

ИЗОБРАЖЕНИЕ ГОРИЗОНТА СОБЫТИЙ ВНУТРИ ТЕНИ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

В. И. Докучаев^{a,b}, Н. О. Назарова^{b**}*

*^a Институт ядерных исследований Российской академии наук
117312, Москва, Россия*

*^b Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 16 апреля 2018 г.,
после переработки 10 октября 2018 г.
Принята к публикации 11 октября 2018 г.

Обоснована идея о том, что истинным изображением черной дыры следует считать не ее тень, а более компактное изображение ее горизонта событий. Внешняя граница тени черной дыры размывается излучением падающего внутрь черной дыры вещества при его приближении к горизонту событий. Этот эффект принципиально важен для интерпретации результатов будущих наблюдений «Телескопа горизонта событий». Обоснована принципиальная возможность получения удаленным наблюдателем изображения горизонта событий черной дыры при использовании гравитационно-линзированных сигналов от светящихся объектов (компактных звезд или облаков газа), падающих в черную дыру. При этом гравитационно-линзированное изображение горизонта событий фиксируется удаленным наблюдателем путем регистрации на небесной сфере фотонов с очень большим красным смещением, излучаемых падающим внутрь черной дыры веществом вблизи горизонта событий черной дыры. Получаемое при этом изображение горизонта событий расположено внутри тени черной дыры и представляет собой проекцию на небесную сферу сразу всего глобуса горизонта событий черной дыры. В результате черные дыры оказываются уникальными объектами во Вселенной, которые удаленный наблюдатель может видеть сразу со всех сторон.

DOI: 10.1134/S0044451019040102

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхмассивная черная дыра Sgr A* в центре нашей Галактики с массой $M = (4.3 \pm 0.3) \cdot 10^6 M_\odot$ [1–6] является объектом особенно интенсивного и пристального изучения. Во-первых, эта сверхмассивная черная дыра является ближайшим к нам «дремлющим» квазаром. Во-вторых, современный технологический уровень астрофизических наблюдений позволяет впервые увидеть форму этой загадочной черной дыры. Основной целью глобальной наземной интерферометрической сети телескопов миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, называемой «Телескопом горизонта событий» (The Event Horizon Telescope) [7–16], является обнаружение тени сверхмассивной черной дыры Sgr A* в ближай-

шие несколько лет [17–28]. В случае успешной реализации этого амбициозного проекта впервые будет получено прямое доказательство (или опровержение) существования во Вселенной черных дыр, предсказываемых общей теорией относительности Эйнштейна. Строго говоря, на сегодняшний день все другие известные астрофизические наблюдения кандидатов в черные дыры и даже успешная регистрация нескольких событий всплесков гравитационных волн, которые можно объяснить только слияниями двойных черных дыр звездных масс, являются лишь косвенными свидетельствами в пользу существования черных дыр.

Тень черной дыры формируется гравитационно-линзированным фоном, состоящим, например, из горячего газа и ярких звезд, расположенных достаточно далеко за черной дырой по отношению к удаленному наблюдателю, или же из излучающих объектов типа аккреционного диска на стационарных орbitах вокруг черной дыры. Другими сло-

* E-mail: dokuchaev@inr.ac.ru

** E-mail: nazarova.mephi@gmail.com

вами, тень черной дыры представляет собой сечение поглощения фоновых фотонов, регистрируемых удаленным наблюдателем на небесной сфере. Более общие и строгие определения для тени черной дыры см., например, в [29–31] и цитируемых там работах.

Следующей стадией изучения тени черной дыры в центре Галактики будет детальное исследование ее формы и проверка общей теории относительности в пределе сильного поля [29–41]. Одним из перспективных интерферометров для разработки методов этих будущих исследований является Российский проект Миллиметрон с разрешением на уровне одной угловой наносекунды [42].

Вследствие очень слабой современной аккреции на сверхмассивную черную дыру Sgr A* в центре Галактики мы будем пренебречь в этом исследовании различием между горизонтом видимости и горизонтом событий черной дыры. Традиционно считается, что горизонт событий черной дыры невидим и реконструировать его изображение невозможно. Мы покажем ниже, что гравитационное линзирование излучающего вещества, падающего внутрь черной дыры, обеспечивает принципиальную возможность построения изображения горизонта событий черной дыры. Это изображение горизонта событий расположено на небесной сфере внутри тени черной дыры, предсказываемой метрикой Керра. При этом результирующее изображение горизонта событий оказывается гравитационно-линзированной проекцией на небесную сферу сразу всей поверхности горизонта событий черной дыры, а не только его передней части. По-видимому, черные дыры являются уникальными объектами во Вселенной, которые можно видеть сразу со всех сторон (одновременно и спереди, и сзади).

В будущем тень черной дыры и изображение ее горизонта событий в принципе могут быть зарегистрированы сразу вместе при одновременных наблюдениях на нескольких телескопах разных типов с необходимым угловым разрешением. А именно, тень черной дыры может быть измерена, например, в рентгеновском диапазоне или в ближнем ИК-диапазоне по наблюдениям протяженных фоновых источников и гравитационно-линзированных изображений нормальных звезд и нейтронных звезд позади черной дыры при их движении вокруг черной дыры по стационарным орбитам. В то же время, удаленный наблюдатель может получить изображение горизонта событий, регистрируя в диапазоне радиоволн фотоны с очень большими красными смещениями, излученные очень близко от горизонта событий черной дыры падающими внутрь черной дыры

компактными источниками, например, нейтронными звездами и облаками горячего газа.

