ЖЭТФ, 2025, том 167, вып. 2, стр. 205–219 © 2025

МЕТОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДАТЕЛЬНОГО ПОИСКА КРОТОВЫХ НОР В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Ю. А. Моисеев [*], ***О. С. Сажина*** [**]

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 апреля 2024 г.,
после переработки 6 октября 2024 г.
Принята к публикации 7 октября 2024 г.

Исследуется возможность доказательства существования кротовых нор (КН) методами наблюдательной астрономии в ходе современных и будущих экспериментов путем обнаружения дополнительного возмущающего ускорения компонента астрофизической системы. Для этого протестированы два типа таких систем. Первый тип систем: сверхмассивные черные дыры (СМЧД) в центрах галактик как кандидаты в КН и ряд звезд, обращающихся по эллиптическим орбитам вокруг СМЧД. В данной работе рассматривается СМЧД в центре нашей Галактики. Второй тип систем: пары, состоящие из черной дыры (ЧД), которая выполняет роль кандидата в КН, и звезды (другой ЧД, нейтронной звезды, звезды класса O или класса B). В данной работе исследуются наблюдаемые пары из звезды (класса O и B) и ЧД, трактуемой как кандидат в КН. Моделируются пары из нейтронной звезды и КН. Для обоих типов систем показано, что в простой модели проходимой шварцшильдовской КН возмущающий объект (звезда), находящийся по другую сторону от горловины КН, способен вызывать значимое возмущающее ускорение объекта (звезды) на стороне наблюдателя. Также показано, что для систем первого типа этот эффект преобладает над основными конкурирующими эффектами: возмущением от окружающих звезд и от гало темной материи. Величина возмущающего ускорения, оцененная для реальных объектов, варьируется от 10^{-4} до 10^{-2} см/с^2, что в будущем при увеличении точности наблюдений позволит выявить искомый эффект. По состоянию на 2024 г. точность определения ускорения звезды в перицентре орбиты двойной системы в астрометрическом проекте Gaia, пересчитанная как функция ошибок наблюдения параметров двойной системы (масс каждой компоненты, эксцентриситета орбиты, периода), уже сопоставима с предсказываемой моделью расчетной величиной искомого эффекта. В синтетических системах, состоящих из проходимой КН, возмущающего объекта (звезды) по ту сторону от горловины КН и нейтронной звезды на стороне наблюдателя, при специальном подборе масс и параметров орбит эффект возмущающего ускорения достигает величин порядка 1.5 см/с^2, что делает исследуемый эффект критически значимым для поиска КН в нашей Галактике.

DOI: 10.31857/S0044451025020051

1. ВВЕДЕНИЕ

Кротовые норы (КН) представляют собой пространственно-временные структуры, обладающие нетривиальной топологией. Так, КН могут связывать точки пространства-времени, значительно удаленные друг от друга, а также служить «мостами» между различными вселенными в космологической модели, основанной на понятии мультивселенной. Как и решения типа «черная дыра» (ЧД), КН являются решением уравнений общей теории относительности (ОТО), а также естественно появляются в широком классе различных моделей расширенной гравитации.

Впервые решение КН было предложено Эйнштейном и Розеном [1] как «мост Эйнштейна – Розена»; сам термин был предложен в работе Мизнера и Уилера [2]. В настоящее время существует много теоретических механизмов образования КН в ранней Вселенной и поддержания их устойчивости, в том числе устойчивой проходимой горловины [3]. Механизмы формирования и устойчивости таких объектов зависят от конкретной теории.

[*] E-mail: moiseev.ia20@physics.msu.ru
[**] E-mail: cosmologia@yandex.ru

В силу подтвержденного косвенными и прямыми методами существования астрофизических ЧД широкого спектра масс становится актуальной задача поиска КН наблюдательными методами астрофизики, а также задача различения ЧД и КН с помощью высокоточных астрономических наблюдений. Последняя задача состоит из двух частей: 1) теоретическое обоснование эффектов, которые должны быть различны при наблюдениях ЧД и КН, 2) оценка текущих возможностей наблюдательной базы и исследование будущих перспектив по улучшению точности наблюдений. К наиболее исследуемым в последнее время теоретическим эффектам относятся, прежде всего, гравитационно-волновой канал проявления КН, в том числе в теориях расширенной гравитации, исследования теней КН и ЧД, исследование аккреции на КН, в том числе в силу отличия траекторий движения в разных метрических пространствах ЧД и КН (см. [4–8] и ссылки в этих статьях) и т. д.

В данной работе рассматривается один из важнейших теоретических эффектов, связанный с так называемой проходимостью КН (свойство, допустимое в широком классе моделей этих объектов). Далее этот эффект исследуется на реальных астрофизических данных и в синтетических астрофизических системах с широким диапазоном параметров.

Поиск проходимых КН представляет особый интерес с точки зрения поиска наблюдательных проявлений этих объектов, поскольку в этом случае гипотетически может наблюдаться ряд электромагнитных эффектов или гравитационные эффекты от объектов, находящихся по другую сторону горловины КН. Теория проходимых КН была сформулирована Бронниковым [9] и далее активно изучалась в ряде работ [8–14].

В случае проходимой КН массивные объекты, находящиеся по ту сторону горловины (здесь и далее «сторона 2»), должны оказывать влияние на объекты, находящиеся по эту сторону горловины (здесь и далее «сторона 1»), т. е. где расположен наблюдатель. Это происходит по той причине, что для проходимой КН излучение (скалярное, электромагнитное, гравитационное) с необходимостью должно рассматриваться в совокупной системе, состоящей из двух частей (стороны 1 и 2), но не в каждой части по отдельности [15].

В данной работе рассмотрены возможные наблюдаемые проявления гравитационных эффектов в астрофизических системах с гипотетической КН. Так, при наличии нестационарного гравитационного источника на стороне 2 (например, массивной звезды, вращающейся с некоторым эксцентриситетом и на некотором расстоянии вокруг КН на стороне 2, см. рис. 1) для наблюдателя на стороне 1 картина гравитационных возмущений не будет статической.

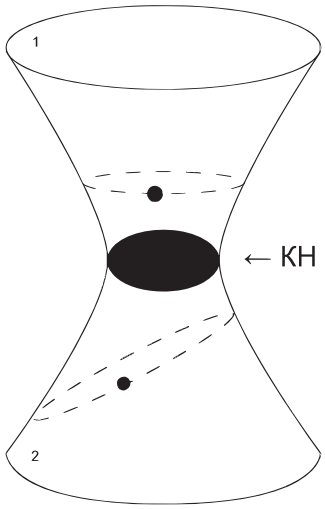

Рис. 1. Наглядное представление исследуемой конфигурации. Проходимая КН соединяет две копии пространства Шварцшильда; в двух областях пространства 1 и 2 на орбите вокруг КН обращаются звезды. Движение звезды в области пространства 1 будет отличаться от шварцшильдовского из-за вносимого эффекта аномального ускорения

Отметим здесь, что, следуя работе [15], мы предполагаем сферически-симметричный фон и учитываем тот факт, что возмущения, возникающие в силу эллиптичности орбиты объекта на стороне 2, позволяют рассматривать дополнительные ускорения для объекта на стороне 1. (Другими словами, симметрия нарушается, теорема Биркгофа перестает быть применимой.) Таким образом, траектории массивных объектов на стороне 1 должны испытывать влияние распределения масс на стороне 2. Потенциальная возможность астрофизических наблюдений таких возмущений зависит как от конфигурации объектов на сторонах 1, 2 относительно горловины КН, так и от имеющихся точностей определения ускорений соответствующих массивных тел.

Поскольку КН, как и ЧД, ассоциируются с системами с экстремальным состоянием вещества, то следует проводить оценки соответствующих возмущающих ускорений для систем, которые согласно современным наблюдениям заведомо содержат ЧД. Другими словами, поиск возмущающих ускорений следует проводить для массивных объектов (звезд) вблизи известных сверхмассивных черных дыр (СМЧД), а также для двойных ЧД, пар из ЧД и нейтронной звезды, пар из ЧД и звезды класса O

или класса B (широкие двойные системы позволяют в простой модели не учитывать аккрецию). Подобные оценки могут предоставить весомые астрофизические аргументы по различению КН и ЧД.

