески в рабо-

те [3]. Действие модели Хорндески с неминимальной кинетической связью имеет вид

$$S = \int dx^4 \sqrt{-g} \times \\ \times \left(\zeta R - \eta (\partial\phi)^2 + \beta G^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - 2\Lambda \right), \quad (1)$$

где $G^{\mu\nu}$ — тензор Эйнштейна, ϕ — скалярное поле, константы $\zeta > 0, \eta$ и β — параметры модели. Хотя модель может в общем случае содержать и другие члены с неминимальной кинетической связью, в данной работе мы ограничим рассмотрение указанным действием, так как большинство известных сферически-симметричных решений типа черная дыра относятся именно к указанной модели¹⁾.

Модель (1) имеет множество решений, описывающих не только компактные объекты, но и современное космологическое расширение и инфляционную стадию [5]. Более того, для $\eta \neq 0$ модель содержит решения, в которых вакуумная космологическая постоянная оказывается полностью экранированной, в то время как фоновая метрика описывает де-ситтеровскую Вселенную, с эффективной космологической постоянной, пропорциональной η/β . Таким образом, проблема малости вакуумной космологической постоянной решается в данной модели интересным образом.

Любая модификация ОТО должна удовлетворительно описывать явления в Солнечной системе и

¹⁾ Другие члены модели Хорндески с неминимальной кинетической связью также испытывают проблемы с описанием нейтронных звезд [4].

* E-mail: daria.tretiakova@urfu.ru

астрофизические явления, что накладывает строгие ограничения на возможные отклонения от ОТО. Цель данной работы — продолжить исследование модели (1) на астрономических масштабах, определить ее возможные отличия от ОТО и наложить ограничения на параметры модели из требования соответствия наблюдательным данным. Данная задача является особенно актуальной в связи с тем, что в расширенных теориях гравитации неприменима теорема Биркгофа, что приводит к существованию множества вакуумных решений. Уменьшение доступной области значений параметров модели и количество допустимых решений облегчает верификацию или фальсификацию теории с помощью наблюдений. Существенную роль здесь играет сравнение поведения модели на космологических и астрономических масштабах, так как часто требованиям, наложенным астрономическими и космологическими наблюдениями, нельзя удовлетворить одновременно, что позволяет отбросить модель, хотя она и не демонстрирует значительных отклонений от ОТО на каждом отдельно взятом масштабе [6].

Модель может быть полностью проинтегрирована для статических сферически-симметричных решений [7], множество решений типа черная дыра представлено в литературе. Отличительной особенностью таких решений является линейная зависимость скалярного поля от времени, что можно рассматривать как следствие его космологической эволюции. Хотя в общем случае в модели Хорндески действует механизм Вайнштайна, экранирующий модификации ОТО на малых масштабах, в данной модели при минимальной связи скалярного поля и материи экранирования не происходит. Решение, описывающее компактный объект, должно, таким образом, иметь плоскую или де-ситтеровскую асимптотику²⁾. Решения (1) обладают сходными свойствами, так что в работе они будут приведены к общему виду для дальнейшего рассмотрения и сравнения с наблюдательными данными.

Работа имеет следующую структуру. В разд. 2 кратко описаны свойства решений типа черная дыра в модели (1). Раздел 3 содержит оценки параметров модели — как представленные в литературе, так и полученные в данной работе. Геодезические и структура аккреционного диска исследованы в разд. 4. В конце статьи приведены выводы и обсуждение результатов.

²⁾ Де-ситтеровские и анти-де-ситтеровские решения типа черная дыра также играют большую роль в AdS/CFT и космологии бран [8].

2. СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНЫЕ РЕШЕНИЯ

Для сферически-симметричного случая

$$ds^2 = -h(r)dt^2 + \frac{dr^2}{f(r)} + r^2 d\Omega^2 \quad (2)$$

решения типа черная дыра представлены в работах [9–13]. Все решения обладают схожими свойствами и получены из приведенных уравнений:

$$f(r) = \frac{(\beta + \eta r^2)h(r)}{\beta (rh(r))'}, \quad (3)$$

$$h(r) = -\frac{\mu}{r} + \frac{1}{r} \int \frac{k(r)}{\beta + \eta r^2} dr, \quad (4)$$

$$\phi(r) = qt + \psi(r), \quad (5)$$

где μ имеет смысл массы, k определяется посредством следующего уравнения:

$$q^2 \beta (\beta + \eta r^2)^2 - (2\zeta\beta + (2\zeta\eta - \lambda)r^2)k + C_0 k^{3/2} = 0. \quad (6)$$

