

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Физическая лаборатория в центре Галактики

В.И. Докучаев, Ю.Н. Ерошенко

Представлен обзор физических процессов в центре Галактики, связанных с находящейся там сверхмассивной чёрной дырой SgrA*. Обнаружение в центре Галактики быстрых S0-звёзд, движущихся вокруг SgrA* с очень большими скоростями по эллиптическим орбитам, позволило впервые измерить с точностью до 10 % массу этой ближайшей к нам сверхмассивной чёрной дыры: $M_h = (4,1 \pm 0,4) \times 10^6 M_\odot$. Ожидается, что дальнейший мониторинг S0-звёзд может привести к обнаружению обусловленной распределённым невидимым веществом ньютоновской прецессии их орбит в гравитационном поле чёрной дыры. Тем самым будет произведено "взвешивание" сконцентрированной там загадочной тёмной материи и получена новая информация для идентификации её частиц. Слабая аккреционная активность "дремлющего" квазара в центре Галактики иногда проявляется в виде квазипериодических осцилляций в рентгеновском и ближнем инфракрасном диапазонах со средними периодами 11 и 19 мин. Возможной физической интерпретацией наблюдаемых квазипериодических осцилляций является их связь с частотой вращения горизонта событий чёрной дыры SgrA* и с частотой широтных осцилляций ярких пятен в аккреционном диске. Эти частоты зависят только от гравитационного поля чёрной дыры, вне зависимости от модели аккреции. Такая интерпретация позволяет определить с хорошей точностью не только массу M_h , но и спин a (параметр Керра) чёрной дыры SgrA*: $M_h = (4,2 \pm 0,2) \times 10^6 M_\odot$ и $a = 0,65 \pm 0,05$.

Ключевые слова: чёрные дыры, центр Галактики, тёмная материя

PACS numbers: 95.35.+d, 97.60.Lf, 98.35.Gi, 98.35.Jk

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201508c.0829

Содержание

1. Введение (829).
 2. Решающий эксперимент по обнаружению горизонта событий чёрной дыры (830).
 3. Наблюдательные проявления чёрной дыры в центре Галактики (831).
 4. Распределение звёзд в центре Галактики (832).
 5. Формирование и совместная эволюция Галактики и её центральной чёрной дыры (834).
 6. "Взвешивание" невидимой материи в центре Галактики (834).
 7. Аннигиляция тёмной материи в центре Галактики (835).
 8. Измерение спина чёрной дыры в центре Галактики (838).
 9. Заключение (840).
- Список литературы (840).

1. Введение

Центр Галактики интересен прежде всего из-за находящейся там сверхмассивной чёрной дыры (ЧД) SgrA*. Эта

ближайшая к нам сверхмассивная ЧД, расположенная на расстоянии около 8,5 кпк, имеет массу $4 \times 10^6 M_\odot$. Безусловно, отождествление SgrA* (и аналогичных объектов в других галактиках) с чёрной дырой основано лишь на том, что всю совокупность наблюдательных данных не удаётся непротиворечиво связать с другими астрономическими объектами [1–12]. Для достижения научной строгости и убедительности данных косвенных экспериментов требуются достаточная полнота, непротиворечивость и однозначность интерпретации большого массива наблюдательных данных [13].

В случае ЧД решающим экспериментом будет обнаружение у них горизонта событий, что одновременно станет проверкой справедливости общей теории относительности (ОТО) Эйнштейна в режиме сильного поля. Такой чрезвычайно важный физический эксперимент по обнаружению горизонта событий у ЧД в центре Галактики, возможно, будет проведён уже в текущем десятилетии.

Сверхмассивная ЧД SgrA* относится к "дремлющим" квазарам ввиду очень низкой современной активности практически во всех диапазонах электромагнитных волн, за исключением радиодиапазона. Низкая активность ЧД SgrA* является дополнительным фактором, затрудняющим её изучение. В оптическом диапазоне центральная область Галактики недоступна для наблюдений из-за большой оптической толщи, обусловленной рассеянием света на межзвёздной пыли и поглощением его этой пылью (в основном углеродной) в галактическом диске. Тем не менее пыль оказывается

В.И. Докучаев. Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация
E-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация

Ю.Н. Ерошенко. Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация
E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

Статья поступила 30 мая 2015 г.

достаточно прозрачной в ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне внутри так называемого окна Бааде, на границе которого находится центр Галактики. Благодаря этому благоприятному обстоятельству становятся возможными наблюдения источника SgrA* и его окрестностей наземными телескопами.

От центра Галактики наблюдается также радиоизлучение, рентгеновское и гамма-излучение. В ближнем инфракрасном, а также в рентгеновском диапазонах SgrA* проявляет себя как изредка вспыхивающий источник, а надёжно идентифицировать излучение SgrA* в гамма-диапазоне пока не удаётся. Средняя болометрическая светимость SgrA* $\lesssim 10^{36}$ эрг с⁻¹. Для интерпретации наблюдаемого излучения SgrA* разработаны многочисленные модели (см., например, [14–20]).

Важнейшим научным достижением в изучении центра Галактики в XXI в. является измерение массы сверхмассивной ЧД SgrA* с рекордно высокой точностью — до 10 %. Это измерение осуществлено на основе анализа многолетних наблюдений в ИК-диапазоне гравитационно связанных с ЧД SgrA* быстрых S0-звёзд, движущихся вокруг неё по почти эллиптическим орбитам [21–29]. Наиболее точно изучена орбита звезды S0-2, которая движется вокруг ЧД со скоростью в периастре $v = 1500$ км с⁻¹ по орбите с эксцентриситетом $e = 0,89$, большой полуосью $a = 5$ мпк и орбитальным периодом $P = 16$ лет. Самая большая скорость, $v = 1,2 \times 10^4$ км с⁻¹, наблюдается у звезды S0-16. Минимальный период обращения, $P = 11,5$ лет, среди измеренных периодов S0-звёзд принадлежит звезде S0-102.

Измерение параметров кеплеровских орбит S0-звёзд в течение более 20 лет позволило впервые достаточно точно определить массу сверхмассивной ЧД SgrA*: $M_h = (4,1 \pm 0,4) \times 10^6 M_\odot$ [23–26]. Уже накоплены данные наблюдений орбит звёзд S0-2 и S0-16 в течение более чем одного орбитального периода, что позволит в дальнейшем увеличить точность измерения массы ЧД SgrA*.

Релятивистские постньютоновские эффекты в движении известных S0-звёзд малы и пока недоступны для измерений [30–32]. Однако вполне возможно обнаружение в центре Галактики ещё более быстрых S0-звёзд. Большой интерес представляло бы обнаружение пульсара на гравитационно связанной орбите, близкой к ЧД SgrA*.

Масса и угловой момент ЧД в центре Галактики могут быть определены по наблюдениям квазипериодических осцилляций. Этот метод применим благодаря тому, что ЧД SgrA* имеет относительно низкую светимость, при которой окружающая ЧД плазма прозрачна на расстояниях вплоть до горизонта событий. В качестве источников квазипериодических осцилляций предполагаются яркие пятна в аккреционном диске или горячие сгустки плазмы на неэкваториальных орбитах вблизи ЧД. Регистрируемый сигнал от таких горячих сгустков, движущихся по релятивистским орбитам вблизи ЧД, должен содержать модуляции с двумя характерными частотами: частотой вращения горизонта событий ЧД и частотой широтных осцилляций орбиты сгустка. Обе эти частоты не зависят от аккреционной модели и полностью определяются свойствами гравитационного поля ЧД.

Применение метода двух характерных частот для интерпретации квазипериодических осцилляций, зарегистрированных от сверхмассивной ЧД, находящейся в центре Галактики (по наблюдениям квазипериодических

осцилляций в рентгеновском и инфракрасном диапазонах), даёт наиболее точные значения для массы M_h и спина a (параметра вращения Керра) ЧД SgrA*: $M_h = (4,2 \pm 0,2) \times 10^6 M_\odot$ и $a = 0,65 \pm 0,05$ [33].

Ещё одна фундаментальная проблема, обсуждаемая в связи с ЧД, — это природа тёмной материи, которая в настоящее время является одной из главных загадок астрофизики. Если тёмная материя состоит из элементарных частиц и эти частицы способны аннигилировать или распасться, то тогда, в частности, может генерироваться гамма-излучение. В настоящее время большие усилия направлены на поиски гамма-излучения тёмной материи по данным космического гамма-телескопа Fermi-LAT (Fermi Large Area Telescope).

Центр Галактики — один из самых перспективных объектов для поиска сигнала от тёмной материи, несмотря на наличие в нём и галактическом диске на луче зрения сильных фоновых помех. Из аналитических моделей и численного моделирования формирования гало тёмной материи вокруг галактик следует, что профиль плотности гало сильно возрастает к центру. Поэтому ожидаемый аннигиляционный сигнал от центра Галактики должен быть весьма велик [34]. Кроме того, предсказывается образование дополнительного пика тёмной материи вокруг центральной сверхмассивной ЧД, который в гамма-излучении должен выглядеть как яркий точечный объект.

Космический гамма-телескоп Fermi-LAT обнаружил интригующий избыток гамма-излучения из центральной области Галактики с угловым размером в несколько градусов, который не может быть отнесён к обычным астрофизическим источникам, но может быть следствием аннигиляции тёмной материи [35–44]. Этот результат пока является ненадёжным и требует дополнительной проверки. Сейчас поиск аннигиляционного гамма-излучения представляет собой одну из "горячих" тем в астрофизике. Решить эту проблему поможет проектируемая в России космическая гамма-обсерватория "Гамма-400" [45].

2. Решающий эксперимент по обнаружению горизонта событий чёрной дыры

XXI в., несомненно, станет веком великих галактографических открытий, связанных в первую очередь с проверкой общей теории относительности в природной физической лаборатории в центре Галактики. Ожидаемым открытием уже в ближайшем десятилетии, возможно, будет обнаружение у ЧД SgrA* горизонта событий. При массе ЧД $M_h = 4,2 \times 10^6 M_\odot$ линейный размер её горизонта событий в случае экстремально быстрого вращения составит $r_g = GM_h/c^2 \simeq 6,2 \times 10^{11}$ см, что равно примерно девяти радиусам Солнца. Объект с таким линейным размером на расстоянии от Земли до центра Галактики $d_c \simeq 8$ кпк будет иметь угловой размер $\phi_g = 2r_g/d_c \sim 10^{-5}''$. Для того чтобы разглядеть его форму, необходим инструмент с угловым разрешением в несколько угловых микросекунд. При современном уровне развития техники наблюдений увидеть форму такого объекта можно только методами радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн, позволяющими достигнуть необходимого микросекундного углового разрешения.

Большая международная коллаборация [46, 47] начиная с 2007 г. разрабатывает проект Телескопа горизонта событий (Event Horizon Telescope, ЕНТ), важнейшей целью которого является идентификация горизонта событий сверхмассивной ЧД в центре Галактики. Вторым перспективным кандидатом для идентификации горизонта событий сверхмассивной ЧД является гигантская эллиптическая галактика М87 [48]. В этой галактике, однако, окружающая ЧД плазма может оказаться непрозрачной ввиду высокого темпа аккреции.

Проектируемый Телескоп горизонта событий представляет собой систему (решётку) расположенных на разных континентах Земли радиотелескопов, которые будут работать как единый радиоинтерферометр со сверхдлинной базой (РСДБ) на частоте 230 ГГц (длина волны 1,3 мм). Планируется примерно к 2020 г. создать РСДБ, состоящий из более чем 13 телескопов, который будет способен увидеть тень ЧД, подсвеченной либо фоном далёких источников [49–57], либо аккреционным диском [58–63].

В России разрабатывается проект космической обсерватории "Миллиметр" (проект "Спектр-М") с радиотелескопом в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн на космической орбите в точке Лагранжа L2 системы Земля–Солнце, где в режиме интерферометра может быть достигнуто наносекундное угловое разрешение [64]. Ожидается, что при таком высоком разрешении можно будет увидеть "тень" ЧД. Форма внешней границы тени экстремальной керровской ЧД на ярком фоне показана на рис. 1.

Реализация проекта Телескоп горизонта событий, несомненно, будет чрезвычайно важным физическим экспериментом в XXI в., поскольку позволит впервые произвести экспериментальную проверку существования ЧД, а значит, и проверку ОТО в режиме сильного поля. Детальные измерения формы тени ЧД и тем самым её

горизонта позволят в будущем проверять влияние тёмной энергии на ЧД [65, 66], проводить проверку различных модификаций ОТО [67–69] и, возможно, идентифицировать кротовые норы [70, 71].

3. Наблюдательные проявления чёрной дыры в центре Галактики

Как отмечалось во введении, самым сильным свидетельством наличия в центре Галактики сверхмассивной ЧД является прямое наблюдение в ИК-диапазоне так называемых S0-звёзд, совершающих быстрые орбитальные движения вблизи центра Галактики по практически эллиптическим орбитам. В [72] посредством спектроскопических наблюдений и измерения собственных движений звёзд впервые была выявлена характерная зависимость от радиуса, $\langle v^2 \rangle \propto 1/r$, дисперсии скоростей звёзд, соответствующая кеплеровскому движению звёзд в поле центрального очень компактного объекта с чрезвычайно большой массой, и эта центральная масса в 1996 г. была оценена как $(2,45 \pm 0,4) \times 10^6 M_\odot$. Согласно современным данным о движении звёзд, внутри сферы радиусом $\sim 6 \times 10^{-4}$ пк заключена масса $M_h \sim 4 \times 10^6 M_\odot$. Такой очень компактный объект со столь большой массой не удаётся отождествить ни с чем иным, кроме ЧД.