В дальнейшем для упрощения формул мы будем представлять физические величины в единицах с гравитационной постоянной $G = 1$ и скоростью света $c = 1$. В этих единицах мы определим безразмерные величины для пространственных расстояний, $r \Rightarrow r/M$, и временных интервалов, $t \Rightarrow t/M$, а также безразмерный параметр спина вращающейся черной дыры Керра, $0 \leq a = J/M^2 \leq 1$, где M и J — соответственно масса черной дыры и ее угловой момент. Радиус горизонта событий черной дыры Керра $r_h = 1 + \sqrt{1 - a^2}$. При $a = 0$ метрика (пространство-время) Керра совпадает с метрикой Шварцшильда.

Для численных вычислений гравитационного линзирования мы используем интегральные уравнения движения фотонов в метрике Керра [19, 43–46] в координатах Бойера–Линдквиста [47]:

$$\int_C \frac{dr}{\sqrt{V_r}} = \int_C \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}}, \quad (1)$$

$$\phi = \int_C \frac{a[E(r^2 + a^2) - La]}{(r^2 - 2r + a^2)\sqrt{V_r}} dr + \int_C \frac{L - aE \sin^2 \theta}{\sin^2 \theta \sqrt{V_\theta}} d\theta, \quad (2)$$

где

$$V_r = -(r^2 - 2r + a^2)[\mu^2 r^2 + (L - aE)^2 + Q] + [E(r^2 + a^2) - aL]^2, \quad (3)$$

$$V_\theta = Q - \cos^2 \theta [a^2(\mu^2 - E^2) + L^2 \sin^{-2} \theta] \quad (4)$$

— соответственно широтный и радиальный эффективные потенциалы. Существуют четыре константы движения для пробных частиц в метрике Керра: масса частицы μ , полная энергия E , азимутальный угловой момент L и постоянная Картера Q , определяющая неэкваториальное движение. Интегралы в уравнениях (1), (2) являются криволинейными интегралами первого рода (интегралами вдоль траектории C пробной частицы).

Траектории массивных частиц ($\mu \neq 0$) в метрике Керра определяются тремя параметрами (константами движения): $\gamma = E/mu$, $\lambda = L/E$, $q = \sqrt{Q}/E$. Соответствующие траектории фотонов (световые или нулевые геодезические) определяются двумя константами движения: $\lambda = L/E$ и $q = \sqrt{Q}/E$. Для удаленного наблюдателя, находящегося в плоскости экватора черной дыры, эти константы совпадают соответственно с горизонтальным и вертикальным прицельными параметрами фотонов

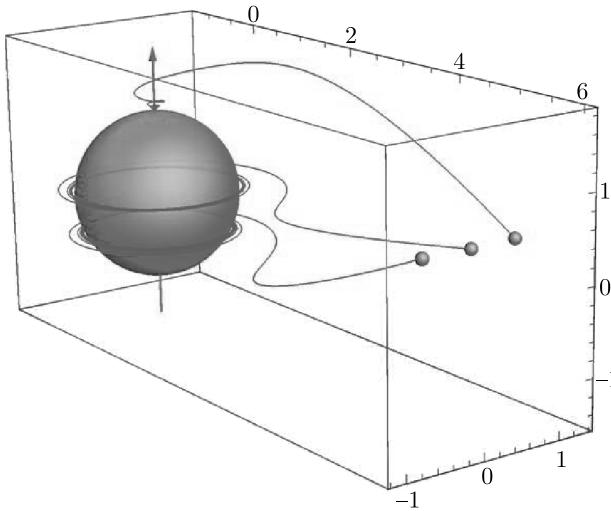


Рис. 1. Примеры 3D-траекторий в координатах Бойера–Линдквиста для массивных частиц ($\mu \neq 0$), падающих внутрь быстровращающейся черной дыры ($a = 0.998$) вблизи северного полюса горизонта событий ($\gamma = 1, \lambda = 0, q = 1.85$), вблизи его экватора ($\gamma = 1, \lambda = -1.31, q = 0.13$) и в южной полусфере ($\gamma = 1, \lambda = -1.31, q = 0.97$)

на небесной сфере. Пространственные координаты Бойера–Линдквиста при $r \rightarrow \infty$ переходят асимптотически в сферические координаты в плоском (евклидовом) пространстве.

Соответствующие примеры аналитических вычислений для нулевых геодезических в метрике Керра см. в работах [48–52].

На рис. 1 показаны примеры 3D-траекторий массивных частиц ($\mu \neq 0$), падающих внутрь быстровращающейся черной дыры и многократно «накручивающих» на черную дыру при приближении к горизонту событий. Эти 3D-траектории найдены с помощью совместного численного решения интегральных уравнений движения (1) и (2).

2. ТЕНЬ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Наблюдаемая форма внешней границы тени черной дыры для удаленного наблюдателя, расположенного в экваториальной плоскости, определяется параметрически, $(\lambda, q) = (\lambda(r), q(r))$, из совместного решения уравнений $V_r(r) = 0$ и $[rV_r(r)]' = 0$ (см., например, [18, 19]):