Здесь C_0 — константа интегрирования. Введением линейной зависимости скалярного поля от времени обеспечивается регулярность решения на горизонте [14] и нарушение «теоремы об отсутствии волос» [15]. Из-за симметрии уравнений поля метрика не зависит от времени при наличии линейной зависимости от времени скалярного поля. Для разных комбинаций параметров уравнений (3)–(5) могут быть получены различные частные решения, среди которых решение типа Шварцшильда–де Ситтера:

$$f(r) = h(r) = 1 - \frac{\mu}{r} + \frac{\eta}{3\beta} r^2, \quad (7)$$

$$q^2 = \frac{\zeta\eta + \beta\Lambda}{\beta\eta}, \quad C_0 = (\zeta\eta - \beta\Lambda) \frac{\sqrt{\beta}}{\eta}, \quad (8)$$

с нетривиальным скалярным полем. В работе [7] показано, что данное решение не является изолированным, напротив, оно принадлежит ветви решений с похожими свойствами:

$$h(r) = C - \frac{\mu}{r} + Ar^2 + \Delta, \quad \Delta = B \frac{\arctg(r\gamma)}{r\gamma}, \quad (9)$$

где асимптотически де-ситтеровским решениям соответствует $A < 0$. Авторы также находят общее де-ситтеровское решение для случая малых отклонений от (7):

$$A = -\frac{\eta}{3|\beta|}, \quad B = \frac{2(1 + \gamma^2)\epsilon}{\zeta + y}, \quad \epsilon \ll |y - 1|, \quad (10)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{|\beta|} \frac{\zeta + y}{\zeta - 3y}}, \quad C = 1 - \frac{2\epsilon}{\zeta + y}, \quad y = \frac{\Lambda|\beta|}{\eta},$$

где ϵ — малый параметр.

Выражение (9) является общей формой для всех решений модели (которые различаются между собой значениями параметров A, B, C, γ) и описывает не только де-ситтеровские решения, но и решения на фоне статической Вселенной Эйнштейна. Более того, новые решения данного типа могут быть легко сконструированы на основе приведенных уравнений по алгоритму, описанному в работе [7]. В самом деле, для величин $C_0 = 0$ и $q \neq 0$ решение имеет вид

$$A = 0, \quad C = \frac{q^2 \eta}{2\zeta \gamma^2}, \quad B = \frac{q^2 \beta}{2\zeta} \left(1 - \frac{\eta}{\beta \gamma^2}\right), \quad (11)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{\eta}{2\beta} - \frac{\Lambda}{2\zeta}}.$$

Это новое решение из класса (9), описывающее черную дыру, вложенную в статическую Вселенную Эйнштейна.

Множество ключевых свойств пространства-времени связаны с $h(r)$ и, задав вид этой функции, мы можем наложить ограничения на широкий класс решений. Однако заметим, что ограничения, полученные из наблюдательных данных, относятся только к решениям, демонстрирующим корректное асимптотическое поведение. Цель данной работы — исследовать такие решения. Таким образом, в дальнейшем будем использовать метрику в виде (9), предполагая, что результаты применимы ко всем решениям данного класса.

3. ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ

В литературе получен ряд оценок как для параметров модели (1), так и для параметров сферически-симметричных решений данной модели [10, 16–18]. Эффективная гравитационная постоянная согласно [19] имеет вид

$$\left| \frac{\dot{G}}{G} \right| = \left| \frac{-3\beta \dot{X}}{\zeta + 3\beta X} \right|, \quad X \equiv -\frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi, \quad (12)$$

где точка означает производную по времени. Поскольку в соответствии с (5) $\dot{X} = 0$, гравитационная постоянная не зависит от времени, $|\dot{G}/G| = 0$ в соответствии с ОТО. Значения ППН-параметров также не накладывают ограничений на параметры [20].

В работе [21] показано, что для $\Lambda = 0$ скорость распространения гравитационных волн в модели оказывается всегда меньше, приводя к так называемому гравитационному излучению Черенкова, что является крайне нежелательной особенностью. Следовательно, следует рассматривать сферически-симметричные решения при $\Lambda \neq 0$.

Авторы работ [16, 17] рассматривали медленно вращающиеся нейтронные звезды в модели (1) для различных уравнений состояния. Из условия существования статической конфигурации можно получить:

$$q^2 \beta < 4\zeta/3 \quad (13)$$

для $\beta > 0$, что обеспечивает максимум давления в центре нейтронной звезды. Модель воспроизводит максимальные наблюдаемые массы нейтронных звезд и астрофизические явления, связанные с ними, такие как красное смещение. Используя уравнение состояния BSK21 [16] можно получить ограничение

$$q^2 \beta < 0.027. \quad (14)$$

Однако это ограничение является несколько условным, так как точное уравнение состояния вещества нейтронных звезд неизвестно.