Помещая на стороне 2 возмущающий объект (звезду), варьируя его массу и расстояние до гипотетической КН, мы получаем оценки величины исследуемого эффекта. В данной работе для указанного анализа были выбраны следующие звезды и системы:

- система, состоящая из СМЧД SgrA* в центре нашей Галактики как кандидата в проходимую КН и одной из звезд вблизи галактического центра: S2, S21, S23, S4711, S4, S62;
- широкая двойная система VFTS-243, представляющая собой массивную звезду класса O с массой $25M_\odot$, которая вращается вокруг темного объекта (гипотетической КН) с оцененной массой $9M_\odot$ и орбитальным периодом 10.4 сут [16];
- широкая двойная система LB-1, представляющая собой звезду класса B, которая вращается вокруг темного объекта (гипотетической КН) с оцененной массой $68M_\odot$ и орбитальным периодом 78.9 сут [17] (здесь следует отметить, что, согласно данным работы [20], есть наблюдательные указания, что данная система может оказаться тройной, но мы тем не менее включаем ее в рассмотрение, поскольку вывод о наличии трех компонент у LB-1 находится на стадии обсуждения и к настоящему времени не является окончательно подтвержденным),

а также синтетические системы с различным набором параметров (типовых и экстремальных), состоящие из ЧД (гипотетической КН) и нейтронной звезды.

Статья организована следующим образом. Раздел 1 содержит введение в проблему и краткое описание представленных в статье результатов в контексте общемировых результатов. В разд. 2 описаны известные гравитационные возмущения для простейшей КН Шварцшильда, на основе которых представлена формула дополнительного ускорения, а также показано схематическое изображение конфигурации объектов задачи. В разд. 3 приведены наблюдательные данные исследуемых астрофизических систем и вычислены соответствующие возмущающие ускорения. Результаты представлены в виде следующих зависимостей: «возмущающее ускорение — масса возмущающего объекта», «возмущающее ускорение — большая полуось возмущающего объекта». Раздел 4 посвящен анализу построенных авторами синтетических систем, представляющих собой пары «КН — нейтронная звезда». Результаты представлены в виде графиков. В разд. 5 приводится общий вид простейшей оценки точности измерения ускорения звезды в перицентре орбиты двойной системы, которая применяется для получения конкретных значений для данных Gaia и далее сравнивается с полученной величиной аномального ускорения. В разд. 6 обсуждаются методы наблюдения искомого аномального ускорения: приводится величина ускорения в терминах углового смещения, а также приводится расчет изменения большой полуоси возмущенного объекта из-за аномального ускорения (в общем виде пригодном для использования в дальнейших работах). В разд. 7 исследуется вопрос об основных конкурирующих эффектах: возмущающее ускорение от однородного и неоднородного плоского звездного диска, а также обсуждается пренебрежение влиянием темной материи (ТМ). Раздел 8 и Заключение посвящены обсуждению полученных в работе результатов и перспектив дальнейшей работы.

2. ГРАВИТАЦИОННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ДЛЯ КН ШВАРЦШИЛЬДА

Следуя работе [15], введем ряд упрощающих предположений для формулы вариации ускорения объекта на стороне 1, вызванного объектом на стороне 2. (В дальнейшем всюду под «объектом» будем понимать звезду.)

Рассмотрим два асимптотически плоских пространства-времени, соединенных простейшей проходимой КН Шварцшильда. Рассмотрим монопольные возмущения в виде [21–23]

$$h_{tt} = \frac{2\mu}{r} H(r - R_2) + \frac{2\mu}{R_2} H(R_2 - r); \tag{1}$$

$$h_{rr} = \frac{2\mu r}{(r - r_g)^2} H(r - R_2). \tag{2}$$

Здесь μ — эффективная масса звезды на стороне 2; $H(\cdot)$ — функция Хевисайда; R_2 — радиус орбиты звезды на стороне 2; h_{tt} и h_{rr} — временная и пространственная компоненты метрики соответственно.

Будучи в рамках модели тонкой оболочки и достаточно короткого туннеля между сторонами 1 и 2, можно использовать условие

сшивки компонент (1), (40) на горловине КН $r = R$ следующим образом. Компоненты возмущения на стороне 1 и 2 равны соответственно

$$h^1_{tt}(r_1) = \frac{2b_{tt}}{r_1},\ \ h^1_{rr}(r_1) = \frac{2b_{rr}r_1}{(r_1 - r_g)^2};$$

$$h^2_{tt}(r_2) = h_{tt}(r_2) + \frac{2a_{tt}}{r_2},\ \ h^2_{rr}(r_2) = h_{rr}(r_2) + \frac{2a_{rr}r_2}{(r_2 - r_g)^2},$$

где r_1, r_2 — радиальные координаты на стороне 1 и 2 соответственно.

Из условия сшивки на горловине КН

$$b_{tt} = -a_{tt} = \mu\frac{R}{R_2},\ \ b_{rr} = -a_{rr} = \mu\frac{R}{R_2}.$$

Здесь R — радиус горловины КН.

Наличие ненулевого компонента b_{tt} приводит к существованию дополнительного ускорения возмущаемой звезды:

$$a \approx -\mu\frac{R}{R_2}\frac{1}{r_1^2}. \tag{3}$$

Без ограничения общности можно считать, что возмущаемая звезда расположена достаточно далеко от горловины КН.

Эллиптическая орбита звезды на стороне 2, очевидно, не может быть представлена одним монополем, поэтому вариация ускорения будет иметь вид, см. также формулу (13) в [28]:

$$\Delta a = \mu\Big(\frac{R}{r_p} - \frac{R}{r_a}\Big)\frac{1}{r_1^2}. \tag{4}$$

Здесь r_p — радиус перицентра орбиты возмущающей звезды на стороне 2, r_a — радиус апоцентра орбиты возмущающей звезды на стороне 2, r_1 — радиальная координата на стороне 1, R — радиус горловины КН.

Схематическое изображение рассматриваемой конфигурации представлено на рис. 1.

В пределе КН Шварцшильда, когда радиус горловины КН стремится к радиусу горизонта событий, эффект наличия возмущающего ускорения сохраняется [15].

3. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

В качестве наблюдательных данных (в силу наличия большого числа подтвержденных высокоточных наблюдений) была выбрана система СМЧД SgrA* в центре Галактики и достаточно хорошо изученные звезды вблизи галактического центра: S2, S21, S23, S4711, S4, S62. СМЧД рассматривалась как кандидат в КН. Оцененная масса центральной СМЧД SgrA* $M = (4.1 \pm 0.2) \cdot 10^6 M_\odot$.

Также в качестве наблюдательных данных были выбраны широкие двойные системы звезд VFTS-243 и LB-1. Система VFTS-243 представляет собой пару из массивной звезды класса O с массой $25M_\odot$, которая вращается вокруг темного объекта с оцененной массой $9M_\odot$ и орбитальным периодом 10.4 сут [16]. Система LB-1 представляет собой пару из звезды класса B, которая вращается вокруг темного объекта с оцененной массой $68M_\odot$ и орбитальным периодом 78.9 сут [17]. (В случае уверенного подтверждения тройственности данной системы в дальнейшем будет необходимо включить в рассмотрение возмущающее воздействие третьей компоненты.) Как уже было отмечено, широкие системы выбраны с целью пренебречь эффектом аккреции.

Обе системы VFTS-243 и LB-1 обладают малыми эксцентриситетами ($e < 0.029$ и $e = 0.03 \pm 0.01$ соответственно), следовательно, оценка сверху для возмущающего ускорения для этих звезд (основанная на перицентрическом расстоянии звезды на стороне 1) не превышает оценку для S2, обладающей большим эксцентриситетом, см. рис. 2 (левая панель), где показана зависимость возмущающего ускорения (4) для звезд S2, LB-1, VFTS-243 (на стороне 1) от массы возмущающей звезды (на стороне 2). Параметры возмущающей звезды приведены в табл. 1.

Как видно из рис. 2 (левая панель), ускорение растет с увеличением массы возмущающей звезды, и для SgrA* (S2) достигает $3.032 \cdot 10^{-4}$ см/с^2 при массе возмущающей звезды $50M_\odot$.

Еще больший интерес с точки зрения возможности обнаружить возмущающее ускорение представляет звезда S62. Так, вычисленное возмущающее ускорение достигает $1.416 \cdot 10^{-2}$ см/с^2 при массе возмущающей звезды $50M_\odot$, см. рис. 2 (правая панель), что уже сопоставимо с текущими точностями астрометрического проекта Gaia (см. разд. 5).

Однако по состоянию на 2024 г. точности наблюдений орбитальных параметров звезды S62, к сожалению, недостаточно для надежного определения ее ускорения с целью сопоставить его с полученными оценками для возмущающего ускорения.

Аналогичная зависимость представлена на рис. 3 (левая панель) для сравнения S2 со звездами S21, S23, S4711, S4.