$$\lambda = \frac{-r^3 + 3r^2 - a^2(r + 1)}{a(r - 1)}, \quad (5)$$

$$q^2 = \frac{r^3[4a^2 - r(r - 3)^2]}{a^2(r - 1)^2}. \quad (6)$$

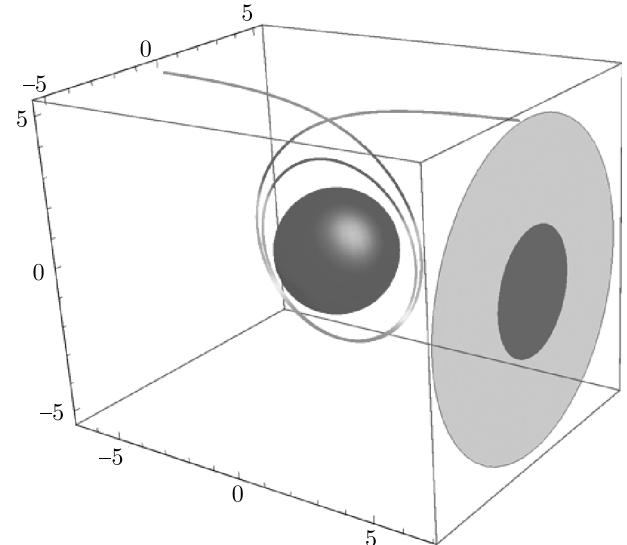


Рис. 2. (В цвете онлайн) Тень черной дыры (пурпурный диск) Шварцшильда ($a = 0$) с радиусом $r_{sh} = 3\sqrt{3} \approx 5.196$. Показана траектория фотона (многоцветная 3D-кривая) вблизи границы тени (с прицельными параметрами $\lambda = 0$ и $q = 3\sqrt{3}$), стартующего из удаленного фона, многократно накручивающегося вокруг горизонта событий черной дыры (голубая сфера) вблизи радиальной точки поворота при $r_{min} = 3$ и достигающего удаленного наблюдателя в точке северного полюса тени черной дыры. Внутри тени черной дыры показано фиктивное изображение (голубой диск) горизонта событий с радиусом $r_h = 2$ в воображаемом пространстве Евклида

На рис. 2 показана тень черной дыры Шварцшильда ($a = 0$), а также характерная 3D-траектория фотона вблизи внешней границы тени, полученная с помощью численного решения уравнений движения. Радиус тени (пурпурный диск) равен $r_{sh} = 3\sqrt{3} \approx 5.196$. Внутри тени черной дыры показано фиктивное изображение (голубой диск) горизонта событий с радиусом $r_h = 2$ в воображаемом пространстве Евклида.

На рис. 3 показаны соответствующая тень экстремальной черной дыры Керра ($a = 1$), а также характерная 3D-траектория фотона вблизи внешней границы тени. Соответствующие примеры аналитических вычислений в метрике Керра световых (нулевых) траекторий на части внешней границы тени черной дыры см., например, в работах [48–52].

3. ИЗОБРАЖЕНИЕ ГОРИЗОНТА СОБЫТИЙ

В реальных астрофизических условиях вблизи аккрецирующей черной дыры, например черной ды-

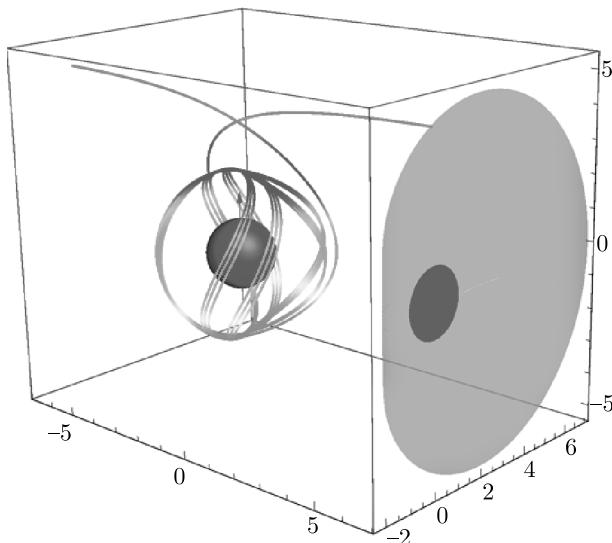


Рис. 3. (В цвете онлайн) Тень черной дыры (пурпурный диск) экстремально быстро вращающейся черной дыры Керра ($a = 1$). В качестве характерного примера показана траектория фотона (многоцветная 3D-кривая) вблизи границы тени (с прицельными параметрами $\lambda = 0$ и $q = \sqrt{3} - \sqrt{2}(1 + \sqrt{2})^{3/2} \approx 4.72$), стартующего из удаленного фона, многократно накручивающегося вокруг горизонта событий черной дыры (голубая сфера) вблизи радиальной точки поворота и достигающего удаленного наблюдателя в точке пересечения границы тени с проекцией оси вращения черной дыры. Этот фотон имеет радиальную точку поворота при $r_{min} = 1 + \sqrt{2}$. Ось вращения черной дыры показана вертикальной малиновой стрелкой. Внутри тени черной дыры показано фиктивное изображение (синяя сфера) горизонта событий с радиусом $r_h = 1$ в воображаемом пространстве Евклида

ры Sgr A* в центре Галактики, помимо стационарного излучающего вещества в аккреционном диске могут быть нестационарные источники излучения в виде компактных звезд и облаков газа, падающие внутрь черной дыры. Эти нестационарные источники излучения будут с неизбежностью размывать наблюдаемое изображение внешней границы тени черной дыры. Наличие такого размытия придется учитывать при интерпретации будущих наблюдений Телескопа горизонта событий.

Для дальнейшего изложения удобно представить мысленный эксперимент по бросанию со всех сторон внутрь черной дыры излучающих пробных зондов, линзированное изображение которых регистрируется и анализируется удаленным наблюдателем. Излучение пробных зондов по мере их приближения к горизонту событий будет регистрироваться удаленным наблюдателем со все возрастающим красным

смещением вплоть до бесконечного красного смещения на самом горизонте событий черной дыры. Расположение на небесной сфере каждого «последнего» фотона от падающего внутрь черной дыры зонда, который еще сможет зарегистрировать удаленный наблюдатель, даст информацию о единственной специфической точке на горизонте событий черной дыры.