Стабильность решений типа черная дыра относительно возмущений скалярного поля изучена в работах [22, 23], и неустойчивостей не обнаружено. Условия стабильности для разных значений параметров модели можно найти в работе [18] при $X \neq \text{const}$ вследствие зависимости скалярного поля от координат.

Космологические решения не накладывают существенных ограничений на модель [24–26]. Для описания расширения Вселенной, аналогичного Λ CDM-модели, существует широкое семейство решений от описания темной энергии космологической постоянной до полностью динамической темной энергии, так как и X , и Λ могут играть роль темной энергии [24]. Тем не менее в работе [5] показано, что условием отсутствия духов для космологических решений является $\beta \geq 0$ и $\eta \geq 0$. Этот результат согласуется с работой [27], в которой для $\eta = -1$, $\beta > 0$, $\Lambda < 0$ показано отсутствие де-ситтеровских решений. Ниже будем рассматривать положительные значения η и β .

Вернемся к рассмотрению класса сферически-симметричных решений. Важнейшее требование к метрике черной дыры — наличие горизонта событий. Для метрики Шварцшильда–де Ситтера это условие соответствует наличию у функции $h(r)$ трех действительных корней³⁾, что выполняется при $A \in (-4/27\mu^2, 0)$. Для объекта Sgr A*⁴⁾ это требование соответствует $\eta/\beta < 4.5 \cdot 10^{-21} \text{ м}^{-2}$.

Другое требование — существование ограниченных орбит, что не всегда выполняется для метри-

³⁾ Горизонты Шварцшильда и де Ситтера соответственно.

⁴⁾ $M_{Sgr A} = 4 \cdot 10^6 M_\odot$.

ки Шварцшильда – де Ситтера. В соответствии с результатами [28] ограниченные орбиты существуют при $\eta/\beta < 16/1875\mu^2$, что для Sgr A* соответствует $\eta/\beta < 8.5 \cdot 10^{-23} \text{ м}^{-2}$.

Далее рассмотрим наблюдения в слабом поле. Один из наиболее изученных эффектов – смещение частоты сигнала спутников на орбите Земли, составляющее

$$\frac{\delta\nu}{\nu} = 1 - \sqrt{\frac{h(R+d)}{h(R)}} \approx \frac{V(R+d) - V(R)}{c^2}, \quad (15)$$

до первого порядка приближения слабого поля. Здесь d – высота орбиты спутника, R – радиус Земли, V – соответствующий гравитационный потенциал. Для метрики (9) существует дополнительное смещение, связанное с отличием $h(r)$ от решения Шварцшильда:

$$2\frac{\delta\nu}{\nu} \approx \delta_{Schw} + \delta_1 + \delta_2 = \left(\frac{\mu}{R} - \frac{\mu}{R+d}\right) + A((R+d)^2 - R^2) + (\Delta(R+d) - \Delta(R)). \quad (16)$$

Современные измерения частоты сигнала не демонстрируют отклонений от ОТО, значит, необходимо ограничить δ_1 и δ_2 исходя из точности 10^{-14} , достигнутой в эксперименте GP-A [29]. Численные оценки показывают⁵⁾, что δ_1 не превосходит точности измерений при

$$A < 2.4 \cdot 10^{-29} \text{ м}^{-2}. \quad (17)$$

Такое ограничение позволяет положить $A \approx 0$ при рассмотрении аккреции и фотонных орбит для черной дыры Sgr A* или меньшей, так как условия $Ar^2 \ll \mu/r$ и $Ar^2 \ll \Delta$ хорошо выполняются в радиусе $100r_{Schw}$ от источника. Таким образом, пренебрегая де-ситтеровским членом, получим

$$h(r) = C - \frac{\mu}{r} + \Delta. \quad (18)$$

Полученные выводы хорошо согласуются с тем фактом, что ускоренное расширение Вселенной не проявляется в Солнечной системе. Далее используем уравнение (3) для определения $f(r)$ из (18). Опуская члены, пропорциональные Ar^2 , в используемом приближении получим

$$f(r) \approx \frac{h(r)}{B+C}. \quad (19)$$

⁵⁾ $d = 15 \cdot 10^3 \text{ км}$, $M_{\oplus} = 5.97 \cdot 10^{24} \text{ кг}$, $R_{\oplus} = 6371 \text{ км}$, $G_0 = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3 \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$.

