Март 2009 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 179, № 3*

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Возможно ли увидеть бесконечное будущее Вселенной при падении в чёрную дыру?

А.А. Гриб, Ю.В. Павлов

Обсуждается возможность наблюдения космонавтом, падающим в чёрную дыру, бесконечного будущего внешней по отношению к чёрной дыре Вселенной. Показано, что такое наблюдение невозможно.

PACS numbers: **04.70.–s**, 04.70.Bw, 97.60.Lf DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903d.0279

Содержание

1. Введение

Чёрные дыры в современной астрофизике считаются уже вполне привычными объектами. Имеются вполне убедительные наблюдения, говорящие в пользу их существования (см., например, обзор [1]). Согласно общему мнению чёрная дыра имеется в ядре Галактики, чёрные дыры присутствуют в квазарах, вызывая их мощное излучение за счёт "поедания" втягиваемых звёзд и межзвёздного газа. В отличие от чёрных дыр в ядрах галактик и квазарах с массами порядка миллионов солнечных масс, имеются чёрные дыры с меньшими массами, наблюдаемые по своему воздействию на соседние звёзды. Однако, что касается теоретического описания чёрных дыр на языке общей теории относительности Эйнштейна, то как в специальной, так и в популярной литературе имеются разногласия. Поэтому цель настоящих заметок состоит в том, чтобы разобраться в некоторых из них.

В рассуждениях мы будем следовать общей теории относительности Эйнштейна. В альтернативных теориях, например в полевой теории гравитации, чёрных дыр может и не существовать [2].

А.А. Гриб. Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена,
наб. р. Мойки 48, 191186 Санкт-Петербург, Российская Федерация
E-mail: andrei_grib@mail.ru
Ю.В. Павлов. Институт проблем машиноведения РАН,
В.О., Большой просп. 61, 199178 Санкт-Петербург,
Российская Федерация
E-mail: yuri.pavlov@mail.ru

Статья поступила 23 мая 2008 г.,
после доработки 15 июля 2008 г.

Чёрные дыры могут быть статическими, описываемыми метрикой, открытой Шварцшильдом [3] в 1916 г., вращающимися, описываемыми метрикой Керра [4] и, наконец, обладающими кроме ненулевого момента количества движения ненулевым электрическим зарядом (метрика Рейснера–Нордстрёма [5] для невращающейся заряженной чёрной дыры и метрика Керра–Ньюмена [6] для вращающейся заряженной чёрной дыры). Впрочем, общим мнением является возможность пренебрежения зарядом чёрной дыры, если она образовалась в результате коллапса звезды из обычных нуклонов и электронов [7].

Обратимся к наиболее изученному случаю статической чёрной дыры. Что увидит космонавт, падающий в такую дыру? Во всех учебниках, в которых рассматривается общая теория относительности (см., например, [8]) можно прочесть о существовании двух систем отсчёта. Первая система (назовем её А) связана с Землёй, вторая (В) — с космонавтом, падающим на чёрную дыру. В первой системе космонавт будет неограниченно долго приближаться к поверхности чёрной дыры (горизонту на шварцшильдовском радиусе дыры), но никогда его не достигнет. Во второй системе космонавт за конечное время достигнет шварцшильдовского радиуса и попадёт внутрь чёрной дыры, вот только ни один сигнал от него не дойдёт до наблюдателя на Земле. И вот уже здесь такой, отнюдь не наивный физик, как Ю. Нееман, задаёт наивный вопрос: "Как может быть разрешена для него (неё) система отсчёта в режиме равенства всех систем отсчёта согласно общей ковариантности, если мы заявляем со всей определённостью, что В "никогда" не пересечёт шварцшильдовский радиус в нашей пространственно-временно́й реальности?" [9]. Аналогично, коллапсирующая звезда никогда не пересечёт свой шварцшильдовский радиус в системе А. Далее Ю. Нееман задаёт вопрос о том, как «прибавить к "вечности" наблюдателя А "полчаса", проводимые В внутри чёрной дыры». Возникающую ситуацию он называет "сюрреализмом" — гипотезой о существовании разных реальностей, одна из которых не только недоступна, но и невозможна для другой. Отнесём это замечание к проблеме правильной "филологии" и примем, что отважный космонавт способен перейти из одной реальности в другую.