Множество всех возможных излучающих зондов, падающих внутрь черной дыры с различных направлений, позволяет в принципе «картировать» весь глобус горизонта событий черной дыры. В результате многократной реализации описываемого мысленного эксперимента по фиксированию на небесной сфере положений «последних» фотонов, приходящих к удаленному наблюдателю от падающих внутрь черной дыры зондов, появляется принципиальная возможность построения взаимно однозначной проекции на небесную сферу полного глобуса горизонта событий черной дыры. Точность описываемого построения изображения горизонта событий черной дыры или его «картирования» будет определяться уровнем чувствительности регистрирующих детекторов на телескопе удаленного наблюдателя. При этом изображение (карта) горизонта событий находится полностью внутри тени черной дыры.

Еще раз отметим уникальное свойство результирующего линзированного изображения горизонта событий на небесной сфере: оно представляет собой проекцию на небесную сферу полного глобуса горизонта событий черной дыры. Иными словами, удаленный наблюдатель, в принципе, может «видеть» (с помощью слежения за падающими в черную дыру светящимися объектами) черную дыру сразу со всех сторон. Это уникальное свойство, по-видимому, во всей Вселенной присущее только черным дырам.

Ниже мы опишем процедуру получения изображения горизонта событий черной дыры более детально.

В этом исследовании мы рассматриваем идеализированный случай, когда присутствуют только отдельные компактные излучающие пробные зонды, падающие внутрь черной дыры, а фоновое излучение отсутствует. В то же время мы будем использовать положение на небесной сфере тени черной дыры в метрике Керра для локализации изображения горизонта событий. Для такой геометрической локализации неважно, наблюдается ли при этом сама тень черной дыры.

На рис. 4 показаны характерные траектории фотонов в метрике Шварцшильда, задающих грави-

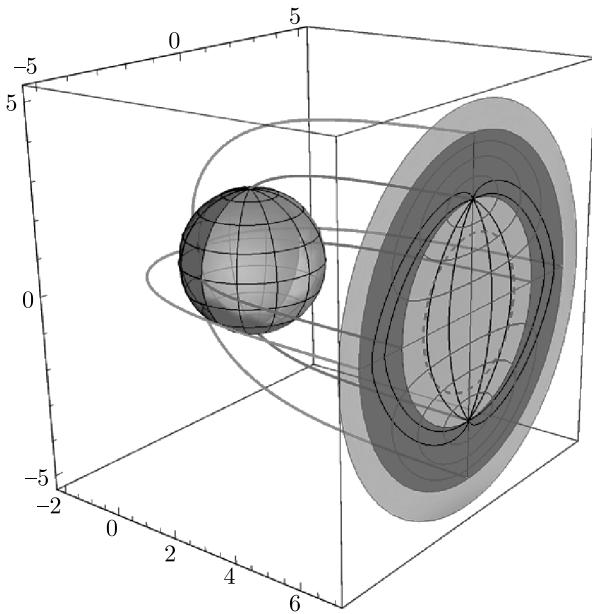


Рис. 4. (В цвете онлайн) Изображение горизонта событий (синий диск) внутри тени (малиновый диск) черной дыры Шварцшильда ($a = 0$). Штриховая окружность на этом и на всех последующих рисунках соответствует фиктивной внешней границе горизонта событий в плоском пространстве. Показаны характерные траектории фотонов, задающих гравитационно-линзированное изображение горизонта событий. Четыре фотона (красные кривые) с $\sqrt{\lambda^2 + q^2} = r_{eh}$ стартуют из самой дальней (по отношению к удаленному наблюдателю) точки глобуса горизонта событий, а четыре фотона (малиновые кривые) с $\sqrt{\lambda^2 + q^2} = r_{EW}$ — с восточно-западного меридиана этого глобуса. Показаны некоторые параллели (синие замкнутые кривые) и меридианы (черные кривые) на глобусе горизонта событий (голубая сфера) и на его проекции на небесную сферу (голубая область). Светло-голубая часть изображения является проекцией ближней полусферы глобуса горизонта событий, темно-голубая часть изображения — проекцией дальней полусферы глобуса горизонта событий. Удаленный наблюдатель «видит» горизонт событий черной дыры сразу со всех сторон

тационно-линзированное изображение горизонта событий и стартующих к удаленному наблюдателю вблизи горизонта событий. При этом четыре фотона (красные кривые) с $\sqrt{\lambda^2 + q^2} = r_{eh}$ стартуют из самой дальней (по отношению к удаленному наблюдателю) точки глобуса горизонта событий, а четыре фотона (малиновые кривые) с $\sqrt{\lambda^2 + q^2} = r_{EW}$ стартуют с восточно-западного меридиана этого глобуса. Показаны некоторые параллели (синие замкнутые кривые) и меридианы (черные кривые) на глобусе горизонта событий (голубая сфера) и на его проекции на небесную сферу (голубая об-

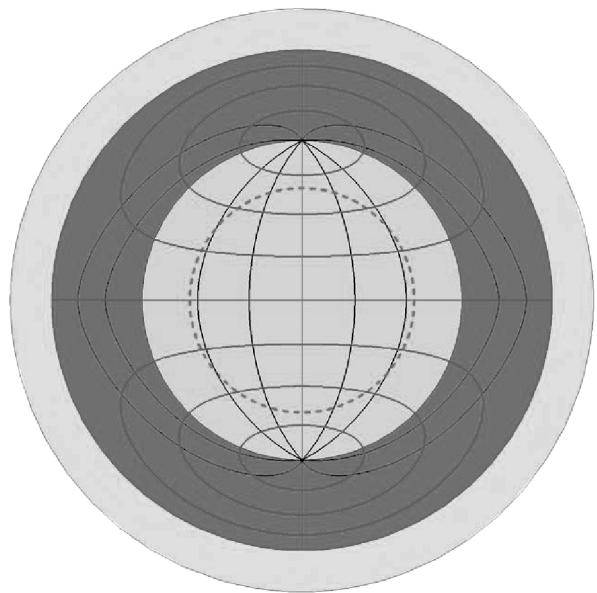


Рис. 5. (В цвете онлайн) Детальное изображение горизонта событий черной дыры Шварцшильда ($a = 0$) внутри ее тени

ласть). Удаленный наблюдатель «видит» горизонт событий черной дыры сразу со всех сторон. Детальное изображение горизонта событий черной дыры Шварцшильда показано на рис. 5.