Далее выражения (18) и (19) будут использоваться для изучения движения пробных частиц в гравитационном поле черной дыры.

Прежде чем переходить к изучению геодезических, продемонстрируем дальнейшие упрощения, которые можно провести в (18). Потребуем, чтобы вклад δ_2 в смещение частоты сигнала спутника также не превосходил ошибки наблюдений. Величина δ_2 может быть ограничена параметрами B и γ , что создает неопределенность в математическом выражении ограничений на параметры, следующем из такого требования. Однако для конкретных решений можно сделать ряд выводов, к примеру рассмотрим решение (10). Решение существует при $y/\zeta \in (-1, 1/3)$. Второй множитель в выражении для γ оказывается порядка единицы, кроме особого случая $\zeta \approx 3y$. Следовательно, за исключением $\zeta \approx 3y$ можем утверждать, что $\gamma \sim \sqrt{|A|}$. Вследствие малости γ можем разложить $\arctg(r\gamma) \approx r\gamma$, так что

$$\Delta \approx B, \quad (20)$$

$$h(r) = (C+B) - \frac{\mu}{r}. \quad (21)$$

В соответствии с (19) в $f(r)$ постоянный член оказывается равным единице и конической сингулярности не возникает. Далее, поскольку $h(r)$ можно перенормировать вместе с временной координатой,

$$\begin{aligned} t &\rightarrow t\sqrt{C+B}, \\ h(r) &\rightarrow h(r)/C+B, \\ \mu &\rightarrow \mu/(C+B), \\ q &\rightarrow q/\sqrt{C+B}, \end{aligned} \quad (22)$$

решение соответствует решению Шварцшильда с нетривиальным скалярным полем из работы [10], которое не демонстрирует никаких отклонений от ОТО. Это решение активно изучалось как внешняя метрика для нейтронной звезды в модели. В соответствии с результатами было получено, что профили плотности и давления нейтронной звезды неотличимы от профилей в классическом случае с точностью до переопределения гравитационной постоянной [4]. В работе [16] также показано, что решение может быть гладко сшито с космологическим, причем эффективная космологическая постоянная $-\eta/\beta$ решений (7) и (9) та же, что и в космологическом решении.

Наконец, чтобы показать общий характер (9), рассмотрим решение из работы [10]:

$$C = 1, \quad A = \frac{\gamma^2}{3} \frac{\zeta - y}{3\zeta + y}, \quad B = \frac{(\zeta + y)^2}{4\zeta^2 - (\zeta + y)^2}, \quad (23)$$

$$\gamma = \sqrt{\eta/3\beta},$$

где, очевидно, $\gamma \sim \sqrt{A}$ в соответствии с предыдущими выводами.

4. УРАВНЕНИЯ ГЕОДЕЗИЧЕСКИХ

Черные дыры на сегодняшний день недоступны непосредственному наблюдению. Основным наблюдательным проявлением черных дыр в астрофизике является аккреция, а соответствующая наблюдаемая величина — поток излучения с поверхности аккреционного диска. Движение частиц в таком диске описывается уравнениями геодезических:

$$\left(\frac{dr}{d\varphi}\right)^2 = f(r)P(r), \tag{24}$$

$$P(r) = \left[\frac{E^2 - jh(r)}{h(r)}\right] \frac{r^4}{L^2} - r^2, \tag{25}$$

где $j = 0$ для безмассовых частиц и $j = 1$ — для массивных, E и L — энергия и момент на единицу массы пробной частицы, для ограниченных орбит $E^2 < 1$. Запишем уравнения в терминах обратного радиуса $u = r^{-1}$. При рассмотрении аккреции нас интересует область за пределами горизонта событий, так что $h(u) \neq 0$ (и $f(u) \neq 0$). Следовательно, уравнение для круговых орбит (24) имеет вид

$$P(u) = 0, P'(u) = 0, \tag{26}$$

где штрих означает производную по радиальной координате. Отметим, что круговые орбиты определяются исключительно через $h(r)$. Подставляя (18) в уравнение выше, получим

$$\mu u^3 - Cu^2 + \frac{\mu}{L^2}u - \frac{C - E^2}{L^2} - \Delta \left(u^2 + \frac{1}{L^2}\right) = 0, \tag{27}$$

$$3\mu u^2 - 2Cu + \frac{\mu}{L^2} - \Delta' \left(u^2 + \frac{1}{L^2}\right) - 2u\Delta = 0. \tag{28}$$