Обычно отмеченную Нееманом ситуацию описывают на языке полной и неполной систем отсчёта. Так, система A — неполная, поскольку в ней нельзя описать события внутри чёрной дыры, тогда как система B в координатах Крускала – Шекереса [10] является полной. Этот ответ, разумеется, был известен Нееману, но, по-видимому, не очень удовлетворил его. Время космонавта внутри чёрной дыры никак не связано с нашим временем на Земле и, как уже было отмечено, не может быть к нему "прибавлено". Кроме того, имеется чисто математическая проблема, связанная с сингулярностью самого преобразования перехода от A к B на шварцшильдовском радиусе, являющаяся предметом дискуссий среди теоретиков в течение всего времени существования шварцшильдовского решения для чёрной дыры [11].

Согласимся, однако, с общепринятым мнением о пересечении космонавтом шварцшильдовского радиуса. Спросим: что он увидит при подлёте к чёрной дыре? В популярной литературе [12] (см. также [13]) предлагается весьма привлекательная для будущих туристов в ядро Галактики картина: космонавт сможет увидеть всё будущее Вселенной. "Если мы пошлём к чёрной дыре космический корабль с космонавтами на борту, то по мере его приближения к чёрной дыре мы, находясь на Земле, увидим, что корабль будет замедлять своё движение и никогда не проникнет внутрь. Если теперь обратить ситуацию и посмотреть, что увидит космонавт из окна космического корабля, зависшего вблизи чёрной дыры, то оказывается, что события во внешней Вселенной пробегают в чрезвычайно ускоренном темпе: практически в один миг своего времени космонавт увидит всё бесконечно продолжительное развитие внешней вселенной. Космонавт увидит, как распухает наше Солнце, становясь красным гигантом, как Земля испаряется в горячих солнечных лучах, поскольку она скользит по верхним слоям атмосферы умирающего Солнца, как от Солнца отделяется внешняя водородная оболочка и оно превращается в белый карлик — словом, космонавт увидит будущее нашей Вселенной!" Всё это космонавт увидит за конечное время в системе B. Так ли это?

Подобное утверждение имеется и в примечаниях переводчика в книге [14], "поясняющего" для читателя рассуждения автора, С. Хокинга (!). Аналогичная картина для наблюдателя, находящегося на поверхности коллапсирующей звезды рисуется в популярной книге [15]: «Такому наблюдателю покажется, что во внешнем пространстве время летит ускоренно и мигом доходит до самого "конца всех времён"». К сожалению, мы должны разочаровать будущих космонавтов и читателей популярных книг. Бесконечное будущее нашей Вселенной космонавт, падающий на чёрную дыру, не увидит! Для этого приведём несколько формул.

2. Свободное падение на шварцшильдовскую чёрную дыру

Рассмотрим падение на статическую незаряженную чёрную дыру в шваршильдовских координатах, в которых метрика имеет вид

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_{\mathrm{g}}}{r}\right) c^2\, dt^2 - \frac{dr^2}{1 - r_{\mathrm{g}}/r} - r^2 (d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2)\,. \quad (1)$$

Здесь $r_{\mathrm{g}} = 2Gm/c^2$ — гравитационный радиус чёрной дыры, c — скорость света.

Радиальные геодезические в метрике (1) удовлетворяют уравнениям (см. [16])

$$\left(\frac{dr}{c\, d\tau}\right)^2 = \frac{r_{\mathrm{g}}}{r} + \varepsilon^2 - 1\,, \qquad \frac{dt}{d\tau} = \frac{\varepsilon}{1 - r_{\mathrm{g}}/r}\,, \quad (2)$$

где $\varepsilon = \mathrm{const}$. Для времениподобных геодезических τ — собственное время движущейся частицы, а ε — удельная энергия: частица с массой покоя m_0 имеет в гравитационном поле (1) полную энергию $\varepsilon m_0 c^2$.