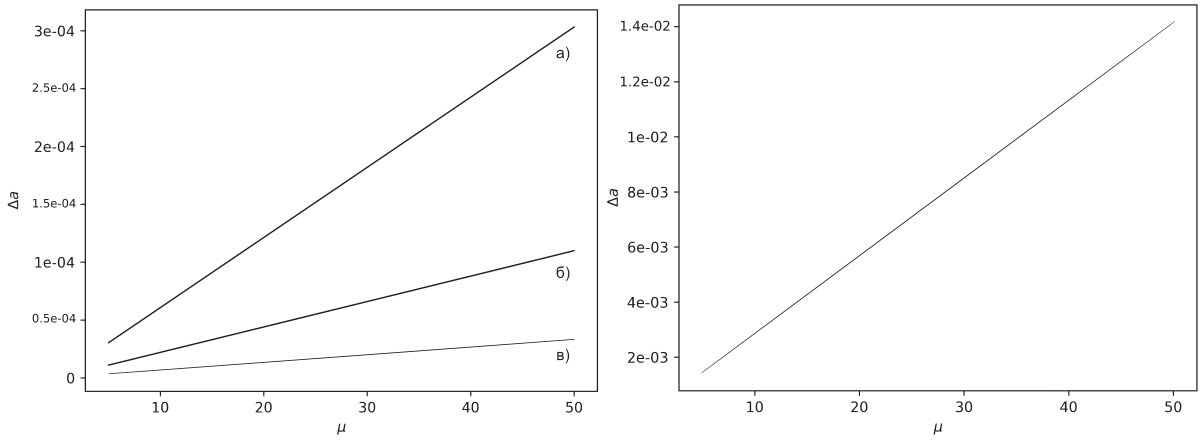

Рис. 2. Зависимости возмущающего ускорения Δa [см/с^2] (4) для звезд S2 (*а*), LB-1 (*б*), VFTS-243 (*в*) (*слева*) и S62 (*справа*) от массы возмущающей звезды μ (в единицах $M_\odot$). Большая полуось орбиты возмущающей звезды 1.5 а.е., эксцентриситет орбиты 0.7

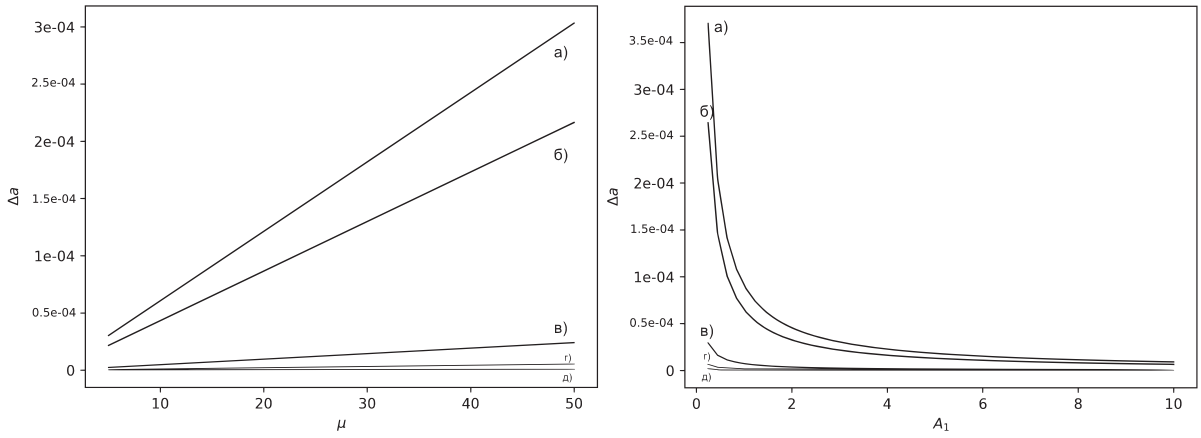

Рис. 3. *Слева*: Зависимости возмущающего ускорения Δa [см/с^2] (4) для звезд S2 (*а*), S21 (*б*), S23 (*в*), S4711 (*г*), S4 (*д*) от массы возмущающей звезды μ (в единицах $M_\odot$). Большая полуось орбиты возмущающей звезды 1.5 а.е., эксцентриситет орбиты 0.7. *Справа*: Зависимости возмущающего ускорения Δa [см/с^2] (4) для звезд S2 (*а*), S21 (*б*), S23 (*в*), S4711 (*г*), S4 (*д*) от величины большой полуоси A_1 [а.е.] возмущающей звезды

Таблица 1. Максимальное возмущающее ускорение Δa_{max} [см/с^2] (4) и параметры исследуемых астрофизических систем. Введены следующие обозначения для параметров орбиты: перицентрическое расстояние r_p [а.е.], эксцентриситет e, большая полуось A [а.е.], удаленность D [кпк]. Значения округлены; точность параметров см. в [16–19]

	S2	S21	S23	S4711	S4	S62	VFTS-243	LB-1
r_p	121.3727	430.5277	927.2956	143.6561	1812.5372	17.7619	1.4705	0.2900
e	0.8839	0.764	0.56	0.768	0.3905	0.976	0.025	0.03
Δa_{max}	$3.702 \cdot 10^{-4}$	$2.943 \cdot 10^{-5}$	$6.343 \cdot 10^{-6}$	$2.643 \cdot 10^{-4}$	$1.660 \cdot 10^{-6}$	$1.416 \cdot 10^{-2}$	$1.099 \cdot 10^{-4}$	$3.324 \cdot 10^{-5}$
D	7.9	7.9	7.9	7.9	7.9	7.9	49.1	2.3
Параметры возмущающего объекта								
A	1.5							
e	0.7							

Зависимость возмущающего ускорения для звезд S21, S23, S4711, S4 в сравнении с S2 от величины большой полуоси возмущающей звезды представлены на рис. 3 (правая панель), где наглядно демонстрируется, что чем меньше величина большой полуоси орбиты возмущающей звезды, тем большее влияние оказывает возмущающая звезда, расположенная по ту сторону горловины КН.

В табл. 1 сведены все параметры рассматриваемых астрофизических систем.

4. СИНТЕТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

С целью найти набор параметров орбит, при котором искомое аномальное ускорение наблюдалось бы на текущем уровне точностей, был построен ряд синтетических систем пар «КН — нейтронная звезда». Другими словами, параметры орбит подбирались таким образом, чтобы искомый эффект был наибольшим, см. рис. 4.

Синтетическая двойная система строилась следующим образом. Первая компонента пары — КН массой $5M_\odot$, вторая компонента пары — нейтронная звезда массой $1.4M_\odot$. Двойная система имеет период обращения 1.5 ч. Параметры модельной возмущающей звезды: эксцентриситет орбиты $e = 0.4$, период обращения 1 сут. При таких параметрах величина возмущающего ускорения может достигать 1.148 см/с^2.

Далее, если зафиксировать массу возмущающей звезды в $50M_\odot$, то при том же эксцетриситете ее орбиты $e = 0.4$ величина возмущающего ускорения может достигать 1.683 см/с^2.

Представим результаты моделирования для типовых параметров, но подобранных для достижения максимального эффекта. В такой модели также имеет место двойная система: первая компонента пары — КН массой $5M_\odot$, вторая компонента — нейтронная звезда массой $1.4M_\odot$. Пусть двойная система имеет период обращения 0.5 сут. Параметры модельной возмущающей звезды: эксцентриситет орбиты $e = 0.4$, период обращения 1.5 сут. В этом случае величина возмущающего ускорения может достигать 0.038 см/с^2. Если снова зафиксировать массу возмущающего объекта теперь уже $8M_\odot$, то при том же эксцентриситете его орбиты $e = 0.4$ величина возмущающего ускорения может достигать 0.339 см/с^2, см. рис. 5.

Наконец, построим аналогичные модельные зависимости для различных периодов двойной системы, см. рис. 6.

Теперь зафиксируем возмущающее ускорение на некотором уровне и вычислим соответствующие параметры системы. Приведем параметры двойной системы и возмущающей звезды, при которых величина возмущения ускорения составит 10^{-3} см/с^2; также для простоты будем считать орбиту возмущаемой звезды круговой. Для случая, если гипотетическая КН реализуется вместо СМЧД, набор параметров следующий: масса КН равна $10^6 M_\odot$, перицентрическое расстояние звезды на стороне 1 равно 10 а.е., масса возмущающей звезды на стороне 2 равна $10M_\odot$, эксцентриситет орбиты возмущающей звезды равен $e = 0.5$, большая полуось орбиты возмущающей звезды равна 32 а.е. Для случая гипотетической КН звездной массы набор параметров следующий: масса КН равна $10M_\odot$, перицентрическое расстояние звезды на стороне 1 равно 0.1 а.е., масса возмущающей звезды на стороне 2 равна $10M_\odot$, эксцентриситет орбиты возмущающей звезды равен $e = 0.5$, большая полуось орбиты возмущающей звезды равна 3.2 а.е.

5. ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ УСКОРЕНИЯ ЗВЕЗДЫ В ПЕРИЦЕНТРЕ ОРБИТЫ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ ПО ДАННЫМ GAIA

Для того чтобы сопоставить величину теоретически расчитанного в этой работе аномального ускорения с современными инструментальными возможностями, получим выражение для ускорения звезды в перицентре орбиты в двойной системе и погрешность его определения, исходя из современной точности определения входящих в него параметров.

В этом разделе все параметры относятся к КН и возмущаемой звезде на стороне 1.

Ускорение звезды в перицентре равно

$$a = \frac{GM}{r_p^2},$$

где M — масса предполагаемой КН, $r_p = A(1-e)$ — радиус перицентра, A — большая полуось орбиты звезды.

По третьему закону Кеплера

$$P^2 = \frac{4\pi^2 A^3}{G(M+m)},$$

где P — период обращения звезды в двойной системе, m — масса звезды.

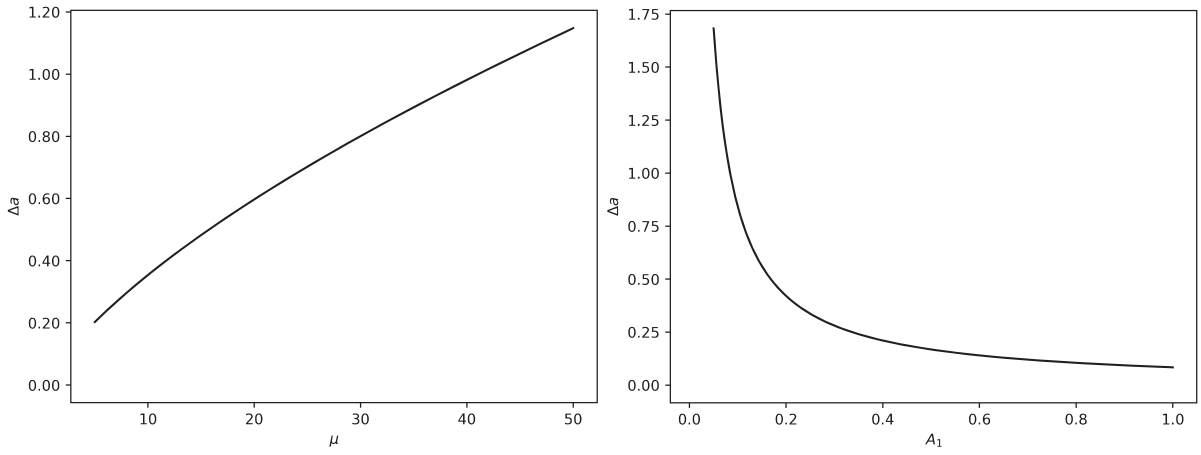

Рис. 4. *Слева*: Зависимость возмущающего ускорения $\Delta a\,[\text{см}/\text{с}^2]$ (4) для модельной звезды на стороне 1 от массы возмущающей звезды μ на стороне 2 (в единицах $M_\odot$) для экстремального набора параметров (см. разд. 4). *Справа*: Зависимость возмущающего ускорения $\Delta a\,[\text{см}/\text{с}^2]$ (4) для модельной звезды на стороне 1 от величины большой полуоси возмущающей звезды A_1 [а. е.] на стороне 2 для экстремального набора параметров

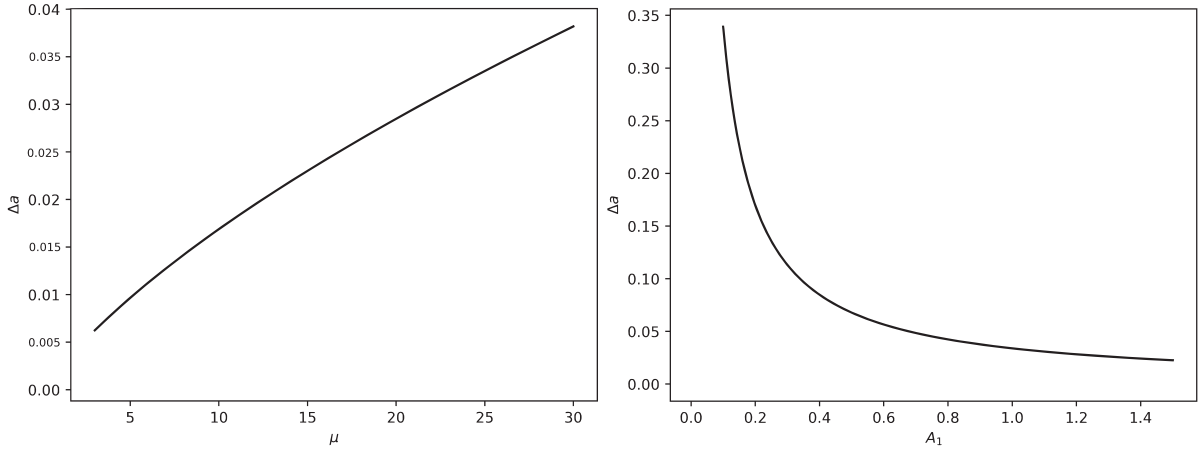

Рис. 5. *Слева*: Зависимость возмущающего ускорения $\Delta a\,[\text{см}/\text{с}^2]$ (4) для модельной звезды на стороне 1 от массы возмущающей звезды μ на стороне 2 (в единицах $M_\odot$) для типового набора параметров (см. текст, раздел 4). *Справа*: Зависимость возмущающего ускорения $\Delta a\,[\text{см}/\text{с}^2]$ (4) для модельной звезды на стороне 1 от величины большой полуоси A_1 [а. е.] возмущающей звезды на стороне 2 для типового набора параметров

Таким образом, ускорение звезды можно представить в следующем виде:

$$a = \frac{GM}{(1-e)^2}\Big(\frac{P^2G(M+m)}{4\pi^2}\Big)^{-\frac{2}{3}}.$$

Погрешность косвенного измерения оценим следующим образом:

$$\sigma_a = \sqrt{\Big(\frac{\partial a}{\partial M}\sigma_M\Big)^2+\Big(\frac{\partial a}{\partial m}\sigma_m\Big)^2+\Big(\frac{\partial a}{\partial P}\sigma_P\Big)^2+\Big(\frac{\partial a}{\partial e}\sigma_e\Big)^2},$$

$$\frac{\partial a}{\partial M} = \frac{\pi(16\pi G)^{\frac{1}{3}}\Big((M+m)^{\frac{2}{3}} - \frac{2M}{3(M+m)^{\frac{1}{3}}}\Big)}{(1-e)^2P^{\frac{4}{3}}(M+m)^{\frac{4}{3}}},$$

$$\frac{\partial a}{\partial m} = -\frac{2\pi(16\pi G)^{\frac{1}{3}}M}{3(1-e)^2P^{\frac{4}{3}}(M+m)^{\frac{5}{3}}},$$

$$\frac{\partial a}{\partial P} = \frac{4^{\frac{5}{3}}\pi(\pi G)^{\frac{1}{3}}M}{3(1-e)^2(M+m)^{\frac{2}{3}}P^{\frac{7}{3}}},$$

$$\frac{\partial a}{\partial e} = \frac{2\pi(16\pi G)^{\frac{1}{3}}}{(1-e)^3P^{\frac{4}{3}}(M+m)^{\frac{2}{3}}}.$$

Величины $\sigma_M, \sigma_m, \sigma_P, \sigma_e$ определяются для конкретного объекта в ходе наблюдений.

По данным астрометрического проекта Gaia наблюдений ЧД укажем текущую точность в опреде-