Можно далее упростить Δ' , приняв в рамках используемого приближения $\gamma^2/u^2 \equiv \gamma^2 r^2 \sim Ar^2$ и отбросив соответствующие члены. Выразим Δ из (27) и подставим в (28):

$$\frac{1}{(3L^2u^2+1)L^2} \left\{ -(B+C)L^4u^4 + (3E^2 - 2(B+c)) \times \right. \\ \left. \times L^2u^2 + E^2 - (B+C) \right\} = 0. \tag{29}$$

Решение этого уравнения описывает круговую орбиту:

$$u_{\pm} = \frac{\sqrt{2 \left(3\tilde{E}^2 - 2 \pm 2\sqrt{9\tilde{E}^4 - 8\tilde{E}^2} \right)}}{2L}, \tag{30}$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{\sqrt{B+C}}. \tag{31}$$

Знак «+» соответствует стабильной орбите, а «-» — нестабильной орбите. Отметим, что $A \neq 0$ подняло бы порядок уравнения (29) до шестого, что добавило бы лишь один корень, соответствующий нестабильной орбите. Круговые орбиты для массивных частиц не существуют при $E^2 \geq 8(B+C)/9$. Также для ограниченных орбит $E^2 < 1$, следовательно

$$0 < B+C < \frac{9}{8}. \tag{32}$$

Продemonстрируем пример применения этого результата. Круговые орбиты представляют собой частный случай релятивистских ограниченных орбит. Однако невозможность круговых орбит указывает на невозможность ограниченных орбит вообще. Все траектории тогда оканчиваются в сингулярности, что противоречит наблюдениям в Солнечной системе и аккреции на черные дыры [30, 31]. Соответственно, критерий (32) может быть использован для отбора адекватных наблюдениям решений (или по меньшей мере диапазонов значений параметров). Рассмотрим метрику (23) при $q = 0$. Для малой величины Λ получим $B = 1/3$, что не допускает круговых орбит. Для выполнения (32) требуется приблизительное выполнение условия $\Lambda < -17\zeta\gamma/2$. Это можно рассматривать как указание на то, что $q \neq 0$ является важным условием для существования в модели адекватных решений типа черная дыра.

Продолжим рассмотрение круговых орбит. Хотя (30) аналогично классическому выражению для круговых орбит, выражения для энергии и углового момента частицы

$$L^2 = \frac{\mu u + B - \Delta(u)}{u^2(-3\mu u - B + 2C + 3\Delta(u))}, \tag{33}$$

$$E^2 = \frac{2h(u)^2}{-3\mu u - B + 2C + 3\Delta(u)}, \tag{34}$$

отличаются. Это проиллюстрировано на рис. 1, изображающем указанные характеристики для черной дыры солнечной массы⁶⁾. Энергия частицы на круговой орбите возрастает с увеличением $B+C$, а доступный интервал энергий уменьшается. Для метрики Шварцшильда E^2 стремится к единице снизу при $r \rightarrow \infty$, так что $E^2 < 1$ для любого значения r . В случае рассматриваемой модели для $B > 0$ с ростом расстояния от источника величина E^2 становится больше единицы, так что аккреционный диск окажется оборван на достаточно больших расстояниях. Это расстояние растет с увеличением массы черной дыры, рис. 1 показывает, что для черной

⁶⁾ $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{30}$ кг.