Недавние наблюдательные данные радиоинтерферометрии в сантиметровом диапазоне свидетельствуют о наличии излучающей структуры вокруг SgrA* с размерами $\sim 10^{-3}''$, связанной, по-видимому, с аккреционным диском [73]. Совместный анализ данных наблюдений радиоинтерферометра VLA (Very Large Array) в сантиметровом диапазоне и интерферометра ALMA (Atacama Large Millimeter Array) на частоте 100 ГГц указывает на наличие коллимированных потоков от SgrA* с умеренно релятивистскими скоростями ($\sim 0,5c$) [74].

В инфракрасном и рентгеновском диапазонах активность ЧД SgrA* очень низка — она проявляется лишь в виде очень редких и непродолжительных вспышек, интерпретируемых как излучение при аккреции на ЧД облаков газа, планет [75], комет или астероидов. Тем не менее в течение этих редких вспышек удалось обнаружить квазипериодические осцилляции сигнала в ИК-диапазоне [76] и рентгеновском диапазоне [77]. Физическая природа этих осцилляций обсуждается в разделе 8.

Сверхмассивная ЧД в центре Галактики "дремлет" вследствие малого темпа приливного разрушения звёзд и низкой скорости аккреции окружающего газа. Темп приливного разрушения финитных звёзд ЧД \dot{M}_{fin} при условии $r_{\text{cr}} < r_h$ (см. формулу (3) в разделе 4) может быть представлен в виде [78–81]

$$\dot{M}_h \simeq \frac{2,7 \times 10^3}{A_{\text{cr}}} \left(\frac{M_h}{Nm_*} \right)^3 \left(\frac{r_{\text{cr}}}{r_h} \right) \frac{Nm_*}{t_E}, \quad (1)$$

где t_E — время локальной релаксации, $A_{\text{cr}} = \ln(r_{\text{cr}}/r_t)$, r_t — радиус приливного разрушения. В условиях центра Галактики темп приливного разрушения звёзд $\dot{M}_h \sim 10^{-4} M_\odot \text{ год}^{-1}$ по порядку величины совпадает с соответствующим темпом аккреции тёмной материи из гало Галактики [82–85]. За время существования Галактики сверхмассивная ЧД SgrA* при таком темпе аккреции звёзд и тёмной материи вполне могла набрать свою нынешнюю массу. Эволюция сверхмассивных ЧД в центрах галактик вследствие поглощения звёзд и тёмной

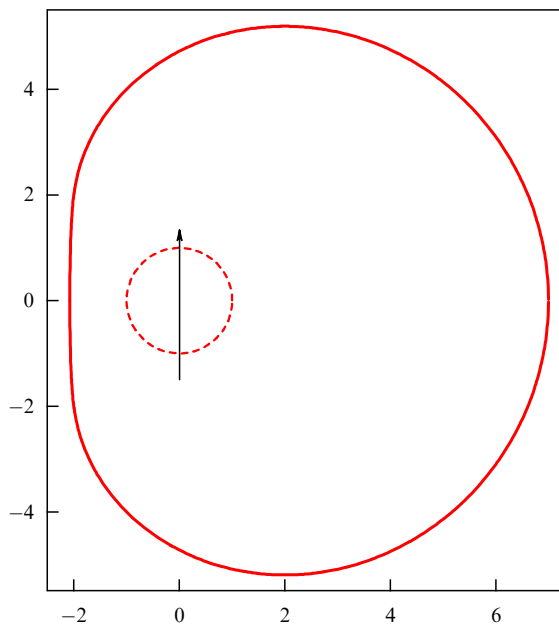


Рис. 1. Форма внешней границы тени экстремальной ЧД Керра на ярком фоне (в единицах GM_h/c^2). Штриховая окружность соответствует положению горизонта событий ЧД с радиусом $r_g = GM_h/c^2$. Стрелкой показана ось вращения ЧД.

материи интенсивно исследовалась в течение многих лет (см. также, например, [86–88]).

Хотя ЧД в центрах галактик имеют весьма небольшие размеры, своим мощным гравитационным полем они могут создавать гигантские структуры и вызывать процессы в масштабах порядка масштаба галактик и даже больших. Можно упомянуть модель, согласно которой сверхмассивные ЧД в квазарах вызвали своим аккреционным излучением реионизацию всего газа во Вселенной [89]. В активных галактиках центральные ЧД являются источниками мощного излучения в нескольких диапазонах, а также релятивистских струй (джетов), начинающихся вблизи гравитационного радиуса ЧД и распространяющихся далеко за пределы галактик [90].

При каждом акте приливного разрушения звезды, происходящем раз в 10^4 лет, вокруг сверхмассивной ЧД в центре Галактики образуется короткоживущий аккреционный диск, существующий примерно 5–10 лет. В течение этого времени "дремлющий" квазар в центре Галактики "просыпается", его светимость в эддингтоновском режиме становится сравнимой со светимостью всех звезд Галактики и происходит генерация релятивистских струй перпендикулярно галактическому диску [91–94]. Проявлением активности SgrA* могут быть наблюдавшиеся в недавнем прошлом диффузное излучение в рентгеновской линии 6,4 кэВ [95] и ионизация водорода в пределах центральной области размером около 1 пк [96, 97].

Долгоживущим отпечатком этой активности, возможно, являются обнаруженные космическим гамма-телескопом им. Э. Ферми два гигантских двусторонних "пузыря" диффузного гамма-излучения, расположенных симметрично на оси вращения над и под плоскостью галактического диска [98, 99]. Пузыри Ферми могли образоваться, вероятно, в результате выбросов вещества звезд, которые подлетали близко к центральной ЧД и разрушались её приливными гравитационными силами [100]. Светимость пузырей Ферми в гамма-лучах составляет 4×10^{37} эрг с^{-1} [101]. Области "пузырей", имеющие размер до 10 кпк, по структуре подобны так называемой туманной дымке (haze) — области нетеплового микроволнового излучения, обнаруженной телескопом WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) [102, 103], а также протяженной области рентгеновского излучения, обнаруженной телескопом ROSAT (сокращение от нем. Röntgensatellit) [104].

Характерные свойства гамма-пузырей согласуются с моделью многократно повторяющихся эпизодов инъекции энергии из центра Галактики вследствие аккреционной активности центральной ЧД [105, 106]. Разработана, однако, и альтернативная модель, объясняющая накачку энергии в гамма-пузыри ветром из энергичных протонов и более тяжелых ионов, обусловленным процессами звездообразования в центральной области размером ~ 200 пк [107, 108].

4. Распределение звезд в центре Галактики

Центральное звездное скопление [29, 109, 110] имеет массу $M_* \sim 10^7 M_\odot$ в пределах радиуса $R_* \sim 1$ пк. Соответствующая вириальная скорость звезд в таком скоплении $v_{\text{vir}} \sim 10^2$ км с^{-1} , а их концентрация чрезвычайно велика: $n_* \sim 10^7$ пк $^{-3}$, что на восемь порядков превышает концентрацию звезд в окрестности Солнца

$0,12$ пк $^{-3}$. Распределение плотности по радиусу, найденное в [109] при наблюдениях методом адаптивной оптики в ближнем ИК-диапазоне на телескопе VLT (Very Large Telescope) Европейской южной обсерватории, имеет вид $\rho_*(r) = 1,2 \times 10^6 (r/0,4 \text{ пк})^{-\alpha} M_\odot \text{ пк}^{-3}$, где $\alpha = 1,4 \pm 0,1$ при $0,004 < r < 0,4$ пк и $\alpha = 2,0 \pm 0,1$ при $r > 0,4$ пк.

В центральном скоплении в среднем преобладают старые звезды с повышенным содержанием тяжелых элементов, по сравнению с таковым в звездах гало, но среди самых ярких звезд имеется заметная доля молодых звезд с различной металличностью. Пока неясно, образовались ли молодые звезды там, где они сейчас наблюдаются, или они родились дальше от центра, но мигрировали в область малых радиусов, например, в результате гравитационных рассеяний на других звездах. Возможно, молодые горячие звезды ответственны за практически полную ионизацию водорода в околоядерном диске радиусом 150 пк, в то время как на больших расстояниях (до 1 кпк) молекулярный водород, который по плотности почти на два порядка превосходит ионизованный, составляет около 4 % от звездной массы [96, 97]. Некоторые массивные ОВ-звезды, вероятно, образовались в результате столкновения и слияния менее массивных звезд. Представляет интерес также то, что в распределении звезд вокруг ЧД SgrA* можно выделить тонкие диски, наклоненные друг к другу под большими углами, — это может быть объяснено сложной историей формирования центрального скопления. Возможно, максимум в звездной плотности не совпадает с расположением объекта Sgr A*, а находится на $2''$ восточнее [109]. Если это действительно так, то перед историей формирования центральной области Галактики встают дополнительные вопросы.

Локальное время релаксации, обусловленной парными взаимодействиями звезд в центральном звездном скоплении, полной орбитальной энергии E звезды выражается в виде [111, 112]

$$t_E = \left(\frac{2}{3}\right)^{1/2} \frac{v^3}{3\pi G^2 m^2 n A}, \quad (2)$$

где $A = \ln(N/2)$ — кулоновский логарифм, $N \sim 10^7$ — полное число звезд в системе, m — масса отдельной звезды, n — локальная концентрация звезд. Вследствие высокой концентрации звезд время релаксации (2) в центральном звездном скоплении значительно меньше возраста Галактики, $t_E \sim 10^9$ лет. Это означает, что динамическая эволюция центрального звездного скопления, связанная с релаксационными процессами, оказывает существенное влияние на его структуру на временах, намного превышающих динамическое время $t_{\text{dyn}} \sim 10^3$ лет. В самогравитирующих звездных системах, содержащих большое количество звезд, время релаксации значительно превышает динамическое время: $t_E/t_{\text{dyn}} \sim N/\ln N \gg 1$ при $N \gg 1$. На временных интервалах, много меньших времени релаксации, т.е. при $t \ll t_E$, движение звезд в таких системах происходит в бесстолкновительном режиме, при котором орбитальная энергия звезд сохраняется, $E = \text{const}$. Напротив, при $t \geq t_E$ орбитальные энергии звезд изменяются диффузионным образом.

Динамическая эволюция зависит также от гравитационного взаимодействия звезд с центральной сверхмассивной ЧД в пределах её радиуса влияния $r_h = GM_h/v_{\text{vir}}^2$.

В результате вблизи ЧД может образоваться пик плотности звёзд за счёт накопления звёзд на финитных орбитах (т.е. гравитационно связанных с ЧД) с полными орбитальными энергиями $E < 0$. Резервуаром для финитных звёзд служат инфинитные звёзды (гравитационно не связанные с ЧД), переходящие на финитные орбиты в результате взаимодействий. Концентрация инфинитных звёзд в пределах радиуса влияния ЧД r_h подчиняется закону $n(r) \propto r^{-1/2}$ (см., например, [113]).

Впервые идентичная по механизму взаимодействия задача о релаксации многозарядного иона в плазме была рассмотрена в 1964 г. А.В. Гуревичем в [114], где была найдена функция распределения финитных электронов вокруг иона $f(E) \propto |E|^{1/4}$. Эта функция распределения, которая является нелинейным изотропным решением стационарного кинетического уравнения в приближении Фоккера – Планка, описывает диффузию электронов в сторону многозарядного иона. Такой функции распределения соответствует пик концентрации электронов вблизи иона со степенным законом $n(r) \propto r^{7/4}$. Аналогичная задача для пика плотности финитных звёзд вокруг сверхмассивной ЧД была рассмотрена Дж. Бакаллом и Р. Вольфом [115].

В условиях центра Галактики поток звёзд типа Солнца на ЧД определяется попаданием их в конус потерь [116, 117], в котором звезда с массой m_* и радиусом r_* разрушается приливными силами ЧД [118–122], пролетая на расстоянии от ЧД, меньшем приливного радиуса $r_t \simeq 2r_*(M_h/m_*)^{1/3}$. Для звёзд типа Солнца этот радиус превышает гравитационный радиус ЧД SgrA*. Лишь белые карлики и нейтронные звёзды "проглатываются" этой ЧД целиком без предварительного приливного разрушения (см., например, [6, 123]). Приливное разрушение звёзд, попадающих в конус потерь вследствие диффузии их орбит по угловым моментам J , приводит к анизотропии функции распределения при энергиях финитных звёзд $E < E_{cr} = -GM_h m_*/(2r_{cr})$, где критический радиус r_{cr} при условии $r_{cr} < r_h$ выражается как [115]

$$r_{cr} \simeq r_h \left(\frac{v_{vir} r_t t_E}{r_h^2} \right)^{4/9}. \quad (3)$$

При $E < E_{cr}$ функцию распределения финитных звёзд в гравитационном поле сверхмассивной ЧД можно приближённо представить в виде [78–81, 88]

$$f(E, J) \propto |E|^{1/4} \ln \frac{J}{J_{min}}, \quad (4)$$

где $J_{min} = (2GM_h r_t)^{1/2} m_*$ — минимальный угловой момент звёзд, при котором они достигают радиуса приливного разрушения r_t . Концентрация звёзд достигает максимума при $r < r_{cr}$ и стремится к нулю при приближении к радиусу приливного разрушения r_t . При $r_{cr} > r_h$ пик плотности не формируется, поскольку не происходит накопления финитных звёзд вокруг ЧД.