Если падение начинается из состояния покоя на некотором расстоянии $r_0 > r_{\mathrm{g}}$, то, очевидно (см. первую формулу в (2) при $dr/d\tau = 0$), что $\varepsilon = \sqrt{1 - r_{\mathrm{g}}/r_0}$ и, значит (делим первое уравнение на квадрат второго и извлекаем корень),

$$\frac{dr}{c\, dt} = -\left(1 - \frac{r_{\mathrm{g}}}{r}\right)\left[1 - \frac{1 - r_{\mathrm{g}}/r}{1 - r_{\mathrm{g}}/r_0}\right]^{1/2}. \quad (3)$$

Интегрирование (3) даёт следующее выражение для времени $t - t_0$ свободного падения из состояния покоя в точке r_0 в момент t_0 до точки с координатой $r < r_0$:

$$t - t_0 = \\ = \frac{r_{\mathrm{g}}}{c}\left\{\sqrt{x_0 - 1}\left[(2 + x_0)\arctan\sqrt{\frac{x_0 - x}{x}} + \sqrt{x(x_0 - x)}\right] + \right. \\ \left. + 2\ln\left(\sqrt{(x_0 - 1)\frac{x}{x_0}} + \sqrt{1 - \frac{x}{x_0}}\right) - \ln|x - 1|\right\}, \quad (4)$$

где $x_0 = r_0/r_{\mathrm{g}}$, $x = r/r_{\mathrm{g}}$. Время падения, очевидно, неограниченно возрастает (логарифмически по $r - r_{\mathrm{g}}$), когда $x \to 1$, т.е. $r \to r_{\mathrm{g}}$.

Можно было бы предположить, что за это бесконечное шварцшильдовское время световые лучи от сколь угодно отдалённых по пространству или по времени событий смогут догнать свободно падающего космонавта. Убедимся, однако, что это не так. Отметим, прежде всего, что собственное время падения космонавта на чёрную дыру оказывается конечным. Действительно, для собственного времени движения $\tau - \tau_0$ из r_0 в точку с радиальной координатой r из (2) получим

$$\tau - \tau_0 = \frac{1}{c}\int_r^{r_0} \frac{dr}{\sqrt{\varepsilon^2 - 1 + r_{\mathrm{g}}/r}}\,. \quad (5)$$

Если падение происходит из состояния покоя, то

$$\tau - \tau_0 = \frac{r_0}{c}\sqrt{\frac{r_0}{r_{\mathrm{g}}}}\left(\arctan\sqrt{\frac{r_0}{r} - 1} + \sqrt{\frac{r}{r_0} - \frac{r^2}{r_0^2}}\right). \quad (6)$$

Отметим, что выражение (6) точно совпадает с выражением для времени падения из r_0 в r в теории тяготения Ньютона!

Рассмотрим радиальное движение светового луча. Из условия $ds = 0$ получим

$$\frac{dr}{c\, dt} = \pm\left(1 - \frac{r_{\mathrm{g}}}{r}\right), \quad (7)$$

откуда следует, что время распространения фотона по радиусу из r_0 в r равно

$$t - t_{\mathrm{s}} = \frac{r_0 - r}{c} + \frac{r_{\mathrm{g}}}{c}\ln\left|\frac{r_0 - r_{\mathrm{g}}}{r - r_{\mathrm{g}}}\right|, \quad (8)$$

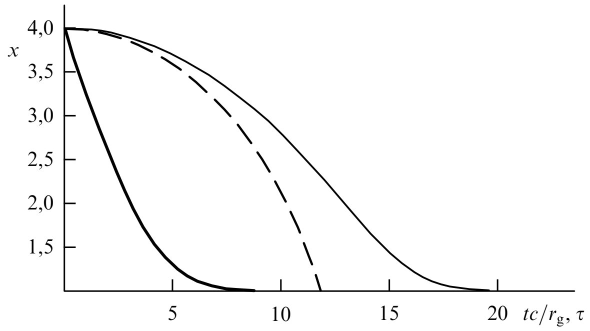

Рис. 1. Зависимости $x(t)$ и $x(\tau)$ при падении на чёрную дыру массивной частицы и фотона (жирная кривая).