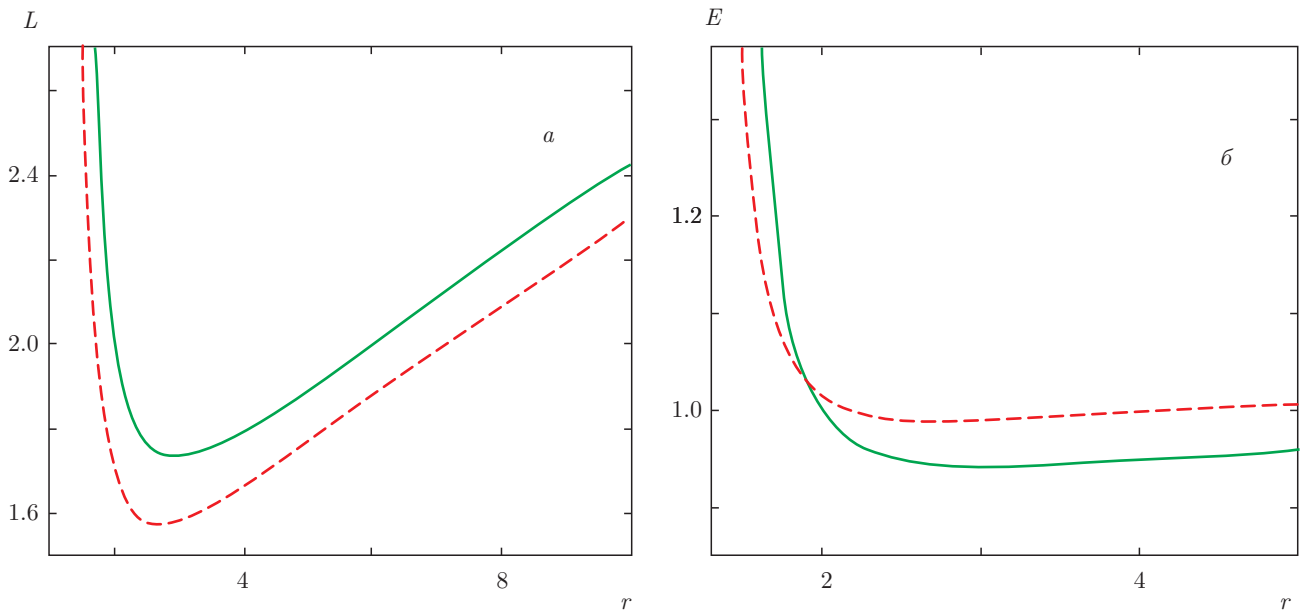


Рис. 1. Энергия (а) и угловой момент (б) пробной частицы на круговой орбите, $\mu = 2M_{\odot}G/c^2$, $C = 1$, $\gamma = 10^{-14} \text{ м}^{-2}$; $B = 0$ (сплошные линии), $1/10$ (штриховые). Допустимый по энергиям интервал уменьшается с ростом $B+C$. Расстояние изображено в единицах μ

дыры солнечной массы диск будет простираться на маленькие расстояния в несколько гравитационных радиусов. Для $B < 0$ энергия соответственно уменьшается, так что $E^2 < 1$ для произвольно больших расстояний.

Различие энергий частиц отражается на поведении частиц вблизи черной дыры. Важной характеристикой процесса аккреции является эффективность, выражаемая через энергию частицы на последней стабильной орбите:

$$\epsilon = 1 - E_{ms}. \tag{35}$$

Величина E_{ms} может быть выражена из (26) совместно с условием $P''(u) = 0$. Оценим величину ϵ для черной дыры Sgr A*, положим

$$r_{ms} \approx \frac{3\mu}{B+C}, \quad \mu = \frac{2M_{Sgr A}G}{c^2}, \quad B = 0.1, \tag{36}$$

$$C = 1, \quad \gamma = 10^{-14} \text{ м}^{-2}.$$

Эффективность аккреции ϵ уменьшается приблизительно до 1%, в то время как для метрики Шварцшильда она составляет примерно 6%.

Радиус круговой орбиты r для тех же значений E и L будет уменьшен с ростом $B+C$ (см. рис. 2, построенный для черной дыры солнечной массы). Применительно к последней стабильной орбите это означает, что r_{ms} будет меньше, чем для метрики

Шварцшильда при $B > 0$, так что аккреционный диск будет расположен ближе к черной дыре, обратное будет иметь место для $B < 0$.

Рассмотрим аккреционный диск, состоящий из частиц на круговых орбитах, медленно приближающихся к черной дыре. Поток излучения такого диска имеет вид [32]

$$K = -\frac{M_0}{4\pi\sqrt{-\det g}} \frac{\omega_{,r}}{(E - \omega L)^2} \times \int_{r_{ISCO}}^r (E - \omega L)L_{,r} dr, \tag{37}$$

$$\omega = \frac{\sqrt{\mu r + Br^2 - \Delta(r)r^2}}{\sqrt{2}}, \tag{38}$$

где ω — угловая скорость частицы на круговой орбите, E и L задаются выражениями (33), (34).

Результат изображен на рис. 2 для различных значений $B+C$. Поток излучения возрастает на величину порядка 30% для $B = 1/9$ относительно такового для метрики Шварцшильда. Поток излучения — одна из основных наблюдательных характеристик процесса аккреции [33], так что, комбинируя данные о последней стабильной орбите и потоке излучения, можно исследовать отличия от метрики Шварцшильда (при условии наличия детальных наблюдений аккреционного диска).