Внешняя граница изображения горизонта событий для удаленного наблюдателя, находящегося в экваториальной плоскости, задается решением интегрального уравнения

$$\int_2^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{V_r}} = 2 \int_{\theta_{min}}^{\pi/2} \frac{d\theta}{\sqrt{V_\theta}}, \quad (7)$$

где θ_{min} — точка поворота в широтном θ -направлении на траектории фотона для прямого изображения источника излучения (зонда), определяемая условием $V_\theta = 0$. Фотоны, задающие прямое изображение источника излучения согласно классификационной схеме множественных линзированных изображений Каннингама — Бардина [53, 54], не пересекают экваториальную плоскость черной дыры на всем пути от излучателя до удаленного наблюдателя.

В простейшем случае сферически-симметричной черной дыры Шварцшильда ($a = 0$) радиус горизонта событий $r_h = 2$, а точка поворота $\theta_{min} = \arccos(q/\sqrt{q^2 + \lambda^2})$. При этом интеграл в правой части уравнения (7) равен $\pi/\sqrt{q^2 + \lambda^2}$. В результате численное решение интегрального уравнения (7) дает для радиуса изображения горизонта событий значение $r_{eh} = \sqrt{q^2 + \lambda^2} \approx 4.457$.

В аксиально-симметричном случае черной дыры Керра, когда $a \neq 0$, широтная точка поворота (если она существует) расположена при

$$\cos^2 \theta_0 = \frac{1}{2a^2} \left\{ \sqrt{4a^2q^2 + (q^2 + \lambda^2 - a^2)^2} - (q^2 + \lambda^2 - a^2) \right\}.$$

Изображение горизонта событий черной дыры Керра имеет более сложную форму по сравнению с кругом в случае черной дыры Шварцшильда. Соответствующее численное решение интегрального уравнения (7) для внешней границы изображения горизонта событий экстремальной черной дыры Керра ($a = 1$) для удаленного наблюдателя, находящегося в плоскости экватора, представлено графически на рис. 6, 7. Ближайшая полусфера глобуса горизонта событий с радиусом $r_h = 1$ проецируется линзированными фотонами на небесную сферу в центральную светло-голубую область. Соответственно, дальняя полусфера проецируется в полую темноголубую область. Вертикальный и горизонтальный размеры изображения горизонта событий экстремальной черной дыры Керра для удаленного наблюдателя в плоскости экватора равны соответственно 7.258 и 6.944.

Изображение горизонта событий, как и сам горизонт событий, вращаются как твердое тело с угловой скоростью

$$\Omega_h = \frac{a}{2(1 + \sqrt{1 - a^2})}. \quad (8)$$

Все падающие внутрь пробные частицы многократно «накручиваются» на черную дыру в азимутальном направлении при приближении к горизонту событий, если $a \neq 0$. Эта очень специфическая особенность вращающихся черных дыр усложняет процедуру фиксации меридианов на глобусе изображения горизонта событий. Линзированные изображения меридианов на вращающемся изображении горизонта событий создаются фотонами, излученными на одном и том же радиусе вдоль выбранного меридиана, $r = r_h + \epsilon$ и $\epsilon = \text{const} \ll 1$, т. е. очень близко, но все еще немного выше горизонта событий при $r = r_h$. Будучи фиксированными однажды, эти линзированные изображения меридианов вращаются синхронно вместе с горизонтом событий. Малость величины ϵ определяет точность получаемого изображения на небесной сфере.

На рис. 8 представлен пример численного моделирования гравитационного линзирования массивного источника излучения (например, компактной звезды или облака газа) сферической формы с параметрами траектории $\gamma = 1$, $\lambda = q = 0$, падающего в экваториальной плоскости на вращающуюся