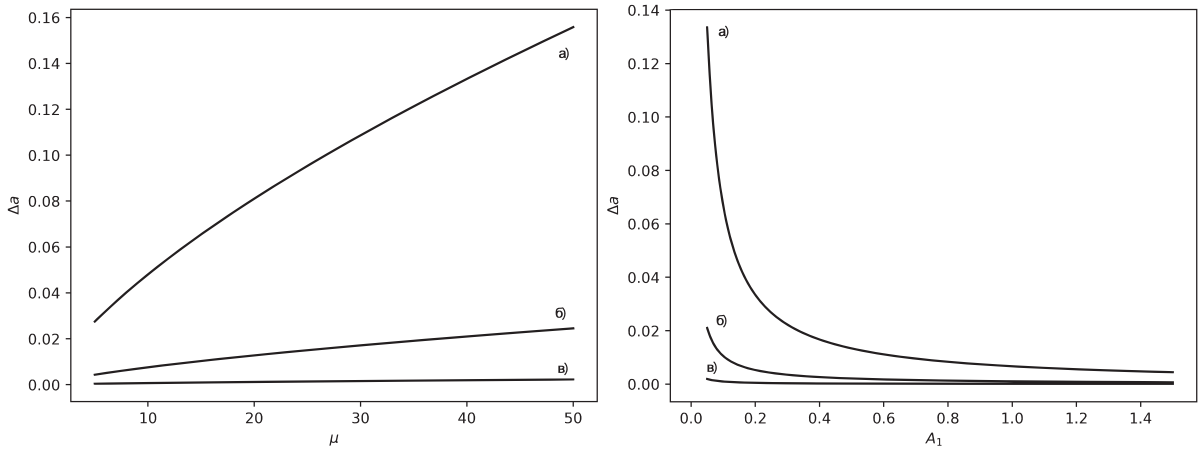

Рис. 6. *Слева*: Зависимости возмущающего ускорения Δa [см/с^2] (4), которое создает звезда на стороне 2, от массы этой звезды μ (в единицах $M_\odot$). Масса КН $5M_\odot$, масса нейтронной звезды (звезды-компаньона КН) $1.4M_\odot$. Периоды системы: 3 ч (*а*), 0.5 сут (*б*), 3 сут (*в*). Максимальная величина возмущающего ускорения $\Delta a = 1.558 \cdot 10^{-1}$ см/с^2 для массы возмущающего объекта $50M_\odot$. *Справа*: Зависимости возмущающего ускорения Δa [см/с^2] (4), которое создает звезда массой $10M_\odot$ на стороне 2, от большой полуоси A_1 [а. е.] этой звезды. Эксцентриситет орбиты возмущающего объекта $e = 0.4$. Масса КН $5M_\odot$, масса нейтронной звезды (звезды-компаньона КН) $1.4M_\odot$. Периоды системы: 3 ч (*а*), 0.5 сут (*б*), 3 сут (*в*)

лении погрешности исследуемого ускорения согласно полученным формулам.

Объект Gaia BH1 [24]. Параметры системы: $M = 9.62 \pm 0.18M_\odot$, $m = 0.93 \pm 0.05M_\odot$, $e = 0.451 \pm 0.005$, $P = 185.59 \pm 0.05$ сут.

Квадрат величины погрешности ускорения (в см/с^2):

$$(\sigma_a)^2 = (7.0 \cdot 10^{-2})^2 + (3.0 \cdot 10^{-2})^2 + (3.4 \cdot 10^{-3})^2 + \\ + (1.7 \cdot 10^{-1})^2 = 1.9 \cdot 10^{-1}.$$

Здесь следует отметить, что объект Gaia BH1, возможно, является широкой тройной системой [25] и, следовательно, необходимы отдельные исследования для проверки компактного (темного) объекта этой системы на принадлежность к КН.

Объект Gaia BH2 [26]. Параметры системы: $M = 8.94 \pm 0.34M_\odot$, $m = 1.07 \pm 0.19M_\odot$, $e = 0.5176 \pm 0.0009$, $P = 1276.7 \pm 0.6$ сут.

Квадрат величины погрешности ускорения (в см/с^2):

$$(\sigma_a)^2 = (1.4 \cdot 10^{-2})^2 + (1.1 \cdot 10^{-2})^2 + (5.7 \cdot 10^{-4})^2 + \\ + (3.4 \cdot 10^{-3})^2 = 1.8 \cdot 10^{-2}.$$

Объект Gaia BH3 [27]. Параметры системы: $M = 32.7 \pm 0.82M_\odot$, $m = 0.76 \pm 0.05M_\odot$, $e = 0.7291 \pm 0.0048$, $P = 4253.1 \pm 98.5$ сут.

Квадрат величины погрешности ускорения (в см/с^2):

$$(\sigma_a)^2 = (8.3 \cdot 10^{-3})^2 + (9.5 \cdot 10^{-4})^2 + (2.9 \cdot 10^{-2})^2 + \\ + (3.4 \cdot 10^{-2})^2 = 4.5 \cdot 10^{-2}.$$

Отметим, что погрешность для всех трех объектов все еще превышает среднее ожидаемое для искомого эффекта, однако значительно лучше имеющихся точностей для большинства объектов в галактическом центре, а также позволяет уверенно различать искомый эффект для рассмотренных синтетических систем.

6. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО УСКОРЕНИЯ

6.1. Величина аномального ускорения в угловой мере

Для удобства анализа величины аномального ускорения звезд вблизи центра Галактики заметим, что 1 мс/год^2 = 0.1203 см/с^2 (для расстояния около 8 кпк).

В табл. 2 указано ожидаемое аномальное ускорение в терминах аномального углового смещения.

6.2. Эффект изменения большой полуоси

Следуя работе [28], для стратегии поиска возмущений укажем метод измерения изменений орбитального периода звезды, наблюдаемой на стороне 1. Величину орбитального периода можно

Таблица 2. Максимальное возмущающее ускорение Δa_{max} [мс/год^2] (4) в терминах аномального углового смещения для звезд вблизи центра Галактики. Введены следующие обозначения для параметров орбиты: перицентрическое расстояние r_p [а. е.], эксцентриситет e, удаленность D [кпк]. Значения округлены; точность параметров см. в [16–19]

	S2	S21	S23	S4711	S4	S62
r_p	121.3727	430.5277	927.2956	143.6561	1812.5372	17.7619
e	0.8839	0.764	0.56	0.768	0.3905	0.976
Δa_{max}	$0.308 \cdot 10^{-2}$	$0.245 \cdot 10^{-3}$	$0.527 \cdot 10^{-4}$	$0.22 \cdot 10^{-2}$	$0.138 \cdot 10^{-4}$	0.118
D	7.9	7.9	7.9	7.9	7.9	7.9

связать с величиной большой полуоси орбиты наблюдаемой звезды. Данную величину в будущих расчетах можно считать принципиально определямой из наблюдений угловой величиной. Выпишем общее аналитическое выражение для относительного изменения большой полуоси орбиты звезды на стороне 1.

Введем следующие обозначения:

- P — орбитальный период наблюдаемой системы на стороне 1;
- T — орбитальный период возмущающего объекта на стороне 2;
- M — масса КН;
- m_1 — масса звезды на стороне 2;
- Δa — вносимое возмущающим объектом аномальное ускорение;
- A — большая полуось орбиты звезды на стороне 1;
- A_1 — большая полуось орбиты звезды на стороне 2;
- t_p — время воздействия возмущающего ускорения (время нахождения звезды на стороне 1 вблизи перицентра орбиты);
- E — орбитальная энергия звезды на стороне 1;
- r_p, r_a — радиусы перицентра и апоцентра звезды на стороне 2 соответственно.

Абсолютное значение изменения орбитальной энергии звезды за единичное воздействие возмущающего ускорения Δa [27] равно

$$|\delta E| = \Delta a \sqrt{\frac{GM}{A}} t_p.$$

При этом изменение орбитальной энергии δE приводит к изменению большой полуоси звезды δA. Для энергии

$$E = -\frac{GM}{2A}$$

получим связь δE и δA в следующем виде:

$$\delta E = \frac{GM}{2A^2}\delta A,$$

откуда, учитывая согласно [28]

$$t_p \sim \Big(\frac{r_p}{r_a}\Big)^2 T,$$

$$\delta A = \frac{2A^2}{GM}\delta E = \frac{2A^2}{GM}\sqrt{\frac{GM}{A}}\Big(\frac{r_p}{r_a}\Big)^2 T.$$

Выразим T через параметры задачи по третьему закону Кеплера:

$$\delta A = \frac{8\pi^2 A_1}{G(M+m_1)}\sqrt{\frac{A^3}{GM}}\Big(\frac{r_p}{r_a}\Big)^2.$$

Полученное искомое выражение для изменения большой полуоси δA характеризует воздействие единичного импульса возмущающего ускорения.

Если учесть малость большой полуоси возмущающей звезды при достаточном возмущающем влиянии, можно считать $P \gg T$, откуда можно заключить, что за время одного оборота звезды на стороне 1 вклад импульсов δA при приближении к перицентру и при удалении от него почти полностью скомпенсируют друг друга, и искомый эффект изменения большой полуоси будет приблизительно равен эффекту одного импульса такого изменения. Тогда за время наблюдений ΔT суммарный эффект составит величину

$$\Delta A = \delta A \frac{\Delta T}{P}.$$

Можно также рассматривать единичное относительное изменение $\delta A/A$:

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{8\pi^2 A_1}{G(M+m_1)}\sqrt{\frac{A}{GM}}\Big(\frac{r_p}{r_a}\Big)^2,$$

которое является безразмерной величиной и вычисляется сообразно входящим в это выражение заданным параметрам системы.

7. ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ВОЗМУЩАЮЩЕГО УСКОРЕНИЯ СО СТОРОНЫ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Рассмотрим важнейшие конкурирующие эффекты, также вносящие вклад в возмущающее ускорение исследуемых систем, и количественно оценим величину их влияния. К таким эффектам следует, прежде всего, отнести влияние окружающих звезд, а также гало ТМ.