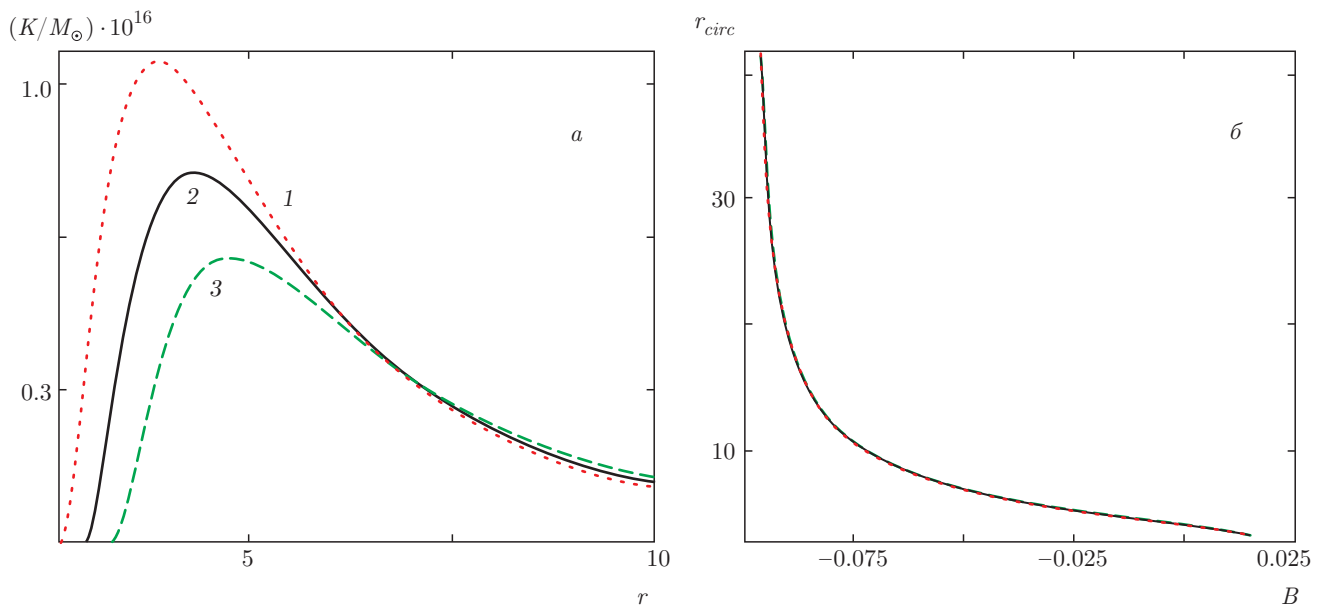


Рис. 2. а) Поток излучения ($\times 10^{16}/\dot{M}$) аккреционного диска вблизи черной дыры, $\mu = 2M_\odot G/c^2$, $C = 1$, $\gamma = 10^{-14} \text{ м}^{-2}$; $B = 1/9$ (1), 0 (2), -0.1 (3). б) Радиус r круговой орбиты для фиксированных E и L относительно B . Единица радиальной координаты μ

5. ВЫВОДЫ

Несмотря на то что рассматриваемая модель Хорндески с неминимальной кинетической связью (1) является весьма интересным кандидатом на роль теории гравитации, она содержит ряд проблем, среди которых отсутствие теоремы Биркгофа. Существование множества эквивалентных вакуумных решений требует постановки критериев отбора таких решений. Целью данной работы был поиск этих критериев и сужение допустимого диапазона значений параметров модели.

В работе рассмотрена асимптотически де-ситтеровская ветвь решений модели Хорндески с неминимальной кинетической связью. Результаты показывают, что черная дыра в такой модели может существенно отличаться от таковой в ОТО с наблюдательной точки зрения. Из требования согласия с наблюдательными данными необходимо наложить ряд ограничений: для $B + C < 0$ или $B + C > 9/8$ в пространстве-времени черной дыры (9) невозможны круговые орбиты. Из данных по смещению частоты сигнала спутникового аппарата получено ограничение $\eta/\beta < 7.2 \cdot 10^{-29} \text{ м}^{-2}$, указывающее на большие значения β , так как параметр η может быть устранен переопределением скалярного поля. Отметим, что этот результат расходится с выводами работы [34], утверждающими, что $\beta \approx 10^{-58} \text{ м}^2$ для $\eta = 1$.

Причины такого расхождения необходимо исследовать отдельно (однако заметим, что в [34] исследованы ранние стадии развития Вселенной).

В значительной степени изменяется структура аккреционного диска. В зависимости от значений параметров аккреционный диск оказывается расположен ближе или дальше по отношению к черной дыре, соответственно поток излучения либо возрастает на величину до 30% для положительных B , либо аналогично уменьшается для $B < 0$. Этот эффект может быть использован в субмиллиметровых РСДБ-наблюдениях компактных объектов, которые в обозримом будущем уже достигнут необходимого разрешения [33].