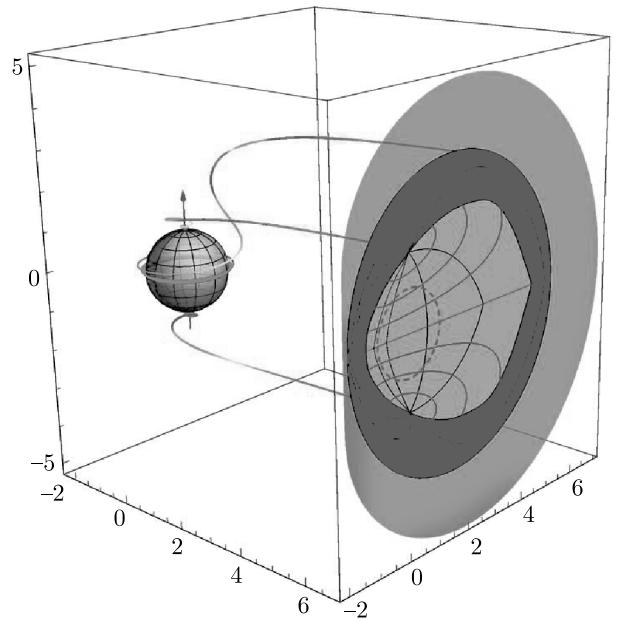


Рис. 6. (В цвете онлайн) Изображение горизонта событий экстремальной черной дыры Керра ($a = 1$) и траектории (многоцветные 3D-кривые) некоторых фотонов, формирующих это изображение и приходящих к удаленному наблюдателю, находящемуся в плоскости экватора черной дыры. Фотоны стартуют вблизи северного и южного полюсов глобуса горизонта событий (с $\lambda = 0$, $q = 1.77$) и вблизи его экватора (с $\lambda = -1.493$, $q = 3.629$). Наибольшая пурпурная область является тенью черной дыры. Показаны некоторые параллели (синие замкнутые кривые) и меридианы (черные кривые) на глобусе горизонта событий (голубая сфера) и на его проекции на небесную сферу (голубая область). Светло-голубая часть изображения является проекцией ближней полусферы глобуса горизонта событий, темноголубая часть изображения — проекцией дальней полусферы глобуса горизонта событий. Удаленный наблюдатель «видит» горизонт событий черной дыры сразу со всех сторон

черную дыру со спином $a = 0.998$. Удаленный наблюдатель находится вне плоскости экватора черной дыры на широте, соответствующей $\cos \theta = 0.1$. При приближении к горизонту событий линзированные изображения этого источника излучения оказываются внутри тени черной дыры и затем начинают многократно «накручиваться» на черную дыру, постепенно приближаясь к экваториальной параллели $\theta = \pi/2$ на глобусе горизонта событий. В результате линзированное изображение этого источника излучения асимптотически по времени (после многих оборотов вокруг черной дыры) идентифицирует параллель $\theta = \pi/2$ на изображении горизонта событий внутри тени черной дыры. Численную анимацию этого процесса см. в [55].

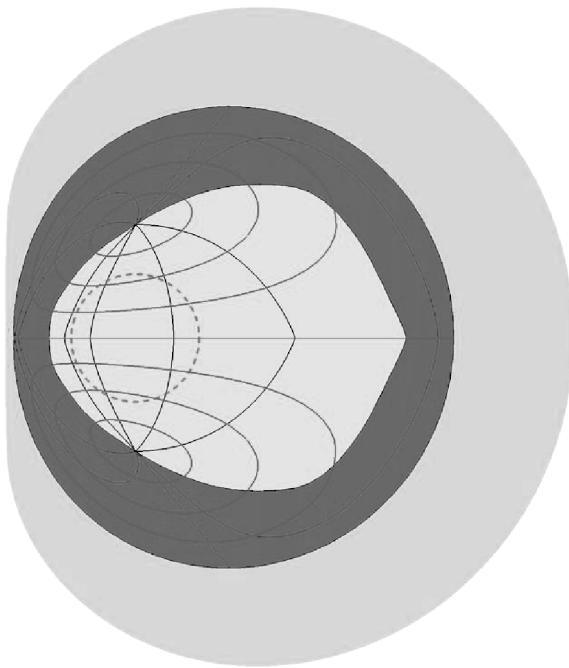


Рис. 7. (В цвете онлайн) Детальное изображение горизонта событий экстремальной черной дыры Керра ($a = 1$) внутри ее тени для удаленного наблюдателя, находящегося в плоскости экватора черной дыры

Для сравнения на рис. 9 представлен пример численного моделирования прямого изображения, а также первого и второго световых эхо от изображений компактной звезды на круговой орбите вокруг вращающейся черной дыры, видимых удаленным наблюдателем через дискретные промежутки времени. Все световые эхо (множественные изображения) расположены вне тени черной дыры (детали см. в [56]). Соответствующую численную анимацию см. в [57].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что гравитационное линзирование излучающего вещества, падающего внутрь черной дыры, обеспечивает принципиальную возможность визуализации горизонта событий черной дыры. Для удаленного наблюдателя изображение горизонта событий черной дыры проецируется в пределах соответствующей тени черной дыры на небесной сфере, предсказываемой метрикой Керра (см. рис. 2–5).

В зависимости от реальной астрофизической ситуации, будущие сверхточные наблюдения с очень высоким угловым разрешением сверхмассивной черной дыры Sgr A* в центре Галактики имеют шанс об-

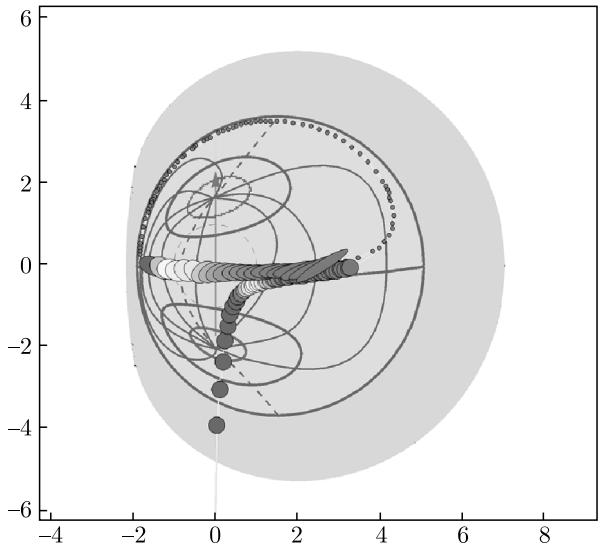


Рис. 8. (В цвете онлайн) Численное моделирование гравитационного линзирования компактной звезды, падающей в экваториальной плоскости на вращающуюся черную дыру и наблюдаемой издалека через дискретные промежутки времени. При приближении к горизонту событий линзированные изображения этого источника излучения оказываются внутри тени черной дыры и затем начинают многочленно «накручиваться» на черную дыру, постепенно приближаясь к экваториальной параллели $\theta = \pi/2$ на глобусе горизонта событий. Показан первый цикл этого накручивания