На рисунках 2 и 3 показаны распределения концентрации звёзд вблизи сверхмассивной ЧД при $r_{cr} \gtrless r_h$.

Приведённые выше асимптотические формулы для распределений звёзд вблизи сверхмассивной ЧД получены с учётом их парных взаимодействий на основе решений соответствующих уравнений Фоккера – Планка. Приближение с учётом парных взаимодействий остаётся отчасти справедливым и для исследования распределе-

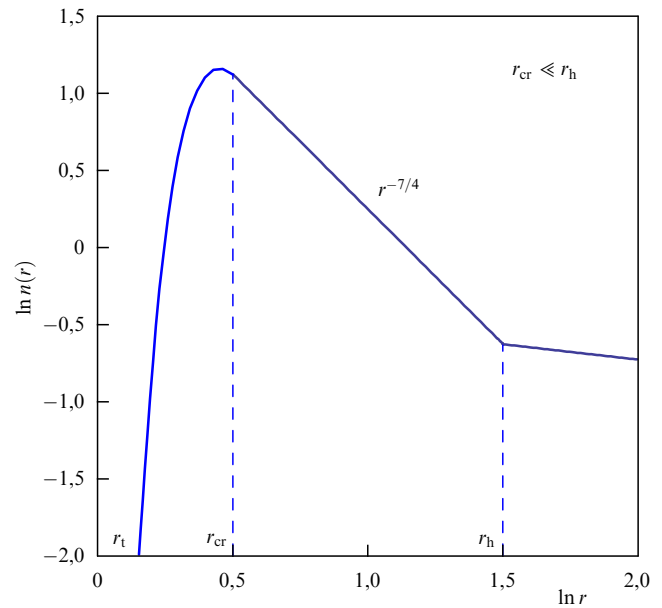


Рис. 2. Пик концентрации финитных звёзд $n(r) \propto r^{-7/4}$ вблизи сверхмассивной ЧД при $r_{cr} \ll r_h$. Масштаб на осях условный.

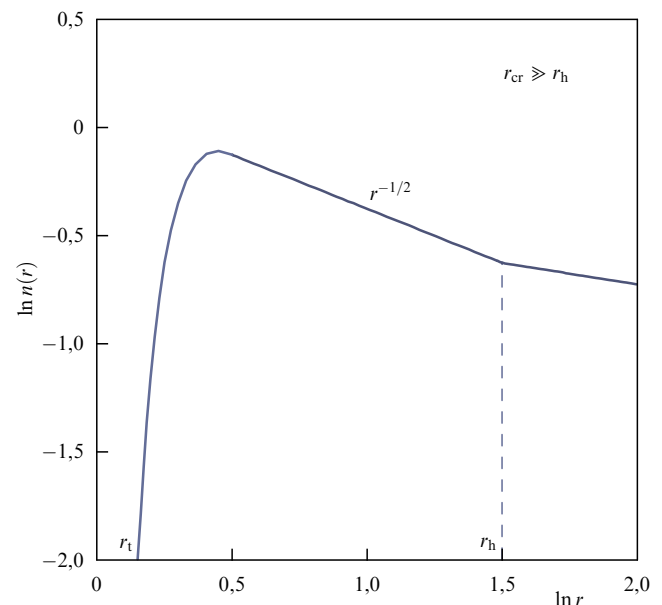


Рис. 3. Распределение концентрации инфинитных звёзд $n(r) \propto r^{-1/2}$ вблизи сверхмассивной ЧД при $r_{cr} \gg r_h$ в отсутствие финитных звёзд. Масштаб на осях условный.

ния частиц тёмной материи в пределах радиуса влияния ЧД r_h (см., например, [82, 84, 85]). Однако определение граничных условий на радиусе влияния ЧД для нормировки плотности частиц тёмной материи затруднено ввиду дополнительных неопределённостей, связанных со взаимодействием тёмной материи с галактическим диском и сфероидальной частью (балджем) Галактики [83].

Динамика и распределение звёзд в окрестности сверхмассивных ЧД интенсивно исследуется также различными методами численного моделирования, включая метод Монте-Карло (см., например, [124–129]). С помощью численного моделирования можно в принципе

проследить эволюцию ЧД в центрах галактики на космологических временных интервалах.

5. Формирование и совместная эволюция Галактики и её центральной чёрной дыры

Согласно иерархической картине формирования галактик, которая сейчас не вызывает сомнений, сначала формируются галактики с малыми массами (протогалактики), затем они сливаются и входят в состав больших современных галактик. Поскольку в спиральных галактиках имеются звёздные диски, не разрушенные в результате слияний, спиральные галактики должны были образовываться из единичных больших возмущений плотности, а слияния играли меньшую роль, чем в эллиптических галактиках, по крайней мере на поздних стадиях. Тем не менее в состав Галактики всё же могли войти несколько протогалактик. Например, балдж (центральное сгущение) нашей и других спиральных галактик очень похож по своим свойствам и составу на небольшие эллиптические галактики [97], и он вполне может быть остатком одной или нескольких эллиптических протогалактик.

Наблюдения в линиях 21 см и 2,6 мм свидетельствуют о наличии в центре галактики газового диска диаметром 3 кпк и толщиной 200 пк, наклонённого к плоскости Галактики под углом 22° [97]. Такой наклон мог возникнуть при слиянии звёздных подсистем протогалактик с разными направлениями суммарных угловых моментов. Многие из протогалактик или спутниковых галактик разрушились приливными силами и перемешались с веществом Галактики. Известно о существовании нескольких потоков звёзд, которые, скорее всего, являются остатками спутниковых галактик, недавно вошедших в состав нашей Галактики [130]. Также предполагается, что некоторые из шаровых звёздных скоплений в Галактике являются остатками карликовых галактик, внешние слои которых были ободраны приливными гравитационными силами [131].

Для того чтобы выяснить, как формировалась центральная сверхмассивная ЧД в Галактике, необходимо узнать, на каком этапе в протогалактиках начали формироваться центральные ЧД и как они затем сливались. Моделям образования сверхмассивных ЧД как в догалактическую, так и в галактическую эпохи посвящено множество обзоров (см., например, [132, 133]), и здесь мы не будем обсуждать эти модели. Перечислим лишь некоторые возможные варианты: гравитационный коллапс сверхмассивных звёзд и компактных звёздных скоплений; многократные слияния ЧД звёздных масс (в том числе образовавшихся при взрывах догалактических звёзд популяции III); наличие первичных ЧД с большими массами в качестве затравок для сверхмассивных ЧД [134–136].

После слияния протогалактик находящиеся в их центрах ЧД также могли сближаться и сливаться. Механизмы слияния достаточно массивных ЧД в целом понятны — это динамическое трение, которое стремится после слияния переместить остаток протогалактики и её центральную ЧД к центру новой галактики, а схлопывание орбиты двойной ЧД на самой последней стадии происходит в результате взаимодействия со звёздами и излучения гравитационных волн. Маломассивные ЧД не успевают за время жизни Галактики осесть к центру, и поэтому, вероятно, они остаются в гало. Поскольку есть

свидетельства наличия центральных ЧД даже в небольших галактиках, сверхмассивная ЧД Галактики могла образоваться в результате слияний нескольких меньших ЧД. Возможно, эти ЧД сначала находились в протогалактиках, сформировавших балдж.

От того, как давно прекратился процесс слияний ЧД, зависит величина центрального пика плотности тёмной материи, так как при слияниях пики должны частично или полностью разрушаться. Однако выяснить историю слияний ЧД пока не представляется возможным. Наоборот, если по аннигиляционному сигналу удастся установить структуру пика плотности, то это может дать информацию об эволюционной истории сверхмассивной ЧД в центре Галактики.

6. "Взвешивание" невидимой материи в центре Галактики

В интервале радиусов от горизонта событий ЧД до границы области влияния ЧД может присутствовать, помимо видимых звёзд, дополнительная масса как в виде отдельных объектов, так и диффузно распределённая. Это, во-первых, могут быть тусклые, слабосветящиеся звёзды, которые не видны непосредственно в телескопы. Поскольку функция масс звёзд возрастает в сторону малых масс, такие звёзды могут давать достаточно большой вклад в полную плотность. В центре Галактики должны находиться и "остатки" звёздной эволюции: ЧД звёздных масс и нейтронные звёзды. ЧД звёздных масс вследствие их относительно больших масс оседают ближе к центру Галактики в результате процесса сегрегации масс, образуя компактную центральную подсистему, поэтому их вклад в центральную плотность невидимого вещества также может быть велик [137]. Вклад нейтронных звёзд неизвестен, но их наличие в центральном пике плотности весьма вероятно. Активный пульсар действительно был обнаружен на расстоянии 0,1 пк от центральной ЧД [138], однако большинство нейтронных звёзд может быть недоступно для наблюдений. Ограничения на плотность тёмной материи в центре Галактики, обусловленные эффектом коллапса нейтронных звёзд в ЧД, обсуждались в [139, 140].

Ограничение на количество ЧД звёздных масс и нейтронных звёзд в центре Галактики можно получить также при рассмотрении эффекта их рентгеновской светимости при аккреции газа. Этот эффект должен проявляться особенно сильно в случае, когда на центр Галактики падает протяжённое облако газа. Тогда при пролёте этого облака через центральную область должна начаться аккреция на обычно "спокойные" ЧД и нейтронные звёзды и на некоторое время они должны стать заметными в рентгеновском диапазоне. Этот эффект обсуждался [141] в связи с падением на центр Галактики облака газа G2. В 2011 г. наблюдалось, как облако G2 сближается с ЧД SgrA* со скоростью в несколько тысяч км с⁻¹ и растягивается приливными гравитационными силами [142]. Однако ожидаемого события приливного разрушения и последующей аккреции при прохождении облаком G2 перицентра своей орбиты в 2013 г. не произошло. Тем не менее оно может произойти уже в ближайшие годы при последующих сближениях G2 с SgrA*.

Вся невидимая масса в центре Галактики будет приводить к отклонению полного ньютоновского гравита-

сионного потенциала от потенциала точечной массы ЧД $U_h = -GM_h/r$. В результате гравитационно связанные с ЧД орбиты S0-звёзд не будут замкнутыми, а будут прецессировать (см., например, [143]). В течение ближайших одного-двух лет величина незамкнутости, т.е. ньютоновская прецессия орбиты, для наиболее изученной звезды S0-2, несомненно, будет измерена. Тем самым будет определена полная масса тёмной материи в пределах орбиты этой звезды с характерным радиусом 0,005 пк. Рассматриваемая нерелятивистская прецессия орбит быстрых S0-звёзд может даже при умеренном количестве дополнительной невидимой материи в окрестности центра Галактики значительно превышать соответствующую релятивистскую прецессию (эффект наклона смещения перигелия Меркурия и эффект Лензе – Тирринга).

Существование быстрых S0-звёзд даёт уникальную возможность восстановления гравитационного потенциала и измерения распределения массы в центре Галактики посредством фитирования их орбит. В случае степенного профиля плотности всего невидимого вещества

$$\rho(r) = \rho_h \left(\frac{r}{r_h} \right)^{-\beta}, \quad (5)$$

где ρ_h , r_h и β — постоянные параметры, величина угла прецессии эллиптической орбиты S0-звезды за время одного оборота вокруг ЧД $\delta\phi$ выражается как [144]

$$\delta\phi = -\frac{4\pi^2 \rho_h r_h^\beta p^{3-\beta}}{(1-e)^{4-\beta} M_{\text{ВН}}} {}_2F_1\left(4-\beta, \frac{3}{2}; 3; -\frac{2e}{1-e}\right), \quad (6)$$

где ${}_2F_1(a, b; c; z)$ — гипергеометрическая функция, e — эксцентриситет эллипса, $p = a(1-e^2)$ — параметр орбиты, a — большая полуось, $M_{\text{ВН}}$ — масса чёрной дыры. Величина угла нерелятивистской прецессии (6) качественно согласуется с результатами численных расчётов прецессии [56, 68, 145–148]. Выражение для угла прецессии (6) при $e \ll 1$ совпадает с соответствующим выражением, полученным аналитически другим методом в [149]. Отметим, однако, что при больших значениях эксцентриситета, $e \simeq 1$, вычисленное в [149] направление прецессии меняет знак на положительный и расходится в пределе $e \rightarrow 1$. По-видимому, используемый в [149] метод расчёта применим лишь при $e \ll 1$, поскольку угол ньютоновской прецессии $\delta\phi = 0$ только при $e = 1$, а при других значениях e он всегда отрицателен.