где t_s — время старта фотона. Таким образом, время движения фотона в координатах Шварцшильда логарифмически по $r - r_g$ возрастает при $r \to r_g$.

На рисунке 1 приведены графики зависимости координаты x (в единицах шварцшильдовского радиуса) от времени t для массивной частицы и фотона (соответственно тонкая и жирная сплошные кривые), начинающих движение в точке с координатой $r_0 = 4r_g$. Зависимость координаты от собственного времени τ для массивной частицы представлена штриховой кривой.

Вычитая (8) из (4), получим решение следующей задачи: в какой момент времени t_s должен быть испущен световой сигнал в точке r_0 в радиальном направлении, чтобы при значении шварцшильдовской координаты $r < r_0$ он догнал свободно падающего по радиусу "наблюдателя", начавшего движение с нулевой начальной скоростью из точки r_0 в некоторый момент времени $t_0 < t_s$? Ответ имеет вид

$$t_s - t_0 = \frac{r_g}{c}\left[(2 + x_0)\sqrt{x_0 - 1}\ \arctan\sqrt{\frac{x_0 - x}{x}} + \right. \\ + \sqrt{x_0 - x}\left(\sqrt{(x_0 - 1)\,x} - \sqrt{x_0 - x}\,\right) + \\ \left. + 2\ln\left(\sqrt{\frac{x}{x_0}} + \sqrt{\frac{x_0 - x}{(x_0 - 1)\,x_0}}\right)\right]. \qquad (9)$$

Переходя в (9) к пределу $x \to 1$, т.е. $r \to r_g$, найдем, насколько позднее может быть испущен свет из точки начала падения массивного наблюдателя, чтобы он еще мог быть обнаружен до пересечения падающим наблюдателем горизонта:

$$t_s - t_0 = \\ = \frac{r_g}{c}\left[(2 + x_0)\sqrt{x_0 - 1}\ \arctan\sqrt{x_0 - 1} + 2\ln 2 - \ln x_0\right]. \qquad (10)$$

Таким образом, предел конечен и возможности увидеть при падении в чёрную дыру до пересечения шварцшильдовского радиуса события неограниченно далёкого будущего, которые происходят в окрестности точки начала падения, нет.

В ньютоновской теории соответствующее выражение для $t_s - t_0$ имеет вид

$$t_s - t_0 = \\ = \frac{r_g}{c}\left[x_0^{3/2}\arctan\sqrt{\frac{x_0 - x}{x}} + \sqrt{x_0 x(x_0 - x)} - (x_0 - x)\right]. \qquad (11)$$

При больших значениях $x_0/x = r_0/r \gg 1$ обе формулы, (9) и (11), дают одинаковый результат

$$t_s - t_0 \sim \frac{\pi}{2}\frac{r_0}{c}\sqrt{\frac{r_0}{r_g}}\,. \qquad (12)$$

Рассмотрим ещё один возможный вариант увидеть будущее Вселенной космонавтом, падающим на чёрную дыру. Космонавт вместо свободного падения на чёрную дыру "зависает" на некоторой близкой орбите и вращается вокруг неё ([17, с. 96]). При этом, однако, имеет место ситуация типа парадокса близнецов — за короткий промежуток времени космонавт может увидеть процессы, протекающие достаточно долго в окрестности Земли. Но это не бесконечное будущее Вселенной! Кроме того, отметим, что при уменьшении r, начиная с $r = 3r_g$, круговые орбиты перестают быть устойчивыми [18]. Скорость движения по этой критической круговой орбите равна $c/2$ и, следовательно, лоренцево замедление времени здесь невелико.

