

УДК 517.917

*Н. И. Брагарчук*¹

АНАЛИЗ РАССТОЯНИЙ И ВРЕМЕНИ ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОКРЕСТНОСТИ ВРАЩАЮЩИХСЯ ЧЕРНЫХ ДЫР

В данной работе проанализированы расстояния от горизонта событий конкретных черных дыр (от звездной до сверхмассивной) до некоторой точки в аккреционном диске, на которых можно смело использовать евклидову геометрию.

В результате оказывается, что в общем случае на расстояниях порядка гравитационного радиуса от горизонта событий отличия применяемой метрики от евклидовой несущественны. И что интересно, в окрестности вращающихся черных дыр искривление пространства-времени меньше, чем в окрестности статических.

Также рассмотрено время движения частицы от точки вблизи горизонта событий черной дыры, где имеется резонанс BSW, до точки в аккреционном диске. И, как оказалось, это время принимает разумные значения. Например, для сверхмассивной черной дыры, масса которой около восьми масс Солнца, это время составляет примерно 125 часов, а для звездной, масса которой равна трем массам Солнца, – доли секунд (0.013 с).

Ключевые слова: черные дыры, аккреционный диск, евклидова геометрия, гравитационный радиус, горизонт событий, метрика, резонанс BSW, пространство-время, эргосфера.

PACS: 34D08, 93C15

1. Введение

Основным способом образования черных дыр является гравитационный коллапс [1, 2]. Черная дыра как любое массивное тело с точки зрения ОТО будет искривлять пространство-время в своей окрестности. А значит геометрия пространства-времени будет влиять на характер движения тел около нее.

В данной статье было найдено реальное расстояние от горизонта событий черной дыры до Δr , где Δr – интервал, описываемый геометрией Евклида, который принимает значения от планковских до гравитационного радиуса (см. табл. 1).

Так как массивное тело искривляет пространство-время в своей окрестности, расстояния вдали от черной дыры и вблизи к ней можно описывать разными геометриями.

Определено реальное расстояние между частицами у горизонта событий и на расстоянии порядка гравитационного радиуса. Произведен сравнительный анализ истинного расстояния и Δr . И, как отдельный случай, у вращающихся черных дыр найдена зависимость реального расстояния и от параметра вращения.

Рассчитано и проанализировано время движения частицы из точки в аккреционном диске до точки с большой энергией для различных черных дыр [3].

2. Расстояния с учетом неевклидовой геометрии

2.1. Метрика Шварцшильда

Метрика Шварцшильда описывает гравитационное поле в пустоте, создаваемое центрально-симметричным распределением масс. В частности она подходит для описания гравитационного поля снаружи статичных незаряженных черных дыр.

¹E-mail: nadushka-94-94@mail.ru

Квадрат интервала между событиями определяется в данной метрике следующим образом [2, 4]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - r^2(\sin^2(\theta)d\varphi^2 + d\theta^2) - \frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}}$$

Пространственная метрика определяется выражением для пространственного расстояния как

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - \frac{r_g}{r}} + r^2(\sin^2(\theta)d\varphi^2 + d\theta^2)$$

Рассматриваем случай на экваторе, то есть

$$d\phi = d\theta = 0$$

Следовательно, истинное расстояние в таком случае будет вычисляться по формуле

$$L = \int_{r_g}^{r_g + \Delta r} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}} dr \quad (1)$$

2.2. Метрика Керра

Метрика Керра описывает гравитационное поле вращающегося коллапсара.

Квадрат интервала между событиями определяется в данной метрике следующим образом [2, 4]

$$ds^2 = \left(1 - \frac{r_g r}{\rho^2}\right) dt^2 - \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - (r^2 + a^2 + \frac{r_g r a^2}{\rho^2} \sin^2(\theta)) \sin^2(\theta) d\varphi^2 + \frac{2r_g r a}{\rho^2} \sin^2(\theta) d\varphi dt,$$

где введены обозначения

$$\Delta = r^2 - r_g r + a^2 \quad \rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2(\theta)$$

Эта метрика зависит от двух параметров (момента импульса M и параметра вращения a), смысл которых ясен на больших расстояниях. При $a = 0$ метрика Керра переходит в метрику Шварцшильда. Существует предельно допустимое значение параметров M и a , при которых метрика Керра еще имеет смысл:

$$a_{max} = \frac{r_g}{2} \quad M_{max} = \frac{m r_g}{2}$$

Элемент пространственного расстояния имеет вид

$$dl^2 = \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 + \rho^2 d\theta^2 + \frac{\Delta \sin^2(\theta)}{1 - \frac{r_g r}{\rho^2}} d\varphi^2$$

Собственное или реальное расстояние между двумя точками при условии, что $d\phi = d\theta = 0$, дается интегралом

$$L = \int_{r_g}^{r_g + \Delta r} \frac{r}{\sqrt{r^2 - r_g r + a^2}} dr \quad (2)$$

3. Анализ расстояний в окрестности статических и вращающихся черных дыр

3.1. Решение определенного интеграла для метрики Шварцшильда

Найдем истинное расстояние около горизонта событий статических незаряженных черных дыр. Решим определенный интеграл (1).