Многopараметрическое фитирование орбит S0-звёзд, а также оценка возможной дополнительной распределённой массы [23–25] показали, что распределённая масса в пределах орбиты звезды S0-2 не превышает 3 %–4 % от массы сверхмассивной ЧД. Ожидаемое измерение нерелятивистской прецессии орбиты звезды S0-2 позволит улучшить этот предел на 2–3 порядка либо определит величину этой тёмной массы.

Соответствующая полная масса тёмной материи M_{DM} внутри сферы радиусом r при степенном профиле плотности (5) имеет вид

$$M_{\text{DM}}(r) = \frac{4\pi\rho_h r_h^\beta}{3-\beta} (r^{3-\beta} - R_{\text{min}}^{3-\beta}), \quad (7)$$

где R_{min} — минимальный радиус, до которого распространяется профиль плотности (5). Для расчётов угла

прецессии орбиты будем полагать, что $\beta < 3$ и R_{min} существенно меньше радиуса перицентра звезды S0-2, $r_p = a(1-e) = 0,585$ мпк. В этом случае основная масса тёмной материи в пределах орбиты сосредоточена около апоцентра, $r_a = a(1+e) = 9,42$ мпк. Для дальнейшего рассмотрения целесообразно ввести массовую долю тёмной материи внутри орбиты S0-звезды:

$$\xi = \frac{M_{\text{DM}}(r_a) - M_{\text{DM}}(r_p)}{M_{\text{ВН}}}.$$

7. Аннигиляция тёмной материи в центре Галактики

В настоящее время физическая природа и состав загадочной тёмной материи неизвестны. Чаще всего предполагается, что тёмная материя состоит из незарегистрированных пока элементарных частиц [150–152]. Не исключено также, что тёмная материя состоит из первичных ЧД [153–160], замкнутых киральных космических струн (вортонов) [161–167], нетопологических солитонов в виде бозонных или фермионных Q-шаров [168, 169] и Q-звёзд [170], массивных гравитонов [171], ультралёгких скалярных полей [172–175], скалярных звёзд из тёмной энергии в виде комплексного скалярного поля [176, 177], многомерных частиц Калуцы – Клейна (D-материя) и точечных дефектов [178–182] или является многокомпонентной [183–187]. Среди детально разработанных моделей отметим модели тёмной материи в виде аксионов [188–196], массивных стерильных нейтрино [197–203], зеркальных частиц [204–212] и легчайших стабильных суперсимметричных частиц нейтрально [34, 213–217]. (Возможные сценарии аннигиляции нейтрально в центре Галактики мы рассмотрим ниже.) Также обсуждаются различные предложенные модели модифицированной гравитации в качестве альтернативного объяснения феномена тёмной материи (см., например, [218–225] и приведённые там ссылки).

В ряде низкофоновых лабораторий проводятся эксперименты, в которых делается попытка прямой регистрации пролетающих через Землю частиц тёмной материи по ядрам отдачи. Заявлен даже положительный результат их регистрации (например, в эксперименте DAMA (DARk MATter experiment) в Национальной лаборатории Гран-Сассо (Италия) [226]), но независимого подтверждения пока нет.

Перспективным и активно развиваемым экспериментальным направлением идентификации частиц тёмной материи является поиск сигналов, прежде всего, в виде гамма-излучения от аннигиляции (или распадов) частиц тёмной материи. Соответствующие поиски продуктов аннигиляции или распадов называют экспериментами по непрямой, или косвенной, регистрации частиц тёмной материи.

Галактический диск и вся центральная часть Галактики содержат множество точечных и протяжённых источников гамма-излучения [227], которые создают серьёзное препятствие для выделения сигналов от аннигиляции. Галактика заполнена космическими лучами (потоками энергичных заряженных частиц), ускоренными в остатках сверхновых или других источниках. Космические лучи генерируют гамма-фотоны при взаимодействии с межзвёздным газом (модель вторичной генерации Гинзбурга – Сыроватского [228]). Ясно, что в диске и

центре Галактики, где больше всего газа, фоновое излучение генерируется наиболее интенсивно. Ввиду наличия множества объектов и сложной структуры распределения газовых облаков это гамма-излучение трудно точно предсказать теоретически и выделить в наблюдениях.

Если рассматривать всё наблюдаемое гамма-излучение как верхний предел потока аннигиляционного излучения и предполагать, что частицы тёмной материи рождались в ранней Вселенной по тепловому механизму, то ограничение сверху на гамма-излучение от карликовых сфероидальных галактик уже исключает частицы тёмной материи с массами $m < 30$ ГэВ [229]. Но исследователи идут ещё дальше, пытаясь усовершенствовать вычисления фоновых сигналов и найти превышения наблюдаемого гамма-излучения над предсказываемым уровнем фона. Для этого строятся сложные компьютерные модели вторичной генерации гамма-излучения космическими лучами и производится тщательная обработка данных гамма-телескопов. В [229] утверждается, что с учётом фона исключены на уровне достоверности 68 % также массы $m < 100$ ГэВ. Этот результат, конечно, требует независимого подтверждения.

При анализе результатов наблюдений телескопа предыдущего поколения Compton–EGRET (Compton Gamma Ray Observatory–Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) был обнаружен избыток гамма-излучения над фоном в области энергий $\approx 50–100$ ГэВ [230]. Этот избыток, как считалось, хорошо описывается моделью аннигиляции нейтралينو с массами ~ 100 ГэВ. Впоследствии более надёжные наблюдения на телескопе Fermi-LAT не подтвердили существования избытка гамма-излучения в указанной области энергий. Тем не менее в данных Fermi-LAT также был обнаружен избыток излучения, но при меньших энергиях, а именно в диапазоне $1–3$ ГэВ [35–44]. Этот избыток проявляется в сферической области радиусом в несколько градусов вокруг центра Галактики, и, что важно, энергетический спектр избыточного излучения не зависит от пространственного положения. Избыток хорошо описывается моделью аннигиляции нейтралино с массами $m = 35$ ГэВ и тепловым сечением $\langle\sigma v\rangle = 1,7 \times 10^{-26}$ см³ с⁻¹ при предположении, что тёмная материя распределена согласно модифицированному профилю гало Наварро–Френка–Уайта:

$$\rho_H(r) = \frac{\rho_0}{(r/d)^\gamma(1+r/d)^{3-\gamma}}, \quad (8)$$

где $\rho_H(8,5 \text{ кпк}) = 0,3 \text{ ГэВ см}^{-3}$, $d = 20 \text{ кпк}$. Наблюдаемый избыток гамма-излучения лучше всего соответствует значению $\gamma \approx 1,26$, в то время как в стандартном профиле $\gamma = 1$.

Область радиусов $r \ll d$ принято называть каспом [231–233]. Если в центре каспа вокруг ЧД имеется, кроме того, дополнительное возрастание плотности, то это дополнительное возрастание в пределах области влияния ЧД называют пиком (spike). Своим гравитационным полем ЧД может вызывать перераспределение тёмной материи в каспе с образованием пика.

Основную роль в процессе формирования центрального пика плотности тёмной материи играет сверхмассивная ЧД. Наличие ЧД в центре гало тёмной материи приводит к увеличению центральной плотности тёмной материи внутри области, ограниченной радиусом влия-

ния $r_h \sim GM_h/v_0 \sim 1,7 \text{ пк}$, где $v_0 \sim 100 \text{ км с}^{-1}$ — дисперсия скоростей во внутренней области каспа. Пик плотности эволюционно формировался вместе с ЧД, и его свойства принципиальным образом зависят от истории образования ЧД. Если ЧД испытывала слияния с другими ЧД, то пик плотности тёмной материи мог несколько раз формироваться и разрушаться. Эти возмущения приводили к уменьшению его плотности. Напротив, если эволюция ЧД происходила достаточно спокойно, т.е. если ЧД образовалась рано и росла в результате медленной аккреции, то пик плотности тёмной материи вокруг ЧД также постепенно и непрерывно возрастал, достигая большой величины [234, 235]. Такой пик, образовавшийся в результате постепенного роста, называют "адиабатическим пиком". Результаты расчётов [234] показывают, что распределение плотности в адиабатическом пике является примерно степенным с показателем степени $\beta = (9 - 2\gamma)/(4 - \gamma)$, где γ — показатель степени в (8). Например, при $\gamma = 1,26$ величина $\beta = 2,36$.

Максимальная плотность $\rho_{\max} \sim m/(\langle\sigma v\rangle t_g)$ тёмной материи в пике ограничена эффектом аннигиляции [34, 236]. Возрастание плотности прекращается на том внутреннем радиусе, где тёмная материя успевает проаннигилировать за характерное время существования чёрной дыры $t_g \sim 10^{10}$ лет. Если аннигиляция несущественна, то возрастание плотности продолжается на расстояниях вплоть до нескольких гравитационных радиусов ЧД, где уже начинает играть значительную роль захват частиц дырой.

Ещё одним эффектом, который может влиять на распределение тёмной материи в пике плотности вблизи ЧД, является рассеяние частиц на звёздах [235], приводящее к формированию универсального профиля плотности тёмной материи: $\rho \propto r^{-3/2}$. Такое рассеяние также способствует заполнению конуса потерь и увеличению потока частиц на ЧД, в результате чего масса ЧД эволюционно возрастает [83, 85].

Угловые размеры пика плотности меньше разрешения телескопа Fermi-LAT, поэтому пик в гамма-лучах выглядел бы как точечный источник. Расчёты аннигиляционного сигнала от адиабатического пика плотности показывают [237], что в случае $\langle\sigma v\rangle = \text{const}$ даже относительно небольшая доля тёмной материи $\xi \sim 10^{-5}$ в пределах орбиты звезды S0-2 давала бы аннигиляционный гамма-сигнал, который мог бы быть уже зарегистрирован Fermi-LAT. Отсутствие аннигиляционного сигнала (точнее, малая величина верхнего предела на возможный сигнал) говорит о том, что тёмной материи, состоящей из нейтралино, при $\langle\sigma v\rangle = \text{const}$ в центре Галактики очень мало. Но тогда эта скрытая масса не способна оказать такого влияния на орбиты звёзд, которое могло бы быть обнаружено при достигнутом уровне точности наблюдений. Согласно [144] адиабатический пик имеет право на существование для масс частиц $m \sim 10–100$ ГэВ лишь в случае нестандартного сечения аннигиляции $\langle\sigma v\rangle \propto v^{-\eta}$, где $\eta \geq 3$. Вследствие большой дисперсии скоростей вблизи ЧД сечение аннигиляции в этом случае будет меньше. И тогда, несмотря на то что в области пика может сосредоточиться большая масса тёмной материи, аннигиляционные сигналы не превысят наблюдаемого уровня из-за малости сечения аннигиляции. Однако в этом случае большая масса тёмной материи уже может обеспечить ньютоновскую прецессию орбит S0-звёзд,

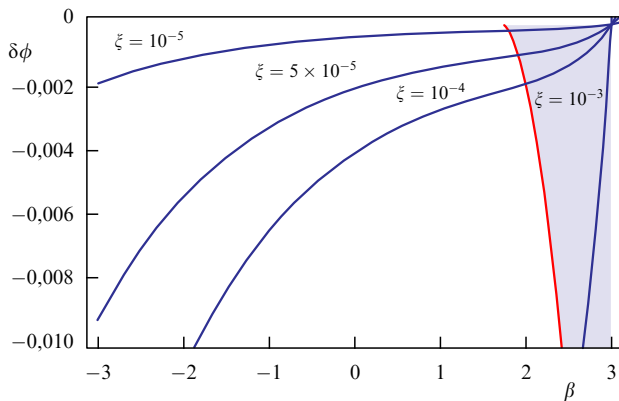


Рис. 4. Величина угла прецессии $\delta\phi$ (6) в зависимости от показателя степенного профиля плотности тёмной материи β в (5) для правдоподобных значений массовой доли тёмной материи ξ внутри орбиты звезды S0-2. Заштрихована область, исключаемая ограничениями по аннигиляции частиц тёмной материи (нейтралينو), если тёмная материя даёт основной вклад в ξ .

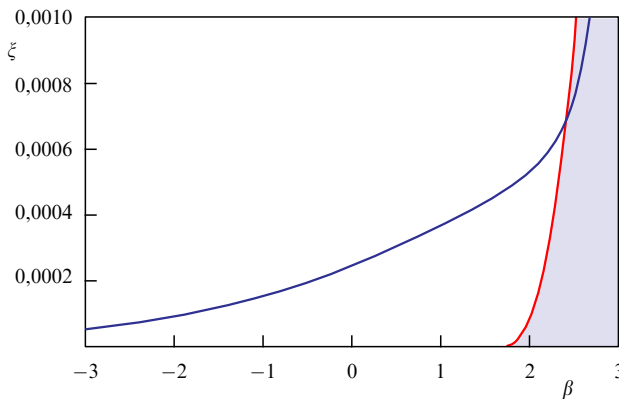


Рис. 5. Массовая доля тёмной материи ξ в зависимости от показателя степени β в профиле плотности (5) при угле прецессии $\delta\phi = 0,01$. Заштрихована область, исключаемая ограничениями по аннигиляции частиц тёмной материи.