Вернемся к вопросу о бесконечности времени приближения космонавта к горизонту чёрной дыры с точки зрения шварцшильдовского наблюдателя на Земле и конечности собственного времени космонавта. Означает ли это "относительность истории"? Может ли оказаться, что нет единой истории движения космонавта к чёрной дыре? Если под историей понимать мировую линию, то ясно, что она является единственной и обладает конечной длиной. Бесконечную длину имеет другая "история" — мировая линия часов шварцшильдовского наблюдателя. Тем самым никакой относительности истории нет!

Итак, мы рассмотрели, простейший случай невращающейся и незаряженной чёрной дыры и движение наблюдателя только до горизонта. Но, возможно, при падении внутри горизонта до сингулярности, что, как известно, не может увидеть внешний наблюдатель, как раз и появляется возможность увидеть всю будущую историю мира, с которым отважный космонавт, упавший в чёрную дыру, расстался навсегда? А может быть, увидеть будущее можно в случае заряженных или вращающихся чёрных дыр?

Для того чтобы исследовать эти возможности, необходим более сложный анализ глобальной структуры решений, описывающих чёрные дыры. Отсылая читателя к исчерпывающему изложению соответствующих вопросов в книгах [7, 16, 19, 20], напомним некоторые основные, необходимые для рассматриваемых нами вопросов, факты.

3. Падение под горизонт

Формула (1) теряет смысл при переходе через $r = r_g$, что связано с непригодностью используемой системы координат. Однако существуют координаты Крускала–Шекереса, позволяющие записать решение Шварцшильда как вне, так и внутри чёрной дыры.

Введём координаты u, v такие, что

$$u = \sqrt{x - 1}\ \exp\left(\frac{x}{2}\right)\cosh\frac{ct}{2r_g}\,, \\ v = \sqrt{x - 1}\ \exp\left(\frac{x}{2}\right)\sinh\frac{ct}{2r_g}\,, \qquad (13)$$

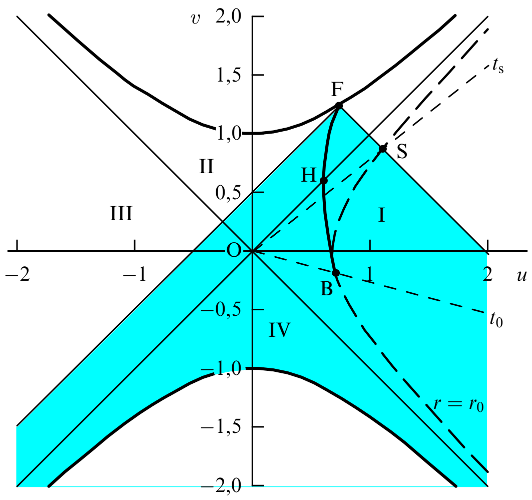

Рис. 2. Свободное падение на чёрную дыру в координатах Крускала – Шекереса.

где $x \equiv r/r_g > 1$. При этом, очевидно, $u > |v| \geqslant 0$. В этих координатах метрика Шварцшильда (1) примет вид

$$ds^2 = r_g^2 \left[\frac{4}{x \exp x} (dv^2 - du^2) - x^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta \, d\varphi^2) \right]. \tag{14}$$

Далее будем считать, что u, v изменяются от $-\infty$ до $+\infty$, а $x > 0$ — функция от u, v, заданная уравнением

$$u^2 - v^2 = (x - 1) \exp x . \tag{15}$$

Это и есть система координат Крускала – Шекереса. В этих координатах удобно изображать мировые линии в пространстве-времени чёрной дыры как вне, так и внутри её (рис. 2).

При этом рассматривается "вечная" чёрная дыра, в которой на самом деле имеются две сингулярности (их уравнение $v^2 - u^2 = 1$ — жирные верхняя и нижняя гиперболы на рис. 2), скрытые от внешнего наблюдателя под горизонтом. Вторая сингулярность отсутствует для чёрных дыр, возникших вследствие коллапса звезды.