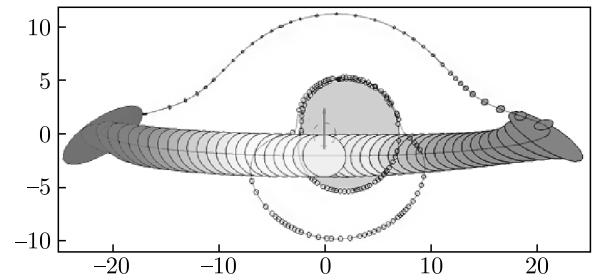


Рис. 9. (В цвете онлайн) Численное моделирование прямого изображения, а также первого и второго световых эхо от изображений компактной звезды на круговой орбите вокруг вращающейся черной дыры, видимых удаленным наблюдателем через дискретные промежутки времени

наружить как изображение тени черной дыры, так и изображение горизонта событий (при одновременном мониторинге несколькими телескопами различных типов), либо же одно из этих изображений.

Тень черной дыры может быть обнаружена с помощью наблюдений (в рентгеновском или в ближнем ИК-диапазоне) фоновых источников, например гравитационно-линзированных изображений обла-

ков газа, нормальных или нейтронных звезд позади черной дыры при их движении по стационарным орбитам. Эта возможность иллюстрируется на рис. 9 (детали см. в [56, 57]).

В свою очередь, удаленный наблюдатель может зарегистрировать изображение горизонта событий черной дыры с помощью детектирования фотонов с очень высоким красным смещением (например, в диапазоне радиоволн), излученных вблизи горизонта событий черной дыры падающими компактными источниками, например, нейтронными звездами и облаками горячего газа. Для успешной регистрации изображения горизонта событий в будущих прецизионных наблюдениях можно следовать следующим правилам. 1. Зафиксировать на небесной сфере предсказываемое положение тени черной дыры, используя уравнения (5) и (6) для метрики Керра. При этом неважно, будет ли видна тень черной дыры на самом деле. 2. Ждать удачного появления компактных источников излучения, падающих внутрь черной дыры, и обеспечивать мониторинг их линзированных изображений в пределах тени черной дыры. 3. Определять положение на небесной сфере последних регистрируемых фотонов с высоким красным смещением от различных падающих источников. Результатом этой процедуры в случае успеха будет искомое измерение формы горизонта черной дыры. Эта возможность иллюстрируется рис. 8 и соответствующей численной анимацией линзированного изображения компактной черной дыры, падающей внутрь черной дыры [55].

Следует особо подчеркнуть, что описываемое изображение горизонта событий может быть обнаружено только при выполнении очень специальных астрофизических условий, когда вблизи черной дыры существуют только достаточно редкие падающие компактные источники и стационарная акреция чрезвычайно мала. Очень подходящей под эти условия является сверхмассивная черная дыра Sgr A* в центре Галактики, которая является «дремлющим квазаром» из-за очень слабой современной активности.

Экспериментальная регистрация изображения горизонта событий представляет собой чрезвычайно сложную проблему, поскольку фотоны, излучаемые вблизи горизонта событий, подвергаются очень большому красному смещению при достижении удаленного наблюдателя. Нужны новые технологические решения для регистрации фотонов с высоким красным смещением, спрятанных внутри тени черной дыры.

Результирующее изображение горизонта является гравитационно-линзированной проекцией на небесную сферу сразу всей сферы (глобуса) горизонта событий черной дыры. По-видимому, черные дыры (а также белые дыры и кротовые норы) оказываются уникальными объектами во Вселенной, которые удаленный наблюдатель может видеть сразу со всех сторон. Аналогичное утверждение об этом уникальном свойстве изображения горизонта событий черной дыры было сделано в [58] на примере черной дыры Шварцшильда.

Мы делаем окончательный вывод, что истинным изображением черной дыры является не ее тень, а более компактное изображение ее горизонта событий, для наблюдения которого необходимо выполнение специальных условий.

Благодарности. Авторы выражают признательность В. А. Березину, Ю. Н. Ерошенко и А. Л. Смирнову за полезные обсуждения.

Финансирование работы. Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Национального центра научных исследований Франции (НЦНИ) — Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS) (грант № 18-52-15001).

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Gillessen et al., *Astrophys. J.* **692**, 1075 (2009).
2. L. Meyer et al., *Science* **338**, 84 (2012).
3. M. D. Johnson et al., *Science* **350**, 1242 (2015).
4. S. Chatzopoulos et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 948 (2015).
5. T. Johannsen, *Class. Quant. Grav.* **33**, 113001 (2016).
6. A. Eckart et al., *Found. Physics* **47**, 553 (2017).
7. V. L. Fish et al. (The Event Horizon Telescope Collaboration), *Galaxies* **4**, 54 (2016).
8. T. Lacroix and J. Silk, *Astron. Astrophys.* **554**, A36 (2013).
9. A. B. Kamruddin and J. Dexter, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **434**, 765 (2013).
10. T. Johannsen et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 031101 (2016).
11. T. Johannsen et al., *Phys. Rev. Lett.* **117**, 091101 (2016).
12. A. E. Broderick et al., *Astrophys. J.* **820**, 137 (2016).
13. A. A. Chael et al., *Astrophys. J.* **829**, 11 (2016).