которую можно будет обнаружить посредством наблюдений орбит S0-звёзд.

Таким образом, независимым дополнительным методом установления распределения тёмной материи является поиск возможного аннигиляционного сигнала от центра Галактики. Объяснение наблюдавшегося телескопом HESS (High Energy Stereoscopic System) избыточного гамма-сигнала с энергией ~ 1 ТэВ, исходящего от центра Галактики, аннигиляцией частиц тёмной материи с учётом ограничений, накладываемых динамикой звёзд, предложено в [238] для случая степенного профиля плотности тёмной материи с пиком и показателем степени в качестве свободного параметра. Возможность получения ограничений на аннигиляцию из динамики звёзд или прецессии их орбит отмечается также в [147].

На рисунках 4, 5 показана необходимая масса тёмной материи для объяснения возможного избытка гамма-излучения от центра Галактики по данным наблюдений космического гамма-телескопа Fermi-LAT [42, 237], если тёмная материя даёт основной вклад в ξ и состоит из суперсимметричных нейтралино [144].

Если сечение аннигиляции всё же имеет стандартное тепловое значение $\langle\sigma v\rangle \sim 2 \times 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ (т.е. $\eta = 0$), то

из наблюдательных ограничений на гамма-излучение следует отсутствие адиабатического или достаточно плотного пика в распределении тёмной материи. Отсутствие адиабатического пика плотности может объясняться предыдущими актами слияния ЧД [239] или приливным гравитационным влиянием звёзд. А именно, при пролётах звёзд тёмная материя в пике возмущается, получает дополнительное приращение скорости и пик "нагревается", что приводит к уменьшению его плотности [235]. Другие возможные причины — это парные рассеяния (в результате самовзаимодействия) частиц тёмной материи [237] или несовпадение центра профиля плотности тёмной материи с ЧД [240]. Кинетическое перемешивание при слияниях ЧД [239] и нецентральное положение ЧД [240] обуславливают формирование пика плотности тёмной материи с $\beta = 1/2$.

Одним из методов выделения сигналов над уровнем фонов является поиск аннигиляционных линий. К сожалению, в наиболее вероятных и простых моделях тёмной материи такие линии сильно подавлены. Тем не менее были сделаны интригующие, но требующие дальнейшей проверки сообщения о возможном обнаружении линии при энергии 130 ГэВ из центра Галактики и такой же линии от некоторых скоплений галактик и неидентифицированных источников в каталоге Fermi-LAT [241].

Отметим, что вследствие скупивания тёмной материи в плотные мелкомасштабные самогравитирующие сгустки будет происходить дополнительное усиление (бустинг) аннигиляционного сигнала [242–251].

Помимо регистрации гамма-излучения, важным перспективным направлением является поиск с помощью гигантских нейтринных телескопов (IceCube, ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss experiment environmental RESearch), Baikal-GVD (Baikal Gigaton Volume Detector) и др.) нейтринных сигналов из центра Галактики, генерируемых при аннигиляции частиц тёмной материи [234, 252, 253].

Телескоп INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory) обнаружил сигнал от области вокруг центра Галактики радиусом 8° , соответствующий электрон-позитронной аннигиляционной линии с энергией около 511 кэВ [254, 255], происхождение которой до сих пор остаётся загадкой. На заре открытия этой гамма-линии И.С. Шкловский и Л.М. Озерной предполагали, что источник позитронов в ядре Галактики — это вспышки сверхновых и рождение молодых пульсаров, аналогичные таковым в Крабовидной Туманности, где тоже наблюдается аннигиляционная линия с энергией 511 кэВ, которая одновременно могла бы дать наблюдаемый избыток гелия [97]. Однако не исключено, что аннигилирующие позитроны сами являются продуктом аннигиляции (или распада) более тяжёлых частиц тёмной материи.

В целом, можно сказать, что поиск сигналов от аннигиляции частиц тёмной материи является перспективным методом картографирования распределения массы в центре Галактики, если тёмная материя способна аннигилировать и если продукты аннигиляции в принципе доступны для регистрации. Что касается уже появившихся интригующих сообщений о возможной регистрации аннигиляционного сигнала, то эти предварительные результаты требуют тщательной проверки. В частности, необходимы более детальные расчёты по выделению вклада астрофизических фонов в наблюдаемом гамма-излучении.

8. Измерение спина чёрной дыры в центре Галактики

Осесимметричная стационарная метрика вращающейся керровской ЧД определяется её массой M_h и удельным угловым моментом $J/M_h = (GM_h/c)a$, где a — безразмерный параметр спина (или просто спин) ЧД, принимающий значения в интервале $0 \leq a \leq 1$. Гравитационное поле такой ЧД в координатах (t, r, θ, ϕ) зависит от радиуса r и широтного угла θ . Угловой момент (спин) ЧД является очень важным параметром, влияющим на наблюдательные проявления ЧД в виде излучения аккреционного диска, генерации релятивистских струй (джетов) и ускорения частиц. Будущие наблюдения тени от ЧД SgrA* с помощью Телескопа горизонта событий в принципе позволят сделать независимую оценку её массы и углового момента. Измерить спин ЧД можно также по специфическим особенностям потока и поляризации излучения вблизи внутренней границы устойчивости аккреционного диска [256–258], или на основе анализа непрерывного спектра излучения [259–262], или по специфической форме линий излучения [263–266], или же по корреляции между мощностью струйных выбросов и величиной спина ЧД [267].

Интерпретация интерферометрических наблюдений на длине волны 1,3 мм на основе модели релятивистской аккреции на вращающуюся ЧД [259–261] приводит (с учётом больших ошибок) к наиболее вероятному значению спина ЧД SgrA*: $a = 0(+0,2 + 0,4)$, где в скобках указаны ошибки [268].

Наблюдавшиеся в течение редких вспышек активности квазипериодические осцилляции сигнала от SgrA* с периодом около 19 мин в ИК-диапазоне [76] и периодами около 11,5 мин и 19 мин в рентгеновском диапазоне [77], упоминавшиеся в разделе 3, содержат важную информацию о параметрах (массе и спине) ЧД и свойствах аккреционного потока на неё. Квазипериодические осцилляции обычно связывают с резонансами в аккреционных дисках [20, 76, 77, 269–271]. Слабым местом такой интерпретации являются неопределённости, связанные с зависимостью от моделей аккреционных дисков. Повидимому, резонансные модели квазипериодических осцилляций применимы для ЧД в активных галактических ядрах и двойных звёздных системах с высоким темпом аккреции. В работе [271] сообщается о наблюдениях квазипериодических осцилляций в радиоизлучении SgrA* со средними периодами 16,8; 22,2; 31,4 и 56,4 мин, которые в модели резонансных осцилляций в аккреционном диске приводят к значению спина ЧД SgrA* $a = 0,44 \pm 0,08$.

При низком темпе аккреции, который свойствен современному состоянию сверхмассивной ЧД SgrA*, аккреционный поток может быть прозрачным на расстояниях вплоть до самого горизонта событий ЧД. В таких условиях появляется возможность регистрации периодических или квазипериодических осцилляций от ярких пятен в аккреционном потоке, частоты которых не зависят от модели аккреции, а полностью определяются свойствами гравитационного поля ЧД. Для аккреционных дисков наиболее характерны три частоты: частота вращения горизонта событий ЧД

$$\Omega_h = \frac{2\pi}{T_h} = \frac{a}{2(1 + \sqrt{1 - a^2})} \frac{c^3}{GM_h}, \quad (9)$$

частота азимутальных круговых осцилляций в плоскости экватора

$$\Omega_\phi = \frac{2\pi}{T_\phi} = \frac{1}{a + x^{3/2}} \frac{c^3}{GM_h} \quad (10)$$

и частота широтной прецессии в тонком аккреционном диске

$$\Omega_\theta = \frac{2\pi}{T_\theta} = \frac{\sqrt{x^2 - 4ax^{1/2} + 3a^2}}{x(a + x^{3/2})} \frac{c^3}{GM_h}, \quad (11)$$

где безразмерная радиальная координата $x = r/r_g$, $r_g = GM_h/c^2$, а T_h , T_ϕ и T_θ — соответствующие периоды осцилляций, регистрируемые удалённым наблюдателем. Частота вращения горизонта событий Ω_h не зависит от широтного угла θ — значит, горизонт событий вращается как твёрдое тело [272]. При этом все приближающиеся к горизонту событий частицы, включая фотоны, неизбежно вовлекаются во вращение с частотой вращения горизонта событий Ω_h . Частоты Ω_ϕ и Ω_θ зависят от радиальной координаты, но связанный с ними осцилляционный сигнал будет наблюдаться с максимальной интенсивностью от области, в которой выделяется основная часть аккреционной энергии. Эта область расположена вблизи минимального радиуса устойчивых круговых орбит $x = x_{ms}$ (см. определение, например, в [257, 273]).

Вращающаяся ЧД неотвратимо вовлекает в своё вращение все приближающиеся к ней частицы. Это проявляется в существовании эргосферы, внутри которой невозможно движение с азимутальным вращением, противоположным вращению ЧД. Внешняя граница эргосферы в координатах Бойера–Линдквиста [274] определяется уравнением $g_{00} = 0$, решением которого является $x = x_{ES}(\theta) = 1 + \sqrt{1 + a^2 \cos^2 \theta}$. Внутренняя граница эргосферы совпадает с горизонтом события ЧД $x_+ = 1 + \sqrt{1 - a^2}$.

На рисунке 6 показана траектория фотона, падающего с нулевым прицельным параметром на вращающуюся ЧД. Приближающийся к ЧД фотон вовлекается в её вращение и многократно наматывается на горизонт событий в направлении вращения ЧД с азимутальной частотой Ω_h из (9).

Неотвратимость вовлечения падающих частиц в совместное с ЧД вращение проявляется ещё более эффектно в примере падения на ЧД частиц с отрицательным относительно спина дыры азимутальным угловым мо-



Рис. 6. Пример результата численного решения уравнений движения для траектории фотона, падающего с нулевым прицельным параметром на экстремальную ЧД ($a = 1$) в плоскости экватора. Приближающийся к ЧД фотон вовлекается в её вращение и многократно наматывается на горизонт событий в направлении вращения ЧД с азимутальной частотой Ω_h (9). Закрашена внутренняя часть ЧД.

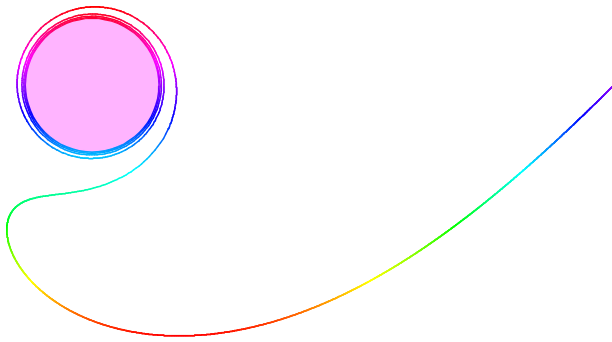


Рис. 7. Пример результата численного решения уравнений движения для траектории фотона, падающего с отрицательным прицельным параметром $b = -6,5r_g$ в плоскости экватора на экстремальную ЧД ($a = 1$), меняющего направление своего азимутального вращения на обратное при приближении к ЧД и многократно наматывающегося на горизонт событий с азимутальной частотой Ω_h (9). Закрашена внутренняя часть ЧД.

ментом. На рисунке 7 показана траектория фотона, падающего с отрицательным прицельным параметром на вращающуюся ЧД.

Хорошо известной особенностью падения на невращающуюся ЧД является логарифмически расходящееся время приближения пробной частицы к горизонту событий ЧД с точки зрения удалённого наблюдателя. Это время оказывается конечным с учётом неизбежного обратного влияния падающей частицы на ЧД, приводящего к увеличению массы ЧД. Качественный учёт такого влияния, по аналогии с учётом его в модели эволюции белых дыр [275], приводит не к расходящемуся, а к конечному логарифмическому члену для соответствующего времени падения на ЧД,

$$t_{\text{obs}} \sim \frac{r_g}{c} \ln \frac{M_h}{E}, \quad (12)$$

где E — полная энергия падающей частицы.

Удивительной дополнительной особенностью траекторий пробных частиц (включая фотоны), падающих на вращающуюся ЧД, является бесконечное число оборотов, которые они совершают вблизи горизонта с точки зрения удалённого наблюдателя [50]. С учётом обратного влияния падающей частицы, полностью аналогичного его учёту в случае невращающейся ЧД (12), число оборотов частицы при падении на вращающуюся ЧД также будет конечным, $\sim \ln(M_h/E)$.

На рисунке 8 представлена трёхмерная (3D) траектория частицы, падающей на вращающуюся ЧД и многократно наматывающуюся на горизонт событий с азимутальной частотой Ω_h , определяемой выражением (9).