Отображение (13) покрывает лишь четверть плоскости (u, v): область I на рис. 2. В области II, где $v > |u|$ и $0 < x < 1$, определим

$$r \equiv r_g x , \qquad t \equiv 2 \frac{r_g}{c} \operatorname{artanh} \frac{u}{v} . \tag{16}$$

Обратное преобразование имеет вид

$$u = \sqrt{1 - x} \exp \left(\frac{x}{2} \right) \sinh \frac{ct}{2r_g} , \qquad v = \sqrt{1 - x} \exp \left(\frac{x}{2} \right) \cosh \frac{ct}{2r_g} . \tag{17}$$

В области II $0 < r < r_g$, $t \in (-\infty, +\infty)$, а метрика Крускала – Шекереса (14) запишется в виде метрики Шварцшильда (1). Однако теперь (внутри горизонта) координата r становится временнóй, а t — пространственной! Поэтому, обозначая $\eta = r/c$, $l = ct$: $\eta \in (0, r_g/c)$, $l \in \mathrm{R}$, запишем метрику внутри горизонта в виде

$$ds^2 = \frac{c^2 \, d\eta^2}{r_g/(c\eta) - 1} - \left(\frac{r_g}{c\eta} - 1 \right) dl^2 - (c\eta)^2 (d\vartheta^2 + \sin^2 \vartheta \, d\varphi^2) . \tag{18}$$

Пространство-время, описываемое метрикой (18), весьма необычно. Пространство этой "вселенной", т.е. поверхность $\eta = \text{const}$, сферически симметрично, но не изотропно. Выделенным является направление вдоль оси l. Поверхности ($\eta = \text{const}$, $l = \text{const}$) — это сферы S^2. Однако координата l не является радиальной. Она пробегает все вещественные значения, и метрика (18) от неё не зависит. Топология пространственных сечений $\eta = \text{const}$ — это топология $\mathrm{R}^1 \times \mathrm{S}^2$. Снаружи чёрной дыры кажется, что пространство внутри чёрной дыры имеет конечный объем, но внутри оказывается, что она содержит линию бесконечной длины (цилиндр бесконечной длины). Именно в связи с этим удивительным свойством мы должны согласиться с замечанием Неемана о "различных реальностях". Реальность внутри чёрной дыры невообразима с точки зрения реальности вне её, хотя и может быть понята!

С течением времени радиус сферы S^2 — он равен $c\eta$ — уменьшается, его обращение в нуль при $\eta = 0$ и соответствует шварцшильдовской сингулярности. Эта сингулярность не является пространственной точкой внутри чёрной дыры, а представляет собой обрыв времени для всех мировых линий внутри её. Шварцшильдовская сингулярность является пространственноподобной, и для любого наблюдателя под горизонтом она находится в *будущем*. "Увидеть" сингулярность внутри чёрной дыры, до момента катастрофической гибели, невозможно. Обратное утверждение в [12, 13] ошибочно.

В координатах Крускала – Шекереса радиальные геодезические, вдоль которых движется свет, представляют собой прямые, наклонённые под углом 45° к координатным осям. Поэтому радиальный световой конус в координатах Крускала – Шекереса имеет ту же форму, что и в специальной теории относительности. Это свойство позволяет легко выявлять причинную связь между событиями с помощью их графического представления в координатах Крускала – Шекереса [19]. Воспользуемся этим свойством, чтобы ответить на вопрос о том, какие световые сигналы догонят наблюдателя, падающего в чёрную дыру и прошедшего горизонт. Мировая линия наблюдателя, начавшего свободное падение из точки r_0 в момент t_0, изображена на рис. 2 кривой BHF. Точка F — обрыв мировой линии в сингулярности. Причинное прошлое события F выделено серым цветом. В координатах Крускала – Шекереса поверхности постоянного радиуса r изображаются гиперболами с асимптотами $u = \pm v$, а поверхности постоянного t — прямыми, проходящими через начало координат. Поэтому, как видно из рис. 2, при движении свободно падающего наблюдателя, вплоть до трагического момента F гибели в сингулярности чёрной дыры, его догонят световые лучи, испущенные из точки начала падения B не позднее момента t_s, соответствующего линии OS. Таким образом, и при движении внутри горизонта чёрной дыры, вплоть до сингулярности, свободно падающий наблюдатель не сможет увидеть бесконечного будущего!