14. J. Kim et al., *Astrophys. J.* **832**, 156 (2016).
15. F. Roelofs et al., *Astrophys. J.* **847**, 55 (2017) [arXiv: 1708.01056].
16. S. Doeleman, *Nature Astron.* **1**, 646 (2017).
17. J. L. Synge, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **131**, 463 (1966).
18. J. M. Bardeen, in *Black Holes*, ed. by C. DeWitt and B. S. DeWitt, Gordon and Breach, New York (1973), p. 219.
19. S. Chandrasekhar, *The Mathematical Theory of Black Holes*, Clarendon Press, Oxford (1983).
20. H. Falcke, F. Melia, and E. Agol, *Astrophys. J.* **528**, L13 (2000).
21. R. Takahashi, *Astrophys. J.* **611**, 996 (2004).
22. H. Falcke and S. Markoff, *Class. Quant. Grav.* **30**, 244003 (2013).
23. Z. Li and C. Bambi, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **01**, 041 (2014).
24. P. V. P. Cunha, C. A. R. Herdeiro, E. Radu, and H. F. Runarsson, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 211102 (2015).
25. A. A. Abdujabbarov, L. Rezzolla, and B. J. Ahmedov, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **454**, 2423 (2015).
26. Z. Younsi, A. Zhidenko, L. Rezzolla, R. Konoplya, and Y. Mizuno, *Phys. Rev. D* **94**, 084025 (2016).
27. N. S. Kardashev, I. D. Novikov, and A. A. Shatskiy, *Int. J. Mod. Phys. D* **16**, 909 (2007).
28. O. James, E. von Tunzelmann, P. Franklin, and K. S. Thorne, *Class. Quant. Grav.* **32**, 065001 (2015).
29. A. Grenzebach, V. Perlick, and C. Lmmerzahl, *Phys. Rev. D* **89**, 124004 (2014).
30. A. Grenzebach, V. Perlick, and C. Lmmerzahl, *Int. J. Mod. Phys. D* **24**, 1542024 (2015).
31. P. V. P. Cunha and P. V. P. Herdeiro, *Gen. Rel. Grav.* **50**, 42 (2018).
32. А. А. Шаткий, И. Д. Новиков, Н. С. Кардашев, *УФН* **178**, 481 (2008) [A. Shatskiy, I. D. Novikov, and N. S. Kardashev, *Phys. Usp.* **51**, 457 (2008)].
33. Е. О. Бабичев, В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, *УФН* **183**, 1257 (2013) [E. O. Babichev, V. I. Dokuchaev, and Yu. N. Eroshenko, *Phys. Usp.* **56**, 1155 (2013)].
34. V. I. Dokuchaev, *Gen. Rel. Grav.* **46**, 1832 (2014).
35. В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, Письма в ЖЭТФ **101**, 875 (2015) [V. I. Dokuchaev and Yu. N. Eroshenko, *JETP Lett.* **101**, 777 (2015)].
36. В. И. Докучаев, Ю. Н. Ерошенко, *УФН* **185**, 829 (2015) [V. I. Dokuchaev and Yu. N. Eroshenko, *Phys. Usp.* **58**, 772 (2015)].
37. A. Herrera-Aguilar and U. Nucamendi, *Phys. Rev. D* **92**, 045024 (2015).
38. R. Becerril, S. Valdez-Alvarado, and U. Nucamendi, *Phys. Rev. D* **94**, 124024 (2016).
39. C. M. Will and M. Maitra, *Phys. Rev. D* **95**, 064003 (2017).
40. F. Ferrer, A. Medeiros da Rosa, and C. M. Will, *Phys. Rev. D* **96**, 083014 (2017).
41. C. Goddi et al., *Int. J. Mod. Phys. D* **26**, 1730001 (2017).
42. Н. С. Кардашев и др., *УФН* **184**, 1319 (2014) [N. S. Kardashev et al., *Phys. Usp.* **57**, 1199 (2014)].
43. B. Carter, *Phys. Rev.* **174**, 1559 (1968).
44. F. de Felice, *Nuovo Cim. B* **57**, 351 (1968).
45. J. M. Bardeen, W. H. Press, and S. A. Teukolsky, *Astrophys. J.* **178**, 347 (1972).
46. C. W. Misner, K. S. Thorne, and J. A. Wheeler, *Gravitation*, Freeman, San Francisco, CA (1973), p. 901.
47. R. H. Boyer and R. W. Lindquist, *J. Math. Phys.* **8**, 265 (1967).
48. S. E. Gralla, A. P. Porfyriadis, and N. Warburton, *Phys. Rev. D* **92**, 064029 (2015).
49. S. E. Gralla, A. Lupsasca, and A. Strominger, *Phys. Rev. D* **93**, 104041 (2016).
50. S. E. Gralla, A. Zimmerman, and P. Zimmerman, *Phys. Rev. D* **94**, 084017 (2016).
51. A. P. Porfyriadis, Y. Shi, and A. Strominger, *Phys. Rev. D* **95**, 064009 (2017).
52. S. E. Gralla, A. Lupsasca, and A. Strominger, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **475**, 3829 (2018).
53. C. T. Cunningham and J. M. Bardeen, *Astrophys. J.* **173**, L137 (1972).
54. C. T. Cunningham and J. M. Bardeen, *Astrophys. J.* **183**, 237 (1973).
55. <https://youtu.be/fps-3frL0AM>.
56. В. И. Докучаев, Н. О. Назарова, Письма в ЖЭТФ **106**, 609 (2017) [V. I. Dokuchaev and N. O. Nazarova, *JETP Lett.* **106**, 637 (2017)].
57. <https://youtu.be/P6DneV0vk7U>.
58. <http://rantonels.github.io/starless/>.