Любой источник излучения, например сгусток горячей плазмы или яркое пятно в аккреционном диске, при приближении к горизонту событий ЧД будет регистрироваться удалённым наблюдателем в режиме релятивистской "синхротронной моды" в виде сколлапсированных в узком телесном угле коротких вспышек излучения [273, 276–278], повторяющихся квазипериодически с частотой, близкой к частоте вращения горизонта событий ЧД Ω_h . Именно эта частота модуляции сигнала от многих сгустков или ярких пятен в аккреционных дисках и может регистрироваться от ЧД в случае, когда окружаю-

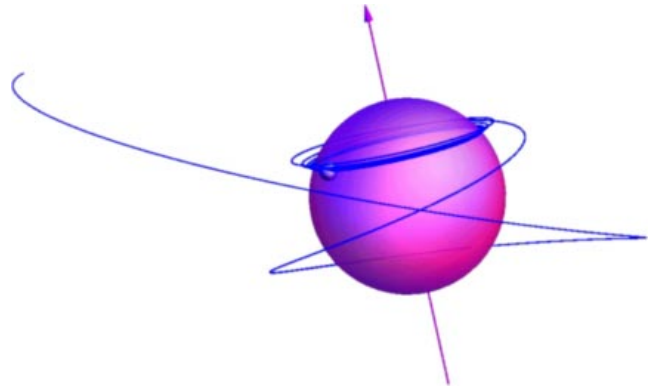


Рис. 8. Пример результата численного решения уравнений движения (уравнений геодезических) для 3D-траектории падения пробной частицы (малый шарик) на вращающуюся ЧД со спином $a = 0,998$ в координатах Бойера–Линдквиста [274]. При приближении к ЧД частица многократно наматывается при фиксированной широте на горизонт событий ЧД с азимутальной частотой Ω_h (9).

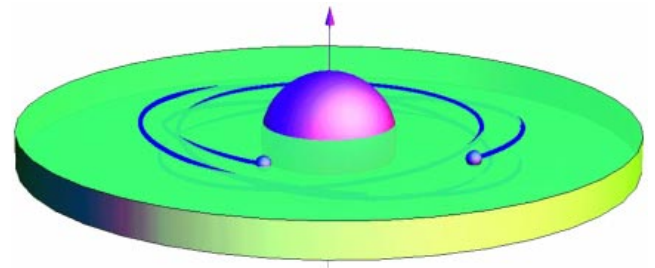


Рис. 9. Результаты численного решения для широтной прецессии яркого пятна или сгустка плазмы (малый шарик) в полупрозрачном аккреционном диске вокруг чёрной дыры со спином $a = 0,65$ [33], приводящей к наблюдаемым осцилляциям с частотой Ω_θ из (11).

щая их плазма прозрачна на расстояниях вплоть до горизонта событий.

Другим возможным кандидатом на роль частоты квазипериодических осцилляций является частота широтной прецессии в тонком диске Ω_θ из (11). Горячие сгустки плазмы прецессируют по широтному углу в аккреционном диске и, если диск непрозрачен или полупрозрачен, эти сгустки будут видны только во время их "всплывания" на обращённую к наблюдателю поверхность диска. Такие события, повторяющиеся с частотой Ω_θ , также могут наблюдаться в виде квазипериодических осцилляций. На рисунке 9 показана широтная прецессия яркого пятна или сгустка плазмы в полупрозрачном аккреционном диске, приводящая к наблюдаемым осцилляциям с частотой Ω_θ из (11).

Отметим, что, в отличие от чётко выраженной модуляции сигнала излучения аккреционного диска с частотами Ω_h и Ω_θ , модуляция этого сигнала с частотой Ω_ϕ мала. Последнее связано с тем, что вращение горячих сгустков в аккреционном диске не должно приводить к сильной модуляции его излучения с частотой Ω_ϕ , ввиду ничтожной малости отношения размера аккреционного диска, в котором вращаются горячие сгустки, к расстоянию до ЧД. Заметной величины модуляция сигнала с частотой Ω_ϕ может достичь только в случае сильной нестационарности аккреционного потока. Приведённые аргументы являются обоснованием метода двух характерных частот для интерпретации квазипериодических

осцилляций излучения от сверхмассивной ЧД в центре Галактики, обнаруженных в рентгеновском диапазоне и ближнем ИК-диапазоне [76, 77].

Для наблюдаемых значений частот совместное решение двух уравнений (9) и (11) при $x = x_{\text{ms}}$ относительно массы ЧД SgrA* M_h и её спина a однозначно определяет их значения с наилучшей на сегодня точностью, а именно $M_h = (4,2 \pm 0,2) \times 10^6 M_\odot$ и $a = 0,65 \pm 0,05$ [33]. При этом период около 11,5 мин наблюдаемых квазипериодических осцилляций идентифицируется как период вращения горизонта событий ЧД SgrA*, а осцилляции с периодом около 19 мин идентифицируются как широтные осцилляции орбит горячих пятен в аккреционном диске. Эти квазипериодические осцилляции являются важным свидетельством присутствия в центре Галактики сверхмассивной ЧД. Убедительность этого свидетельства заключается в том, что оно независимым образом даёт в точности такую же массу ЧД SgrA*, которая получается из наблюдений S0-звёзд [33].

Заметим, что величины спина ЧД SgrA* a , определённые разными методами в [33, 271], не согласуются между собой. Необходимо новое независимое измерение спина ЧД SgrA*, которым может стать предстоящее измерение формы тени её горизонта событий Телескопом горизонта событий.

9. Заключение

Природная лаборатория в центре Галактики предоставляет большие возможности для исследования широкого спектра физических процессов вблизи сверхмассивной чёрной дыры SgrA*. Ожидается, что в ближайшее десятилетие будет измерена тень этой ЧД и тем самым будет произведена проверка общей теории относительности Эйнштейна в режиме сильного поля. Реализация этого эксперимента откроет также дорогу для проверки различных модификаций и обобщений ОТО.

В природной лаборатории в центре Галактики в небольшом по астрономическим меркам объёме происходят физические процессы, охватывающие практически все разделы современной физики. Например, механика и общая теория относительности Эйнштейна представлены сверхмассивной ЧД SgrA*, орбитальным движением звёзд вокруг центральной ЧД и аккрецией газа. Обширно представлена термодинамика, описывающая состояние вещества в звёздах и горячей газе, где термодинамика смыкается с гидродинамикой и электродинамикой в описании состояния плазмы. Атомная и молекулярная физика вместе с квантовой механикой отвечают за спектры и линии переходов в атомах и молекулах, а ядерная физика даёт объяснения процессов в звёздах, необходимые для интерпретации наблюдательных данных и построения динамических и эволюционных моделей центра Галактики. Физика элементарных частиц (физика высоких энергий) предоставляет модели и сценарии генерации гамма-излучения, например, при аннигиляции тёмной материи, сосредоточенной вблизи ЧД SgrA* и т.д.

Конечно, практически в любом астрофизическом объекте в той или иной мере представлена современная физика в большинстве её разделов. В настоящем обзоре мы попытались проиллюстрировать это многообразие физических явлений на примере очень интригующей области в наблюдаемой Вселенной — центра Галактики Млечный Путь.

Благодарности. Авторы выражают признательность за полезные обсуждения и критические замечания В.А. Березину, В.С. Бескину, Е.А. Васильеву, М.И. Зельникову, К.П. Зыбину, Я.Н. Истомину и С.Г. Рубину. Исследование выполнено при финансовой поддержке Программой отделения физических наук РАН ОФН-17 и грантами РФФИ 13-02-00257 и НШ 3110.2014.2.

Список литературы

1. Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **84** 377 (1964); Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **7** 763 (1965)
2. Зельдович Я Б, Новиков И Д *УФН* **86** 447 (1965); Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Phys. Usp.* **8** 522 (1966)
3. Зельдович Я Б *УФН* **110** 441 (1973); Zel'dovich Ya B *Sov. Phys. Usp.* **16** 559 (1974)
4. Rees M, Ruffini R, Wheeler J A *Black Holes, Gravitational Waves, and Cosmology: an Introduction to Current Research* (Topics in Astrophysics and Space Physics, Vol. 10) (New York: Gordon and Breach, 1974)
5. Rees M J *Annu. Atron. Astrophys.* **22** 471 (1984)
6. Докучаев В И *УФН* **161** (6) 1 (1991); Dokuchaev V I *Sov. Phys. Usp.* **34** 447 (1991)
7. Rees M J *Rev. Mod. Astron.* **10** 179 (1997)
8. Новиков И Д, Фролов В П *УФН* **171** 307 (2001); Novikov I D, Frolov V P *Phys. Usp.* **44** 291 (2001)
9. Черепашук А М *УФН* **173** 345 (2003); Cherepashchuk A M *Phys. Usp.* **46** 335 (2003)
10. Yuan Y-F, Narayan R, Rees M J *Astrophys. J.* **606** 1112 (2004); astro-ph/0401549
11. Madau P et al., in *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. Science White Papers (2009) No. 189; arXiv:0903.0097
12. Volonteri M *Science* **337** 544 (2012); arXiv:1208.1106
13. Илларионов С В *Теория познания и философия науки* (М.: РОССПЭН, 2007)
14. Narayan R et al. *Astrophys. J.* **492** 554 (1998); astro-ph/9706112
15. Blandford R D, Begelman M C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **303** L1 (1999); astro-ph/9809083
16. Falcke H, Markoff S *Astron. Astrophys.* **362** 113 (2000); astro-ph/0102186
17. Yuan F, Markoff S, Falcke H *Astron. Astrophys.* **383** 854 (2002); astro-ph/0112464
18. Yuan F, Quataert E, Narayan R *Astrophys. J.* **606** 894 (2004); astro-ph/0401429
19. Loeb A, Waxman E *JCAP* **0703** 011 (2007); astro-ph/0702043
20. Dolence J C et al. *Astrophys. J.* **746** L10 (2012); arXiv:1201.1917
21. Eckart A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **331** 917 (2002); astro-ph/0201031
22. Schodel R et al. *Nature* **419** 694 (2002); astro-ph/0210426
23. Ghez A M et al. *Astrophys. J.* **689** 1044 (2008); arXiv:0808.2870
24. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **692** 1075 (2009); arXiv:0810.4674
25. Gillessen S et al. *Astrophys. J.* **707** L114 (2009); arXiv:0910.3069
26. Meyer L et al. *Science* **338** 84 (2012); arXiv:1210.1294
27. Ghez A et al., in *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. Science White Papers (2009) No. 89; arXiv:0903.0383
28. Reid M J *Int. J. Mod. Phys. D* **18** 889 (2009); arXiv:0808.2624
29. Genzel R, Eisenhauer F, Gillessen S *Rev. Mod. Phys.* **82** 3121 (2010); arXiv:1006.0064
30. Nucita A A et al. *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **119** 349 (2007); arXiv:0705.0494
31. Will C M *Astrophys. J.* **674** L25 (2008); arXiv: 0711.1677
32. Merritt D, Vasiliev E *Astrophys. J.* **726** 61 (2011); arXiv:1005.0040
33. Dokuchaev V V *Gen. Relativ. Grav.* **46** 1832 (2014); arXiv:1306.2033
34. Berezinsky V S, Gurevich A V, Zybin K P *Phys. Lett. B* **294** 221 (1992)
35. Goodenough L, Hooper D, arXiv:0910.2998
36. Hooper D, Linden T *Phys. Rev. D* **84** 123005 (2011); arXiv:1110.0006
37. Hooper D, Goodenough L *Phys. Lett. B* **697** 412 (2011); arXiv:1010.2752
38. Abazajian K N, Kaplinghat M *Phys. Rev. D* **86** 083511 (2012); arXiv:1207.6047