Однако заметим, что во вращающейся чёрной дыре, описываемой метрикой Керра, или при наличии заряда (метрика Рейснера – Нордстрёма и метрика Керра – Ньюмена) формально возникает феномен, который можно было бы описать как возможность увидеть всё будущее внешней по отношению к чёрной дыре Вселенной. Кроме горизонта событий, как и в случае метрики Шварцшильда, здесь появляется новый горизонт — горизонт Коши. Горизонт Коши внутри чёрной дыры — это граница предсказания эволюции физических полей исходя из начальных данных во внешней по отношению к чёрной дыре Вселенной. Будущее космонавта, пересекающего такой горизонт, непредсказуемо из его прошлого. В метрике Керра горизонт Коши представляет собой нулевую (светоподобную) поверхность. К этому горизонту космонавт может приблизиться после пересечения первого горизонта (горизонта событий). И вот, как показано в ряде учебников (см., например, [16, § 38]), в момент пересечения поверхности горизонта Коши "перед таким наблюдателем развернётся панорама всей истории внешнего мира в виде вспышки лучей света с бесконечно большим фиолетовым смещением". Тем не менее, как утверждается в [7, § 12.2], бесконечно большое фиолетовое смещение означает такую концентрацию энергии, которая "приведёт к перестройке пространства-времени и к возникновению истинной сингулярности пространства-времени".

Означает ли это, что внутри такой чёрной дыры увидеть бесконечное будущее внешней Вселенной нельзя? Этот вопрос пока не имеет окончательного решения. Для его исследования недостаточно ограничиться только решением Керра. Необходим анализ эволюции сингулярности под действием падающего в чёрную дыру излучения. Так, в работах [21, 22] и в новом издании на английском языке книги И.Д. Новикова, В.П. Фролова [7] показано, что если учесть гравитационные возмущения к метрикам Рейснера – Нордстрёма или Керра, то поверхность горизонта Коши становится сингулярной — возникает новая сингулярность, отличная и от пространственноподобной сингулярности в метрике Шварцшильда, и от времениподобной сингулярности в метрике Керра. Эта сингулярность относится к типу "слабых" сингулярностей [23]. Как утверждается в [22], "приливная деформация, связанная с сингулярностью, столь мала, что она не может разрушить объект и при некоторых условиях не может быть детектирована прежде, чем кривизна станет бесконечной. Это заново ставит вопрос о возможности путешествия через горизонт Коши чёрной дыры". Однако если учесть обратное влияние внешних полей, например безмассового скалярного поля в некоторых модельных задачах [24, 25], то нулевая сингулярность может при определённых условиях эволюционировать в сильную пространственноподобную сингулярность. Возможна также ситуация существования двух сингулярностей сразу — нулевой и сильной пространственноподобной.

Даже если эта сингулярность и останется нулевой сингулярностью, то вопрос о возможности пересечения её космонавтом не имеет ясного ответа. При наличии же сильной пространственноподобной сингулярности космонавт будет разорван приливными силами. Все эти результаты получены для некоторых модельных задач, допускающих простое математическое решение. Что увидит космонавт внутри реальной вращающейся чёрной дыры, внутренность которой уже не описывается метрикой Керра, неясно.

Авторы благодарят С.В. Красникова за полезные обсуждения. Работа частично поддержана Министерством образования и науки РФ, грант РНП.2.1.1.6826.