Относительно второго эффекта сразу заметим, что наиболее общепринятые модели распределения плотности темного гало задаются характерными значениями (для нашей Галактики) порядка $10^{-2}M_\odot$ на пк^3. Рассматриваемая же в данной работе область не превышает в радиальном удалении 0.05 пк и содержит десятки звезд предположительно ранних спектральных классов. Таким образом, вклад звездного вещества должен быть значительно больше вклада темного гало в плане их гравитационного влияния, и поэтому влиянием гало ТМ можно пренебречь.

Для учета воздействия окружающих звезд необходимо задаться плотностью их распределения в пространстве, а затем проинтегрировать уравнения движения пробной звезды в изменившемся потенциале, представляющем собой кеплеровскую составляющую и часть, связанную с соответствующим возмущением. Заметим, что такая модель является простейшей, поскольку не учитывает статистику гравитационного поля от случайного распределения звезд [29].

Суммируя результаты различных исследований [30, 31], зададимся следующей моделью. Плотность звездного населения в S-скоплении составляет примерно 2.5 звезды на одну квадратную угловую секунду и по крайней мере для звезд поздних спектральных классов имеет плоское распределение (т. е. число звезд на единицу наблюдаемой площади постоянно в пределах скопления) [32]. Эффективная граница центрального скопления по разным оценкам составляет около 0.03 пк [33]. Для звезд ранних спектральных классов при увеличении расстояния от центра скопления плотность их распределения уменьшается. Соответствующая зависимость плотности от расстояния от центра имеет вид степенной функции с отрицательным показателем: $R^{-0.86}$ [31].

Последовательно рассмотрим вклад однородного плоского диска звезд поздних спектральных классов, а затем вклад неоднородного диска таких звезд.

7.1. Возмущающее ускорение от однородного плоского звездного диска

Будем рассматривать звезду S2 помещенной в перицентр орбиты вокруг SgrA* внутри плоского однородного диска с плотностью σ, равной 2.5 звезды на одну квадратную угловую секунду (на 1.6 пк^2) или $5M_\odot$ на такую площадь (масса характерной звезды в рассматриваемой области не превосходит $2M_\odot$). Поскольку $M_\odot = 1.9885 \cdot 10^{30}$ кг, $G = 6.67 \cdot 10^{-11}\,\text{Н}\cdot\text{м}^2/\text{кг}$, получаем плотность

$$G\sigma = \frac{2.5 \cdot 2 \cdot 1.9885 \cdot 10^{30} \cdot 6.67 \cdot 10^{-11}}{1.6 \cdot (3.09)^2 \cdot 10^{32}}\text{м/с}^2$$

или

$$G\sigma = 1.4 \cdot 10^{-12}\text{пк/год}^2.$$

Примем радиус диска равным расстоянию до эффективной границы центрального скопления, R. Для однородного плоского диска потенциал $\phi(r)$ при $r < R$ выражается по формуле

$$\phi(r) = 4G\sigma R E\Big(\frac{r}{R}\Big),$$

где

$$E\Big(\frac{r}{R}\Big) = \int\limits_0^{\pi/2} d\phi \sqrt{1 - \Big(\frac{r}{R}\Big)^2 \sin^2\phi}$$

есть полный эллиптический интеграл второго рода.

Пользуясь формулой для выражения производной эллиптического интеграла второго рода $E(k)$ через полный эллиптический интеграл первого рода $K(k)$

$$\frac{dE(k)}{dk} = \frac{E(k) - K(k)}{k},$$

запишем частную производную потенциала $\partial\phi(r)/\partial x$ следующим образом:

$$\frac{\partial\phi(r)}{\partial x} = \frac{\partial\phi(r)}{\partial(r/R)}\frac{\partial(r/R)}{\partial x} = \\ = 4G\sigma\frac{x}{r}\frac{E(r/R) - K(r/R)}{r/R}, \qquad (5)$$

полагая $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Частная производная потенциала $\partial\phi/\partial y$ будет выглядеть аналогично. Тогда с учетом (5) уравнения движения звезды внутри возмущающего диска примут вид

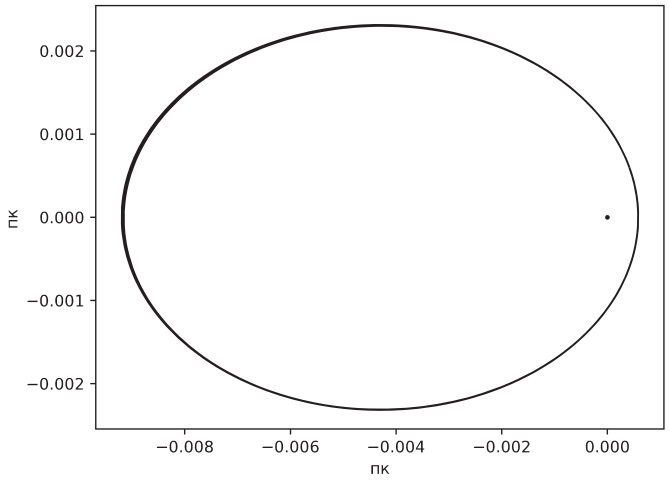

Рис. 7. Результат численного интегрирования системы уравнений движения (6) с дополнительным возмущающим потенциалом

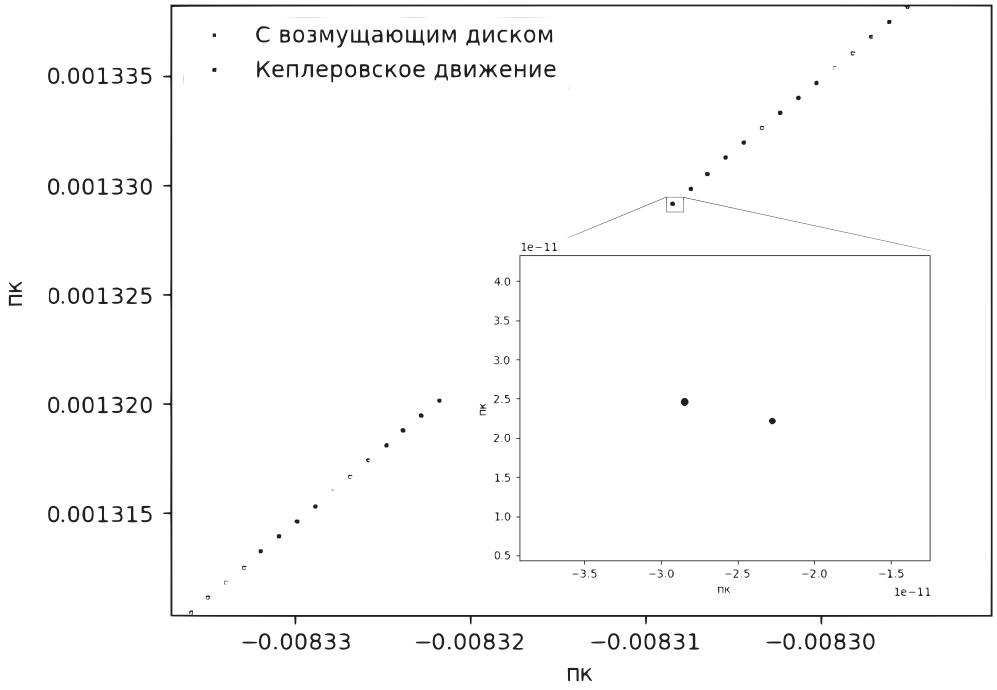

Рис. 8. Отличие результатов численного интегрирования системы уравнений движения (6) с дополнительным возмущающим потенциалом от кеплеровского движения за один оборот

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} &= -\frac{GMx}{r^3} + 4G\sigma\frac{x}{r^2}R\Big(E\Big(\frac{r}{R}\Big) - K\Big(\frac{r}{R}\Big)\Big),\\ \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} &= -\frac{GMy}{r^3} + 4G\sigma\frac{y}{r^2}R\Big(E\Big(\frac{r}{R}\Big) - K\Big(\frac{r}{R}\Big)\Big),\end{aligned} \tag{6}$$

где $M = (4.1 \pm 0.2)\cdot 10^6 M_\odot$ (см. [34] и ссылки в этой работе).

Далее проведем численное интегрирование уравнений движения (6) с помощью метода Рунге–Кутта, задавшись начальным положением звезды в перицентре орбиты. Для повышения скорости машинного счета проинтегрируем движение звезды S2 на 50 оборотах с шагом в 1/10000 оборота.

Результат численного интегрирования уравнений (6) представлен на рис. 7, 8. Разность на большом масштабе времени не заметна, однако она становится очевидной при значительном увеличении (см. рис. 8).