39. Hooper D, Slatyer T R *Phys. Dark Univ.* **2** 118 (2013); arXiv:1302.6589
40. Gordon C, Macias O *Phys. Rev. D* **88** 083521 (2013); arXiv:1306.5725
41. Abazajian K N et al. *Phys. Rev. D* **90** 023526 (2014); arXiv:1402.4090
42. Daylan T et al., arXiv:1402.6703
43. Calore F, Cholis I, Weniger C *JCAP* (03) 038 (2015); arXiv:1409.0042
44. Kaplinghat M, Linden T, Yu H-B *Phys. Rev. Lett.* **114** 211303 (2015); arXiv:1501.03507
45. Galper A M et al., arXiv:1412.4239
46. Doeleman S, in *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. Science White Papers (2009) No. 68; arXiv:0906.3899
47. Tilanus R P J et al., arXiv:1406.4650
48. Inoue M et al. *Radio Sci.* **49** 564 (2014); arXiv:1407.2450
49. Bardeen J M, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 215
50. Chandrasekhar S *The Mathematical Theory of Black Holes* (Oxford: Clarendon Press, 1983); Чандрасекар С *Математическая теория черных дыр* (М.: Мир, 1986)
51. Falcke H, Melia F, Agol E *Astrophys. J.* **528** L13 (2000); astro-ph/9912263
52. Takahashi R *Astrophys. J.* **611** 996 (2004); astro-ph/0405099
53. Takahashi R *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **57** 273 (2005); astro-ph/0505316
54. Takahashi R, Watarai K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **374** 1515 (2007); arXiv:0704.2643
55. Doeleman S et al. *Nature* **455** 78 (2008); arXiv:0809.2442
56. de Paolis F et al. *Gen. Rel. Grav.* **43** 977 (2011); arXiv:1011.1545
57. Li Z, Bambi C *JCAP* (01) 041 (2014); arXiv:1309.1606
58. Armitage P J, Reynolds C S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **341** 1041 (2003); astro-ph/0302271
59. Dexter J et al. *Astrophys. J.* **717** 1092 (2010); arXiv:1005.4062
60. Johnson M D et al. *Astrophys. J.* **794** 150 (2014); arXiv:1408.6241
61. James O et al. *Class. Quantum Grav.* **32** 065001 (2015); arXiv:1502.03808
62. Psaltis S S et al. *Astrophys. J.* **798** 15 (2015); arXiv:1409.5447
63. Fish V L et al. *Astrophys. J.* **795** 134 (2014); arXiv:1409.4690
64. Кардашев Н С и др. *УФН* **184** 1319 (2014); Kardashev N S et al. *Phys. Usp.* **57** 1199 (2014); arXiv:1502.06071
65. Бабичев Е О, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **183** 1257 (2013); Babichev E O, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **56** 1155 (2013); arXiv:1406.0841
66. Zakharov A F, arXiv:1407.2591
67. Broderick A E, Loeb A, Narayan R *Astrophys. J.* **701** 1357 (2009); arXiv:0903.1105
68. Borka D et al. *JCAP* (11) 050 (2013); arXiv:1311.1404
69. Zakharov A F et al. *Adv. Space Res.* **54** 1108 (2014); arXiv:1407.0366
70. Kardashev N S, Novikov I D, Shatskiy A A *Int. J. Mod. Phys. D* **16** 909 (2007); astro-ph/0610441
71. Шацкий А А, Новиков И Д, Кардашев Н С *УФН* **178** 481 (2008); Shatskiy A A, Novikov I D, Kardashev N S *Phys. Usp.* **51** 457 (2008); arXiv:0810.0468
72. Eckart A, Genzel R *Nature* **383** 415 (1996)
73. Gwinn C R et al. *Astrophys. J.* **794** L14 (2014); arXiv:1409.0530
74. Brinkerink C D et al. *Astron. Astrophys.* **576** A41 (2015); arXiv:1502.03423
75. Mapelli M, Ripamonti E *Astrophys. J.* **806** 197 (2015); arXiv:1504.04624
76. Aschenbach B et al. *Astron. Astrophys.* **417** 71 (2004); astro-ph/0401589
77. Genzel R et al. *Nature* **425** 934 (2003); astro-ph/0310821
78. Lightman A P, Shapiro S L *Astrophys. J.* **211** 244 (1977)
79. Duncan M J, Shapiro S L *Astrophys. J.* **268** 565 (1983)
80. Докучаев В И, Озерной Л М *ЖЭТФ* **73** 1587 (1977); Dokuchaev V I, Ozernoi L M *Sov. Phys. JETP* **46** 834 (1978)
81. Докучаев В И, Озерной Л М *Письма в Астрон. журн.* **3** 295 (1977); Dokuchaev V I, Ozernoi L M *Sov. Astron. Lett.* **3** 157 (1977)
82. Zelnikov M I, Vasiliev E A *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 4217 (2005); astro-ph/0307524
83. Zelnikov M I, Vasiliev E A *Письма в ЖЭТФ* **81** 115 (2005); *JETP Lett.* **81** 85 (2005); astro-ph/0503712
84. Vasiliev E, Zelnikov M *Phys. Rev. D* **78** 083506 (2008); arXiv:0803.0002
85. Ильин А С, Зыбин К П, Гуревич А В *ЖЭТФ* **98** 5 (2004); Ilyin A S, Zybin K P, Gurevich A V *JETP* **98** 1 (2004); astro-ph/0306490
86. Докучаев В И, Озерной Л М *Письма в Астрон. журн.* **3** 391 (1977); Dokuchaev V I, Ozernoi L M *Sov. Astron. Lett.* **3** 209 (1977)
87. Докучаев В И *Письма в Астрон. журн.* **15** 387 (1989); Dokuchaev V I, Ozernoi L M *Sov. Astron. Lett.* **15** 167 (1989)
88. Sirota V A et al. *ЖЭТФ* **127** 331 (2005); *JETP* **100** 294 (2005); astro-ph/0403023
89. Madau P, Haardt F, Rees M J *Astrophys. J.* **514** 648 (1999); astro-ph/9809058
90. Aleksic J et al. *Science* **346** 1080 (2014); arXiv:1412.4936
91. Lynden-Bell D, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **152** 461 (1971)
92. Rees M J et al. *Nature* **295** 17 (1982)
93. Кардашев Н С и др. *Астрон. журн.* **60** 209 (1983); Kardashev N S et al. *Sov. Astron.* **27** 119 (1983)
94. Begelman M C, Blandford R D, Rees M J *Rev. Mod. Phys.* **56** 255 (1984)
95. Dogiel V A et al. *Astrophys. J.* **771** L43 (2013); arXiv:G1306.1654
96. Chernyshov D O et al., arXiv:1412.2740
97. Марочник Л С, Сучков А А *Галактика* (М.: Наука, 1984)
98. Dobler G et al. *Astrophys. J.* **717** 825 (2010); arXiv:0910.4583
99. Su M, Slatyer T R, Finkbeiner D P *Astrophys. J.* **724** 1044 (2010); arXiv:1005.5480
100. Cheng K S et al. *Astrophys. J. Lett.* **731** L17 (2011); arXiv:1103.1002
101. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **793** 64 (2014); arXiv:1407.7905
102. Finkbeiner D P *Astrophys. J.* **614** 186 (2004); astro-ph/0311547
103. Dobler G, Finkbeiner D P *Astrophys. J.* **680** 1222 (2008); arXiv:0712.2238
104. Snowden S L et al. *Astrophys. J.* **485** 125 (1997)
105. Cheng K S et al. *Astrophys. J.* **790** 23 (2014); arXiv:1405.7478
106. Cheng K S et al. *Astrophys. J.* **804** 135 (2015); arXiv:1503.03939
107. Croke R M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** L11 (2011); arXiv:1009.4340
108. Crocker R M, Aharonian F *Phys. Rev. Lett.* **106** 101102 (2011); arXiv:1008.2658
109. Genzel R et al. *Astrophys. J.* **594** 812 (2003); astro-ph/0305423
110. Alexander T *Phys. Rep.* **419** 65 (2005); astro-ph/0508106
111. Chandrasekhar S *Principles of Stellar Dynamics* (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1942); Чандрасекар С *Принципы звездной динамики* (М.: Наука, 1973)
112. Spitzer L, Harm R *Astrophys. J.* **127** 544 (1958)
113. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Теория тяготения и эволюция звезд* (М.: Наука, 1973) Гл. 12, § 2; Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Relativistic Astrophysics: Stars and Relativity* Vol. 1 (Chicago: Univ. of Chicago Press, 1971) Ch. 13.2, p. 433
114. Гуревич А В *Геомагнетизм и аэрономия* **4** 247 (1964); Gurevich A V *Geomagn. Aeronom.* **4** 192 (1964)
115. Bahcall J N, Wolf R A *Astrophys. J.* **209** 214 (1976)
116. Frank J, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **176** 633 (1976)
117. Vasiliev E, Merritt D *Astrophys. J.* **774** 87 (2013); arXiv:1301.3150
118. Hills J G *Nature* **254** 295 (1975)
119. Rees M J *Nature* **333** 523 (1988)
120. Novikov I D, Pethick C J, Polnarev A G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **255** 276 (1992)
121. Ivanov P B, Novikov I D *Astrophys. J.* **549** 467 (2001); astro-ph/0005107
122. Diener P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **275** 498 (1995)
123. Dokuchaev V I *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251** 564 (1991)
124. Murphy B W, Cohn H N, Durisen R H *Astrophys. J.* **370** 60 (1991)
125. Freitag M, Benz W *Astron. Astrophys.* **375** 711 (2001); astro-ph/0102139
126. Amaro-Seoane P, Freitag M, Spurzem R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **352** 655 (2004); astro-ph/0401163
127. Freitag M, Benz W *Astron. Astrophys.* **394** 345 (2002); astro-ph/0204292
128. Ivanov P B, Polnarev A G, Saha P *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **358** 1361 (2005); astro-ph/0410610
129. Vasiliev E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 3150 (2015); arXiv:1411.1757
130. Lokas E L, Gajda G, Kazantzidis S *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 878 (2013); arXiv:1302.2744
131. Ferraro F R et al. *Nature* **462** 483 (2009); arXiv:0912.0192
132. Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N, Rubin S G, arXiv:0709.0070