Автор благодарит С. О. Алексева за комментарии к статье.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-02-00682), Правительства РФ (контракт № 02.A03.21.0006, постановление № 211), Министерства образования и науки РФ (проект № 5719), Программой повышения конкурентоспособности Уральского федерального университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Hinshaw et al., *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 19 (2013).

2. K. Bamba, S. Capozziello, S. Nojiri, and S. D. Odintsov, *Astrophys. Space Sci.* **342**, 155 (2012).
3. G. W. Horndeski, *Int. J. Theor. Phys.* **10**, 363 (1974).
4. A. Maselli, H. O. Silva, M. Minamitsuji, and E. Berti, *Phys. Rev. D* **93**, 124056 (2016).
5. A. A. Starobinsky, S. V. Sushkov, and M. S. Volkov, *JCAP* **1606**, 007 (2016).
6. D. A. Tretyakova, B. N. Latosh, and S. O. Alexeyev, *Class. Quant. Grav.* **32**, 185002 (2015).
7. C. Charmousis and D. Iosifidis, *J. Phys. Conf. Ser.* **600**, 012003 (2015).
8. D. Birmingham and M. Rinaldi, *Mod. Phys. Lett. A* **16**, 1887 (2001).
9. M. Rinaldi, *Phys. Rev. D* **86**, 084048 (2012).
10. E. Babichev and C. Charmousis, *JHEP* **1408**, 106 (2014).
11. E. Babichev, C. Charmousis, and M. Hassaine, *JCAP* **1505**, 031 (2015).
12. A. Anabalón, A. Cisterna, and J. Oliva, *Phys. Rev. D* **89**, 084050 (2014).
13. M. Minamitsuji, *Phys. Rev. D* **89**, 064017 (2014).
14. C. Charmousis, T. Kolyvaris, E. Papantonopoulos, and M. Tsoukalas, *JHEP* **07**, 085 (2014).
15. L. Hui and A. Nicolis, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 241104 (2013).
16. A. Cisterna, T. Delsate, L. Ducobu, and M. Rinaldi, *Phys. Rev. D* **93**, 084046 (2016).
17. A. Cisterna, T. Delsate, and M. Rinaldi, *Phys. Rev. D* **92**, 044050 (2015).
18. H. Ogawa, T. Kobayashi, and T. Suyama, *Phys. Rev. D* **93**, 064078 (2016).
19. R. Kimura, T. Kobayashi, and K. Yamamoto, *Phys. Rev. D* **85**, 024023 (2012).
20. M. Hohmann, *Phys. Rev. D* **92**, 064019 (2015).
21. R. Kimura and K. Yamamoto, *JCAP* **1207**, 050 (2012).
22. M. Minamitsuji, *Gen. Rel. Grav.* **46**, 1785 (2014).
23. A. Cisterna, M. Cruz, T. Delsate, and J. Saavedra, *Phys. Rev. D* **92**, 104018 (2015).
24. E. Bellini and I. Sawicki, *JCAP* **1407**, 050 (2014).
25. E. Bellini, A. J. Cuesta, R. Jimenez, and L. Verde, *JCAP* **1602**, 053 (2016).
26. E. Bellini, R. Jimenez, and L. Verde, *JCAP* **1505**, 057 (2015).
27. E. N. Saridakis and S. V. Sushkov, *Phys. Rev. D* **81**, 083510 (2010).
28. M. J. Jaklitsch, C. Hellaby, and D. R. Matravers, *Gen. Rel. Grav.* **21**, 941 (1989).
29. R. F. C. Vessot, M. W. Levine, E. M. Mattison, E. L. Blomberg, T. E. Hoffman, G. U. Nystrom, B. F. Farrel, R. Decher, P. B. Eby, C. R. Baugher, J. W. Watts, D. L. Teuber, and F. D. Wills, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2081 (1980).
30. J. A. Muñoz, E. Mediavilla, C. S. Kochanek, E. E. Falco, and A. M. Mosquera, *Astrophys. J.* **742**, 67 (2011).
31. R. Fender and T. Belloni, *Science* **337**, 540 (2012).
32. D. N. Page and K. S. Thorne, *Astrophys. J.* **191**, 499 (1974).
33. A. Ricarte and J. Dexter, *Month. Not. Roy. Astron. Soc.* **446**, 1973 (2015).
34. S. Sushkov, *Phys. Rev. D* **85**, 123520 (2012).