Численно дважды дифференцируя полученные значения x и y, получим ускорения a_x и a_y. Полное ускорение в точке орбиты с координатами (x, y) определим как $a = \sqrt{a_x^2 + a_y^2}$. Вносимую за один оборот потенциалом звездного диска вариацию ускорения определим как разность средних значений ускорения по орбите, отнесенную к числу оборотов n:

$$\Delta a = \frac{|\langle a_1\rangle - \langle a_2\rangle|}{n},$$

где a_1 — ускорение при невозмущенном кеплеровском движении, a_2 — ускорение при движении с учетом влияния однородного плоского звездного диска с постоянной плотностью.

Переводя полученное значение из пк/год^2 в см/с^2, имеем

$$\Delta a = 4.8 \cdot 10^{-7}\text{см/с}^2,$$

что как минимум на два порядка меньше величины вносимого при оптимальном наборе параметров эффекта аномального ускорения и, следовательно, гравитационным влиянием плоского однородного звездного диска можно пренебречь.

7.2. Возмущающее ускорение от неоднородного плоского звездного диска

Опишем аналогичным образом возмущения от неоднородного диска звезд ранних спектральных классов. Зададимся теперь уже переменной плотностью звезд диска

$$\sigma = \sigma(r) = Cr^{-\Gamma}.$$

Здесь Γ по разным оценкам варьируется в пределах от 0.8 до 0.9 [30–33, 35], а r — расстояние, меняющееся до эффективной границы центрального скопления R.

Постоянная нормировки C для сохранения размерности определяется исходя из оценок заключенной в рассматриваемой области массы:

$$M = \int \sigma(r)dS = 2\pi\text{const}\int\limits_0^R drr^{1-\Gamma} = \\ = 2\pi\text{const}\frac{R^{2-\Gamma}}{2-\Gamma} \sim 10^5 M_\odot,$$

откуда

$$C = \frac{10^5 M_\odot(2-\Gamma)}{2\pi R^{2-\Gamma}}. \qquad (7)$$

Потенциал в точке неоднородного диска определяется следующим образом [36]:

$$\phi(r) = 4Gr\times \\ \times\left(\int\limits_0^1 k\sigma(k)K(k)dk + \int\limits_{r/R}^1 \frac{\sigma(f)}{f^2}K(f)df\right). \qquad (8)$$

Здесь $K(k)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, $k = r'/r$, $f = 1/k = r/r'$, где r' — переменная интегрирования, r — точка от 0 до R, в которой вычисляется плотность $\sigma(r)$.

Выразим плотность объектов $\sigma(r)$ через k и f:

$$\sigma(k) = \frac{10^5 M_\odot(2-\Gamma)}{2\pi R^{2-\Gamma}}k^{-\Gamma}r^{-\Gamma},$$

$$\sigma(f) = \frac{10^5 M_\odot(2-\Gamma)}{2\pi R^{2-\Gamma}}f^{\Gamma}r^{-\Gamma},$$

и рассмотрим по отдельности каждое из слагаемых, входящих в $\phi(r) = \phi_1(r) + \phi_2(r)$ формулы (8):

$$\phi_1(r) = 4Gr\int\limits_0^1 k\sigma(k)K(k)dk = \\ = 4CGr^{1-\Gamma}\int\limits_0^1 k^{1-\Gamma}K(k)dk, \qquad (9)$$

$$\phi_2(r) = 4Gr\int\limits_{r/R}^1 Cf^{\Gamma-2}r^{-\Gamma}K(f)df = \\ = -4CGr^{1-\Gamma}\int\limits_1^{r/R} f^{\Gamma-2}K(f)df, \qquad (10)$$

где C — полученная ранее постоянная (7).

Вычислим производные функций $\phi_1(r)$ и $\phi_2(r)$ выражений (9), (10), для чего отметим, что интеграл в выражении для $\phi_1(r)$ в (9) безразмерный и поэтому выносится как коэффициент. Интеграл в выражении для $\phi_2(r)$ в (10) продифференцируем по формуле производной интеграла по верхнему пределу.

Таким образом, окончательно получаем

$$\frac{\partial\phi_1(r)}{\partial x} = \frac{\partial\phi_1(r)}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x} = \\ = 4CG(1-\Gamma)r^{-\Gamma}\frac{x}{r}\int\limits_0^1 k^{1-\Gamma}K(k)dk, \qquad (11)$$

$$\frac{\partial\phi_2(r)}{\partial x}=\frac{\partial\phi_2(r)}{\partial r}\frac{\partial r}{\partial x}=$$
$$=\Bigg(-4CG(1-\Gamma)r^{-\Gamma}\int\limits_1^{r/R}f^{\Gamma-2}K(f)df-$$
$$-4CGr^{1-\Gamma}\Big(\frac{r}{R}\Big)^{\Gamma-2}K\Big(\frac{r}{R}\Big)\frac{1}{R}\Bigg)\frac{x}{r}. \quad (12)$$

Производная потенциала $\phi(r)$ равна сумме производных функций $\phi_1(r)$ и $\phi_2(r)$:

$$\frac{\partial\phi(r)}{\partial x}=\frac{\partial\phi_1(r)}{\partial x}+\frac{\partial\phi_2(r)}{\partial x}.$$

С учетом последнего соотношения, а также полученных выражений (11), (12) уравнения движения принимают вид

$$\frac{\partial^2x}{\partial t^2}=-\frac{GMx}{r^3}+$$
$$+\frac{2G\cdot10^5M_\odot(2-\Gamma)}{\pi R^{2-\Gamma}}r^{-\Gamma}\frac{x}{r}\Bigg((1-\Gamma)\int\limits_0^1k^{1-\Gamma}K(k)dk-$$
$$-(1-\Gamma)\int\limits_1^{r/R}f^{\Gamma-2}K(f)df-\Big(\frac{r}{R}\Big)^{\Gamma-1}K\Big(\frac{r}{R}\Big)\Bigg), \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2y}{\partial t^2}=-\frac{GMy}{r^3}+$$
$$+\frac{2G\cdot10^5M_\odot(2-\Gamma)}{\pi R^{2-\Gamma}}r^{-\Gamma}\frac{y}{r}\Bigg((1-\Gamma)\int\limits_0^1k^{1-\Gamma}K(k)dk-$$
$$-(1-\Gamma)\int\limits_1^{r/R}f^{\Gamma-2}K(f)df-\Big(\frac{r}{R}\Big)^{\Gamma-1}K\Big(\frac{r}{R}\Big)\Bigg). \quad (14)$$

Здесь $M=(4.1\pm0.2)\cdot10^6M_\odot$ (см. [34] и ссылки в этой работе).

Численно определяя входящие в правые части уравнений (13), (14) функции от эллиптических интегралов, интегрируя уравнения движения, численно дважды дифференцируя полученные зависимости $x(t)$ и $y(t)$, определим, аналогично случаю с однородным диском, полное ускорение. Ввиду малой производительности программы (связанной с громоздкостью возмущающих функций в правой части), проинтегрировать движение больше чем на одном периоде T и с шагом менее $10^{-3}T$ занимает много времени, поэтому оценка вносимой разности ускорений получена за один период при интегрировании с шагом $h=T/1000$:

$$\Delta a=1.3\cdot10^{-4}\,\text{см/с}^2,$$

что на два порядка больше величины эффекта от плоского диска звезд поздних спектральных классов. Это возмущение сравнимо с верхней оценкой эффекта аномального ускорения для звезды S2 ($\Delta a_{max}\sim4\cdot10^{-4}\,\text{см/с}^2$), однако значительно меньше аналогичной верхней оценки для S62 ($\Delta a_{max}\sim10^{-2}\,\text{см/с}^2$).

Таким образом, важно отметить, что ни эффект возмущающего влияния гало ТМ, ни эффект возмущающего влияния окружающих звезд не являются принципиальной помехой для выявления возмущающего добавочного ускорения от звезды, находящейся на стороне 2 относительно горловины КН.

8. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Предложенный в работе метод наблюдательного поиска отличий ЧД от КН с позиции анализа теоретических построений может быть улучшен в последующих работах путем рассмотрения более тонких дополнительных возмущающих эффектов, например, стохастических гравитационных полей и аккреционных моделей.

На текущем этапе исследований предложенный метод, согласно проведенным оценкам, требует, прежде всего, совершенствования наблюдательной базы. Звезды вокруг СМЧД нашей Галактики наблюдаются с помощью SHARP/NTT (1996.50) и NIRC/Keck (1995.53); очевидно, накопление данных со временем может привести к необходимым точностям для выявления возможных аномальных ускорений.