133. Fabian A et al., in *Astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*. Science White (2009) No. 73; arXiv:0903.4424
134. Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *Письма в Астрон. журн.* **27** 883 (2001); Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Astron. Lett.* **27** 759 (2001); astro-ph/0202019
135. Bambi C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **399** 1347 (2009); arXiv:0812.0585
136. Докучаев В И, Ерошенко Ю Н, Рубин С Г *Астрон. журн.* **85** 867 (2008); Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N, Rubin S G *Astron. Rep.* **52** 779 (2008); arXiv:0801.0885
137. Miralda-Escude J, Gould A *Astrophys. J.* **545** 847 (2000); astro-ph/0003269
138. Mori K *Astrophys. J.* **770** L23 (2013); arXiv:1305.1945
139. Yuan Q, Ioka K *Astrophys. J.* **802** 124 (2015); arXiv:1411.4363
140. Bramante J, Linden T *Phys. Rev. Lett.* **113** 191301 (2014); arXiv:1405.1031
141. Bartos I et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 221102 (2013); arXiv:1302.3220
142. Gillissen S et al. *Nature* **481** 51 (2012); arXiv:1112.3264
143. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Физматлит, 2004) Гл. III; Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1976)
144. Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *Письма в ЖЭТФ* **101** 875 (2015); Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *JETP Lett.* **101** (12) (2005)
145. Rubilar G F, Eckart A *Astron. Astrophys.* **374** 95 (2001)
146. Mouawad N et al. *Astron. Nachr.* **326** 83 (2005)
147. Zakharov A F et al. *Phys. Rev. D* **76** 062001 (2007); arXiv:0707.4423
148. Gualandris A, Gillessen S, Merritt D *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **409** 1146 (2010)
149. Iorio L *Galaxies* **1** 6 (2013)
150. Bergstrom L *Rep. Prog. Phys.* **63** 793 (2000); hep-ph/0002126
151. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175
152. Bergstrom L *New J. Phys.* **11** 105006 (2009); arXiv:0903.4849
153. Дорошкевич А Г, Хлопов М Ю *ЯФ* **39** 869 (1984); Doroshkevich A G, Khlopov M Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **39** 551 (1984)
154. Ivanov P, Naselsky P, Novikov I *Phys. Rev. D* **50** 7173 (1994)
155. Dolgov A D, Naselsky P D, Novikov I D, astro-ph/0009407
156. Abramowicz M A et al. *Astrophys. J.* **705** 659 (2009); arXiv:0810.3140
157. Khlopov M Yu *Res. Astron. Astrophys.* **10** 495 (2010); arXiv:0801.0116
158. Capela F, Pshirkov M, Tinyakov P *Phys. Rev. D* **87** 023507 (2013); arXiv:1209.6021
159. Capela F, Pshirkov M, Tinyakov P *Phys. Rev. D* **90** 083507 (2014); arXiv:1403.7098
160. Belotsky K M et al. *Mod. Phys. Lett. A* **29** 1440005 (2014); arXiv:1410.0203
161. Carter B, in *Dark Matter in Cosmology, Clocks and Tests of Fundamental Laws. Proc. of the 30th Rencontres de Moriond, Moriond Workshop, Switzerland, January 22–29, 1995* (Eds B Guiderdoni et al.) (Gif-sur-Yvette: Editions Frontiers, 1995) p. 195; hep-ph/9511225
162. Brandenberger R et al. *Phys. Rev. D* **54** 6059 (1996); hep-ph/9605382
163. Carter B, Davis A *Phys. Rev. D* **61** 123501 (2000); hep-ph/9910560
164. Adriana Cordero-Cid A, Martin X, Peter P *Phys. Rev. D* **65** 083522 (2002); hep-ph/0201097
165. Babichev E, Dokuchaev V *Phys. Rev. D* **66** 025007 (2002); hep-ph/0204304
166. Lempriere Y, Shellard E P S *Phys. Rev. Lett.* **91** 141601 (2003); hep-ph/0305156
167. Carter B *Phys. Rev. D* **83** 125027 (2011); arXiv:1202.3938
168. Kusenko A, Shaposhnikov M *Phys. Lett. B* **418** 46 (1998); hep-ph/9709492
169. Krylov E, Levin A, Rubakov V *Phys. Rev. D* **87** 083528 (2013) arXiv:1301.0354
170. Bahcall S, Lynn B W, Selipsky S B *Nucl. Phys. B* **325** 606 (1989)
171. Dubovsky S L, Tinyakov P G, Tkachev I I *Phys. Rev. Lett.* **94** 181102 (2005); hep-th/0411158
172. Hu W, Barkana R, Gruzinov A *Phys. Rev. Lett.* **85** 1158 (2000); astro-ph/0003365
173. Amendola L, Barbieri R *Phys. Lett. B* **642** 192 (2006); hep-ph/0509257
174. Lora V et al. *JCAP* (02) 011 (2012); arXiv:1110.2684
175. Khmelnitsky A, Rubakov V *JCAP* (02) 019 (2014); arXiv:1309.5888
176. Friedberg R, Lee T D, Pang Y *Phys. Rev. D* **35** 3640 (1987)
177. Chiu, H-Y *Astrophys. J.* **354** 302 (1990)
178. Kolb E W, Slansky R *Phys. Lett. B* **135** 378 (1984)
179. Shiu G, Wang L *Phys. Rev. D* **69** 126007 (2004); hep-ph/0311228
180. Agashe K, Servant G *Phys. Rev. Lett.* **93** 231805 (2004); hep-ph/0403143
181. Bergstrom L et al. *Phys. Rev. Lett.* **94** 131301 (2005); astro-ph/0410359
182. Gani V A, Dmitriev A E, Rubin S G, arXiv:1411.4828
183. Boyarsky A et al. *JCAP* **05** 012 (2009); arXiv:0812.0010
184. Semenov V et al., arXiv:1306.3210
185. Medvedev M V *Phys. Rev. Lett.* **113** 071303 (2014); arXiv:1305.1307
186. Demianski M, Doroshkevich A, arXiv:1404.3362
187. Berezhiani Z, Dolgov A D, Tkachev I I, arXiv:1505.03644
188. Preskill J, Wise M B, Wilczek F *Phys. Lett. B* **120** 127 (1983)
189. Abbott L F, Sikivie P *Phys. Lett. B* **120** 133 (1983)
190. Dine M, Fischler W *Phys. Lett. B* **120** 137 (1983)
191. Tkachev I I *Phys. Lett. B* **191** 41 (1987)
192. Kolb E W, Tkachev I I *Phys. Rev. Lett.* **71** 3051 (1993); hep-ph/9303313
193. Visinelli L, Gondolo P *Phys. Rev. Lett.* **113** 011802 (2014); arXiv:1403.4594
194. Di Valentino E et al. *Phys. Rev. D* **90** 043534 (2014); arXiv:1405.1860
195. D'Eramo F, Hall L J, Pappadopulo D *JHEP* **1411** 108 (2014); arXiv:1409.5123
196. Tkachev I I *Письма в ЖЭТФ* **101** 3 (2015); *JETP Lett.* **101** 1 (2015); arXiv:1411.3900
197. Dolgov A D, Hansen S H *Astropart. Phys.* **16** 339 (2002); hep-ph/0009083
198. Biermann B L, Kusenko A *Phys. Rev. Lett.* **96** 091301 (2006); astro-ph/0601004
199. Viel M et al. *Phys. Rev. Lett.* **97** 071301 (2006); astro-ph/0605706
200. Gorbunov D, Khmelnitsky A, Rubakov V *JHEP* (12) 055 (2008); arXiv:0805.2836
201. Gorbunov D, Khmelnitsky A, Rubakov V *JCAP* (10) 041 (2008); arXiv:0808.3910
202. Robinson D J, Tsai Y *JHEP* (08) 161 (2012); arXiv:1205.0569
203. de Vega H J, Salucci P, Sanchez N G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **442** 2717 (2014); arXiv:1309.2290
204. Окунь Л Б *УФН* **177** 397 (2007); Okun L B *Phys. Usp.* **50** 380 (2007); hep-ph/0606202
205. Блинников С И *УФН* **184** 194 (2014); Blinnikov S I *Phys. Usp.* **57** 183 (2014)
206. Berezhiani Z G, Dolgov A D, Mohapatra R N *Phys. Lett. B* **375** 26 (1996); hep-ph/9511221
207. Berezhiani Z, Comelli D, Villante F L *Phys. Lett. B* **503** 362 (2001); hep-ph/0008105
208. Berezhiani Z et al. *Int. J. Mod. Phys. D* **14** 107 (2005); astro-ph/0312605
209. Ciarcelluti P *Int. J. Mod. Phys. D* **19** 2151 (2010); arXiv:1102.5530
210. Das C R et al. *Phys. Rev. D* **84** 063510 (2011); arXiv:1101.4558
211. Foot R *Int. J. Mod. Phys. A* **29** 1430013 (2014); arXiv:1401.3965
212. Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Rev. D* **90** 024056 (2014); arXiv:1308.0896
213. Jungman G, Kamionkowski M, Griest K *Phys. Rep.* **267** 195 (1996); hep-ph/9506380
214. Belanger G et al. *Phys. Rev. D* **73** 115007 (2006); hep-ph/0604150
215. Berezhinsky V, Kachelriess M, Solberg M A *Phys. Rev. D* **78** 123535 (2008); arXiv:0810.3012
216. Ellis J, Olive K A, in *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches* (Ed. G Bertone) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2010) p. 142; arXiv:1001.3651
217. Gherghetta T et al. *Phys. Rev. D* **91** 105004 (2015); arXiv:1502.07173
218. Milgrom M *Can. J. Phys.* **93** 107 (2015); arXiv:1404.7661
219. Milgrom M *Phys. Rev. D* **91** 044009 (2015); arXiv:1412.4344
220. Bugg D V *Can. J. Phys.* **93** 119 (2014); arXiv:1405.1695
221. Chaichian M et al. *Phys. Lett. B* **735** 322 (2014); arXiv:1402.4696
222. Bekenstein J D, in *Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches* (Ed. G Bertone) (Cambridge, UK: Cambridge Univ. Press, 2010) p. 95; arXiv:1001.3876
223. Bekenstein J D, Sanders R H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** L59 (2012); arXiv:1110.5048
224. Angus G W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **451** 3551 (2015); arXiv:1505.05522

225. Bonetti M, Barausse E *Phys. Rev. D* **91** 084053 (2015); arXiv: 1502.05554
226. Bernabei R et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **28** 1330022 (2013); arXiv: 1306.1411
227. van Eldik C *Astropart. Phys.* **71** 45 (2015); arXiv:1505.06055
228. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *УФН* **84** 201 (1964); Ginzburg V L, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **7** 696 (1965)
229. Ackermann M et al. (Fermi-LAT Collab.), arXiv:1503.02641
230. de Boer W et al. *Astron. Astrophys.* **444** 51 (2005); astro-ph/0508617
231. Mikhееva E, Doroshkevich A, Lukash V *Nuovo Cimento B* **122** (2007); arXiv:0712.1688
232. Дорошкевич А Г, Лукаш В Н, Михеева Е В *УФН* **182** 3 (2012); Doroshkevich A G, Lukash V N, Mikhееva E V *Phys. Usp.* **55** 3 (2012); arXiv:1209.0388
233. Pilipenko S V et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** L30 (2012); arXiv:1209.2682
234. Gondolo P, Silk J *Phys. Rev. Lett.* **83** 1719 (1999); astro-ph/9906391
235. Gnedin O Y, Primack J R *Phys. Rev. Lett.* **93** 061302 (2004); astro-ph/0308385
236. Ullio P et al. *Phys. Rev. D* **66** 123502 (2002); astro-ph/0207125
237. Fields B D, Shapiro S L, Shelton J *Phys. Rev. Lett.* **113** 151302 (2014)
238. Hall J, Gondolo P *Phys. Rev. D* **74** 063511 (2006)
239. Merritt D et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 191301 (2002); astro-ph/0201376
240. Ullio P, Zhao H, Kamionkowski M *Phys. Rev. D* **64** 043504 (2001); astro-ph/0101481
241. Bringmann T, Weniger C *Phys. Dark Univ.* **1** 194 (2012); arXiv: 1208.5481
242. Silk J, Stebbins A *Astrophys. J.* **411** 439 (1993)
243. Гуревич А В, Зыбин К П, Сирота В А *УФН* **167** 913 (1997); Gurevich A V, Zybin K P, Sirota V A *Phys. Usp.* **40** 869 (1997)
244. Diemand J, Moore B, Stadel J *Nature* **433** 389 (2005); astro-ph/0501589
245. Berezhinsky V, Dokuchaev V, Eroshenko Yu *Phys. Rev. D* **73** 063504 (2006); astro-ph/0511494
246. Berezhinsky V et al. *Phys. Rev. D* **81** 103529 (2010); arXiv:1002.3444
247. Berezhinsky V et al. *Phys. Rev. D* **81** 103530 (2010); arXiv: 1002.3445
248. Березинский В С, Докучаев В И, Ерошенко Ю Н *УФН* **184** 3 (2014); Berezhinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Usp.* **57** 1 (2014); arXiv:1405.2204
249. Berezhinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Rev. D* **68** 103003 (2003); astro-ph/0301551
250. Berezhinsky V S, Dokuchaev V I, Eroshenko Yu N *Phys. Rev. D* **77** 083519 (2008); arXiv:0712.3499
251. Diemand J et al. *Nature* **454** 735 (2008); arXiv: 0805.1244
252. Avrorin A D et al. *Письма в ЖЭТФ* **101** 315 (2015); *JETP Lett.* **101** 289 (2015); arXiv:1412.3672
253. Adrián-Martínez S et al. (ANTARES Collab.), arXiv:1505.04866
254. Knodlseder J et al. *Astron. Astrophys.* **441** 513 (2005); astro-ph/0506026
255. Чуразов Е М и др. *УФН* **176** 334 (2006); Churazov E M et al. *Phys. Usp.* **49** 319 (2006)
256. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B S DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
257. Page D N, Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 499 (1974)
258. McClintock J E et al. *Class. Quantum Grav.* **28** 114009 (2011); arXiv:1101.0811
259. Broderick A E, Loeb A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 905 (2006); astro-ph/0509237
260. Broderick A, Blandford R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 994 (2004); astro-ph/0311360
261. Broderick A E, Loeb A *Astrophys. J.* **636** L109 (2006); astro-ph/0508386
262. Li Z, Kong L, Bambi C *Astrophys. J.* **787** 152 (2014); arXiv: 1401.1282
263. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
264. Brenneman L W, Reynolds C S *Astrophys. J.* **652** 1028 (2006); astro-ph/0608502
265. Miller J M *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **45** 441 (2007); arXiv: 0705.0540
266. Zakharov A F, Repin S V *New Astron.* **11** 405 (2006); astro-ph/0510548
267. Narayan R, McClintock J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** L69 (2012); arXiv:1112.0569
268. Broderick A E et al. *Astrophys. J.* **697** 45 (2009); arXiv:0809.4490
269. Remillard R A, McClintock J E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **44** 49 (2006); astro-ph/0606352
270. Abramowicz M A, Kluzniak W *Astron. Astrophys.* **374** L19 (2001); astro-ph/0105077
271. Kato Y et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **403** L74 (2010); arXiv: 0906.5423
272. Carter B *Nature* **238** 71 (1972)
273. Bardeen J M, Press W H, Teukolsky S A *Astrophys. J.* **178** 347 (1972)
274. Boyer R H, Lindquist R W *J. Math. Phys.* **8** 265 (1967)
275. Новиков И Д, Фролов В П *Физика чёрных дыр* (М.: Наука, 1986) Гл. 13, § 13.2; Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics. Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) Ch. 15.2.1
276. Misner C W et al. *Phys. Rev. Lett.* **28** 998 (1972)
277. Cunningham C T, Bardeen J M *Astrophys. J.* **173** L137 (1972)
278. Полнарев А Г *Астрофизика* **8** 461 (1972); Polnarev A G *Astrophys. J.* **8** 273 (1972)

Physical laboratory at the center of the Galaxy

V.I. Dokuchaev

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation
E-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

Yu.N. Eroshenko

Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation
E-mail: eroshenko@inr.ac.ru

This paper reviews the physical processes that occur at the center of the Galaxy and are related to the supermassive black hole SgrA* residing there. The discovery of high-velocity S0 stars orbiting SgrA* allowed for the first time the measurement of the mass of this our closest supermassive black hole with the 10% accuracy, with the result: $M_h = (4.1 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$. Further monitoring can potentially discover the Newtonian precession of the S0 star orbits in the gravitational field of the black hole due to the invisible distributed matter. This will yield the "weight" of the elusive dark matter concentrated there and provide new information for the identification of dark matter particles. The weak accretion activity of the "dormant quasar" at the Galactic center occasionally shows up as quasiperiodic X-ray and near IR oscillations with mean periods of 11 and 19 min, oscillations which can possibly be interpreted as related to the rotation frequency of the SgrA* event horizon and to the latitude oscillations of hot plasma spots in the accretion disk. Both these frequencies depend only on the black hole gravitational field and not on the accretion model. Using this interpretation yields quite accurate values both for the mass M_h and spin a (the Kerr rotation parameter) of SgrA*: $M_h = (4.2 \pm 0.2) \times 10^6 M_\odot$ and $a = 0.65 \pm 0.05$.

Keywords: black holes, Galactic center, dark matter

PACS numbers: **95.35.+d**, 97.60.Lf, 98.35.Gi, 98.35.Jk
Bibliography — 278 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **185** (8) 829–843 (2015)

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201508c.0829
Received 30 May 2015
Physics – Uspekhi **58** (8) (2015)