Список литературы

1. Черепащук А М *УФН* **173** 345 (2003) [Cherepashchuk A M *Phys. Usp*. **46** 335 (2003)]
2. Логунов А А, Мествиришвили М А *Релятивистская теория гравитации* (М.: Наука, 1989) [Logunov A A, Mestvirishvili M A *The Relativistic Theory of Gravitation* (Moscow: Mir Publ., 1989)]
3. Schwarzschild K *Berl. Ber*. 189 (1916)
4. Kerr R P *Phys. Rev. Lett*. **11** 237 (1963)
5. Reissner H *Ann. Physik*. **355** 106 (1916); Nordström G *Kon. Nederland. Akad. Wet. Proc*. **20** 1238 (1918)
6. Newman E T et al. *J. Math. Phys*. **6** 918 (1965)
7. Новиков И Д, Фролов В П *Физика чёрных дыр* (М.: Наука, 1986) [Frolov V P, Novikov I D *Black Hole Physics*: *Basic Concepts and New Developments* (Dordrecht: Kluwer, 1998)]
8. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1988) [Landau L D, Lifshitz E M *The Classical Theory of Fields* (Oxford: Pergamon Press, 1975)]
9. Ne'eman Yu *Found. Phys. Lett*. **7** 483 (1994)
10. Kruskal M D *Phys. Rev*. **119** 1743 (1960); Szekeres G *Publ. Mat. Debrecen* **7** 285 (1960)
11. Eisenstaedt J *Arch. Hist. Exact Sci*. **27** 157 (1982) [Эйзенштедт Ж, в сб. *Эйнштейновский сборник* (*1984 – 1985*) (Отв. ред. И Ю Кобзарев) (М.: Наука, 1988) с. 148]
12. Черепащук А М *Черные дыры во Вселенной* (Фрязино: Век 2, 2005)
13. Черепащук А М, в сб. *Астрономия*: *Век XXI* (Ред.-сост. В Г Сурдин) (Фрязино: Век 2, 2007) с. 219
14. Hawking S *The Universe in a Nutshell* (New York: Bantam Books, 2001) [Хокинг С *Мир в ореховой скорлупке* (СПб.: Амфора, 2008)]
15. Regge T *Cronache Dell'Universo* (Torino: P. Boringhieri, 1981) [Редже Т *Этюды о Вселенной* (М.: Мир, 1985) с. 34]
16. Chandrasekhar S *The Mathematical Theory of Black Holes* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1983) [Чандрасекар С *Математическая теория чёрных дыр* (М.: Мир, 1986)]
17. Rees M *Our Cosmic Habitat* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 2001) [Рис М *Наша космическая обитель* (М. – Ижевск: Инст. компьют. исслед., 2002)]
18. Зельдович Я Б, Новиков И Д *Теория тяготения и эволюция звезд* (М.: Наука, 1971)
19. Misner C W, Thorne K S, Wheeler J A *Gravitation* (San Francisco: W.H. Freeman, 1973) [Мизнер Ч, Торн К, Уилер Дж *Гравитация* (М.: Мир, 1977)]
20. Hawking S W, Ellis G F R *The Large Scale Structure of Space-Time* (Cambridge: Univ. Press, 1973) [Хокинг С, Эллис Дж *Крупномасштабная структура пространства-времени* (М.: Мир, 1977)]
21. Poisson E, Israel W *Phys. Rev. D* **41** 1796 (1990)
22. Ori A *Phys. Rev. Lett*. **68** 2117 (1992)
23. Tipler F J *Phys. Lett. A* **64** 8 (1977)
24. Burko L M *Phys. Rev. Lett*. **90** 121101 (2003)
25. Hansen J, Khokhlov A, Novikov I *Phys. Rev. D* **71** 064013 (2005)

Is it possible to see the infinite future of the Universe when falling onto a black hole?

A.A. Grib
Herzen Russian State Pedagogical University,
nab. r. Moiki 48, 191186 St. Petersburg, Russian Federation. E-mail: *andrei_grib@mail.ru*
Yu.V. Pavlov
Institute of Problems of Mechanical Engineering, Russian Academy of Sciences,
V.O., Bol'shoi prosp. 61, 199178 St. Petersburg, Russian Federation. E-mail: *yuri.pavlov@mail.ru*

The possibility for a cosmonaut falling onto a black hole to see the infinite future of the Universe is discussed and ruled out.

PACS numbers: **04.70. – s**, 04.70.Bw, 97.60.Lf
Bibliography — 25 references

DOI: 10.3367/UFNr.0179.200903d.0279
Received 23 May 2008, revised 15 July 2008