Искомая величина возмущающего ускорения, оцененная для реальных объектов, варьируется от 10^{-4} до 10^{-2} см/с^2. Важно отметить, что, согласно последним опубликованным данным по астрометрическому проекту Gaia, возможно измерение ускорений в двойных системах с предположительным компонентом ЧД с высокими точностями, например, $1.8\cdot10^{-2}$ см/с^2 (для объекта BH2, [26]). Такая величина ускорения получена как функция ошибок наблюдения параметров данной двойной системы (масс каждой компоненты, эксцентриситета орбиты, периода). Данная величина уже сопоставима с величиной эффекта, расчитанного для реальных систем, и на порядок превосходит величины эффекта, полученные в синтезированных системах путем подбора параметров орбит.

В данной работе наблюдаемые объекты, для которых оценивалось возмущающее ускорение, выбирались таким образом, чтобы физически обосновано минимизировать конкурирующие эффекты.

Так, предпочтение широким системам (выбранные VFTS-243 и LB-1) следует отдавать по той причине, что в таких системах можно не учитывать влияние процесса аккреции на центральное тело. В дальнейшем следует продолжать исследования аналогичных систем, как перспективных для рассматриваемой в работе модели.

Необходимо дальнейшее изучение звезд вблизи центра Галактики, который изначально мог представлять собой КН, неотличимую по своим свойствам от СМЧД текущими астрофизическими методами. Если искомое аномальное ускорение будет обнаружено с точностью, имеющей порядок пороговой точности наблюдений, то, безусловно, для анализа этих конкретных объектов будут востребованы дополнительные методы другой природы, например, современные наблюдательные данные по звездной динамике [37], по моделированию ИК-вспышек [38], по анализу отраженного рентгеновского излучения от близлежащих к центру Галактики молекулярных облаков Sgr B2 по данным INTEGRAL и RXTE [39–41] и др.

Важной задачей в продолжение данного исследования будет являться систематический поиск двойных систем звездных масс в нашей Галактике, содержащих ЧД звездной массы, поскольку относительно близкие (принадлежащие Галактике) объекты обладают преимуществом в достижении нужных точностей измерения ускорений, а также позволяют учесть конкурирующие эффекты, в том числе возможную трехкомпонентность систем, эффекты аккреции и др.

Важные вопросы касательно влияния вращения линии апсид орбиты объекта, вращающегося вокруг массивного центрального тела, другие наблюдательные проявления гравитационного влияния компактных источников, а также спектральные признаки наличия КН, классификация КН на спокойные и активные состояния и другие тонкие динамические эффекты пока лежат за пределами данной работы, но, безусловно, актуальны для будущих исследований.

Отдельный важнейший вопрос — о проявлении отличий КН и ЧД в гравитационно-волновом канале — сможет открыть новые пути наблюдательного тестирования теорий модифицированной гравитации, однако потребует также серьезной теоретической базы в построении согласованных моделей КН в модифицированных теориях.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Поиск КН и их возможное отождествление с некоторыми ЧД и СМЧД (в том числе в центре нашей Галактики) является актуальной астрофизической задачей, направленной на поиски экзотических объектов, которые предсказываются в рамках ОТО наравне с ЧД.

Ввиду сравнительно высокой точности наблюдательного определения ускорения звезды S2, вращающейся около СМЧД SgrA* в центре нашей Галактики, $a \sim 10^{-4}$ см/с^2, эта звезда имеет наибольшие наблюдательные перспективы для обнаружения эффекта аномального гравитационного ускорения, ассоциированного с КН, и потребует широкий спектр дополнительных исследований.

Согласно полученным в данной работе оценкам, не менее эффективный и многообещающий тест для поиска гипотетических КН в нашей Галактике (в настоящее время неразличимых по ряду наблюдательных проявлений от ЧД) представляют и ряд других объектов как в галактическом центре, так и в известных широких системах.

Важно отметить, что важные конкурирующие гравитационные эффекты, способные дать вклад в возмущающее ускорение наблюдаемых звезд (гало ТМ и окружающие звезды), оказываются относительно малыми и не влияют на величину возмущающего ускорения от звезды по ту сторону горловины КН.

На основе результатов моделирования, проведенного в данной работе, дальнейшее повышение точности наблюдений центральных областей нашей Галактики позволит успешно применять найденные значения возмущающих ускорений для поиска и отождествления КН. Кроме того, перспективны исследования двойных систем с ЧД звездных масс в силу их относительной близости и, следовательно, ожидаемой высокой точности наблюдений, а также на основании анализа схожих синтетических систем, в которых величина наблюдаемого аномального ускорения может на порядок превышать текущую точность астрометрического проекта Gaia, составляющую величину порядка 10^{-2} см/с^2 (для типичного расстояния от Солнечной системы около 480 пк).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Einstein and N. Rosen, Phys. Rev. **48**, 73 (1935).

2. C. W. Misner and J. A. Wheeler, Annals Phys. **2**, 525 (1957).

3. C. Bambi and D. Stojkovic, Universe **7**(5), 136 (2021).

4. E. Elizalde, Shin'ichi Nojiri, S.D. Odintsov et al., arXiv:2312.02889.

5. S.-W. Kim, arXiv:2311.00348.

6. S. Kumar, A. Uniyal, and S. Chakrabarti, arXiv:2308.05545.

7. M. S. Churilova, R. A. Konoplya, Z. Stuchlik et al., JCAP **10**, 010 (2021).

8. М. В. Сажин, О. С. Сажина, А. А. Шацкий, ЖЭТФ **162**, 96 (2022).

9. K. A. Bronnikov, Acta Phys. Polon. B **4**, 251 (1973).

10. H. G. Ellis, J. Math. Phys. **14**, 104 (1973).

11. M. S. Morris and K. S. Thorne, Amer. J. Phys. **56**, 395 (1988).

12. M. S. Morris, K. S. Thorne, and U. Yurtsever, Phys. Rev. Lett. **61**, 1446 (1988).

13. M. Visser, Phys. Rev. D **39**, 3182 (1989).

14. K. A. Bronnikov and V. G. Krechet, Phys. Rev. D **99**, 084051 (2019).

15. D.-C. Dai and D. Stojkovic, Phys. Rev. D **100**, 083513 (2019).

16. T. Shenar, H. Sana, L. Mahy et al., Nature Astron. **6**, 1085 (2022).

17. J. Liu, H. Zhang, A. W. Howard et al., Nature **575**, 618 (2019).

18. S. Gillessen, P. M. Plewa, F. Eisenhauer et al., Astrophys. J. **837**, 30 (2017).

19. F. Peiβker, A. Eckart, and M. Parsa, Astrophys. J. **889**, 61 (2020).

20. Th. Rivinius, D. Baade, P. Hadrava et al., Astron. Astrophys. **637**, L3 (2020).

21. P. C. Peters, Phys. Rev. **146**, 938 (1966).

22. F. J. Zerilli, Phys. Rev. D **2**, 2141 (1970).

23. A. Garat and R. H. Price, Phys. Rev. D **61**, 044006 (2000).

24. K. El-Badry, H.-W. Rix, E. Quataert et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **518**, 1057 (2023).

25. A. Generozov and H. B. Perets, Astrophys. J. **964**, 83 (2024).

26. K. El-Badry, H.-W. Rix, Yv. Cendes et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **521**, 4323 (2023).

27. Gaia Collaboration, Astron. Astrophys. **686**, L2 (2024).

28. J. H. Simonetti, M. J. Kavic, D. Minic et al., Phys. Rev. D **104**, 081502 (2021).

29. С. Чандрасекар, *Стохастические проблемы в физике и астрономии*, Государственное изд-во иностранной литературы, Москва (1947).

30. J. R. Lu, T. Do, A.M. Ghez et al., Astrophys. J. **764**, 155 (2013).

31. M. Stostad, T. Do, N. Murray et al., Astrophys. J. **808**, 106 (2015).

32. T. Do, G. D. Martinez, S. Yelda et al., Astrophys. J. Lett. **779**, L6 (2013).

33. R. Schodel, A. Feldmeier, N. Neumayer et al., Class. Quant. Grav. **31**, 24 (2014).

34. GRAVITY Collaboration, Astron. Astrophys. **657**, A82 (2022).

35. T. Do, J.R. Lu, A.M. Ghez et al., Astrophys. J. **764**, 154 (2013).

36. Б. П. Кондратьев, *Теория потенциала*, Мир, Москва (2007).

37. S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe et al., Astrophys. J. **692**, 1075 (2009).

38. GRAVITY Collaboration, Astron. Astrophys. **635**, A143 (2020).

39. E. Kuznetsova, R. Krivonos, A. Lutovinov et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **509**, 1605 (2022).

40. M. G. Revnivtsev, R. A. Sunyaev, D. A. Varshalovich et al., Astron. Lett. **30**, 382 (2004).

41. M. G. Revnivtsev, E. M. Churazov, S. Yu. Sazonov et al., Astron. Astrophys. **425**, L49 (2004).