Введем замену

$$k^2 = \frac{r_g}{r} \quad r = \frac{r_g}{k^2} \quad dr = -\frac{2r_g}{k^3} dk$$

и перепишем интеграл

$$L = -2r_g \int_{r_g}^{r_g + \Delta r} \frac{dk}{k^3 \sqrt{1 - k^2}}$$

Введем еще замену

$$k = \sin(y) \quad dk = \cos(y) dy$$

Получаем

$$L = r_g \ln(\operatorname{ctg} \frac{y}{2}) + r_g \frac{\cos(y)}{\sin^2(y)}$$

Сделаем некоторые тригонометрические преобразования и вернемся к заменам

$$L = \left[r \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}} + \frac{r_g}{2} \ln(2r(1 + \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}) - r_g) + C \right] \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \quad (3)$$

Теперь, учитывая пределы интегрирования, перепишем результат. Первое слагаемое из (3) примет вид

$$r \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}} \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \approx \sqrt{r_g \Delta r}$$

Второе слагаемое из (3)

$$\frac{r_g}{2} \ln(2r(1 + \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}) - r_g) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \approx \frac{r_g}{2} \ln \left(\frac{r_g + 2 \Delta r + 2\sqrt{r_g \Delta r}}{r_g} \right)$$

Приведем к виду следующего замечательного предела

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\ln(1 + x)}{x} = 1,$$

получаем

$$\frac{r_g}{2} \ln(2r(1 + \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}) - r_g) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} = \frac{r_g}{2} \ln \left(1 + \frac{2 \Delta r + 2\sqrt{r_g \Delta r}}{r_g} \right)$$

При условии, что

$$\frac{2 \Delta r + 2\sqrt{r_g \Delta r}}{r_g} \rightarrow 0$$

$$\frac{r_g}{2} \ln(2r(1 + \sqrt{1 - \frac{r_g}{r}}) - r_g) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \approx \sqrt{r_g \Delta r}$$

Истинное расстояние (3) будет вычисляться как

$$L \approx 2\sqrt{r_g \Delta r} \quad (4)$$

При условии, что $\Delta r \rightarrow r_g$, истинное расстояние

$$L \approx \frac{r_g}{2} \ln(5)$$

Отсюда видно, что истинное расстояние L будет примерно равно (по порядку величины) гравитационному радиусу при условии, что $\Delta r = r_g$, где Δr – интервал, описываемый геометрией Евклида.

3.2. Решение определенного интеграла для метрики Керра

Найдем истинное расстояние около горизонта событий статических незаряженных черных дыр. Решим определенный интеграл (2).

Введем замену

$$C = \frac{r_g^2}{4} - a^2,$$

и перепишем интеграл

$$L = \int \frac{r}{\sqrt{(r - \frac{r_g}{2})^2 - C}} dr$$

Далее введем следующую замену

$$k = r - \frac{r_g}{2} \quad dr = dk,$$

откуда получается

$$L = \int \frac{k + \frac{r_g}{2}}{\sqrt{k^2 - C}} dk$$

В результате решения полученных табличных интегралов, получаем следующее

$$L = \sqrt{k^2 - C} + \frac{r_g}{2} \ln(k + \sqrt{k^2 - C})$$

Вернемся к заменам и перепишем результат

$$L = \left[\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} + \frac{r_g}{2} \ln \left(2r + 2\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} - r_g \right) + C \right] \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \quad (5)$$

Подставим пределы интегрирования и вычислим каждое слагаемое по отдельности. Первое слагаемое из (5) будет иметь решение

$$\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} = \sqrt{r_g \Delta r + \Delta r^2 + a^2} - a$$

При условии, что $r_g \Delta r \ll a^2$, пользуясь формулой для следующего предела

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\sqrt[n]{(x+1)^m} - 1}{x} = \frac{m}{n},$$

$$\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} = a \left(\sqrt{\frac{r_g \Delta r + \Delta r^2}{a^2} + 1} - 1 \right)$$

при

$$\frac{r_g \Delta r + \Delta r^2}{a^2} \rightarrow 0$$

получим следующий вид решения

$$\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \approx \frac{r_g \Delta r}{2a}$$

При условии, что $r_g \Delta r \geq a^2$, следует

$$\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} \approx \sqrt{r_g \Delta r}$$

Второе слагаемое из (5), учитывая пределы, можно упростить следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{r_g}{2} \ln \left(2r + 2\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} - r_g \right) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} &= \\ \frac{r_g}{2} \ln \left(\frac{2\Delta r + r_g + 2\sqrt{\Delta r^2 + r_g \Delta r + a^2}}{r_g + 2a} \right) & \end{aligned}$$

Пользуясь следующим пределом (следствие замечательного предела) перепишем слагаемое для около планковских значений Δr

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow 0} \frac{\ln(1+x)}{x} &= 1, \\ \frac{r_g}{2} \ln \left(2r + 2\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} - r_g \right) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} &\approx \frac{r_g}{2} \ln \left(1 + \frac{2\Delta r}{r_g + 2a} \right) \end{aligned}$$

При

$$\begin{aligned} \frac{2\Delta r}{r_g + 2a} &\rightarrow 0 \\ \frac{r_g}{2} \ln \left(2r + 2\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} - r_g \right) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} &\approx \frac{\Delta r}{1 + \frac{2a}{r_g}} \approx \Delta r \end{aligned}$$

При $\Delta r \geq 10^{-14}$ см

$$\frac{r_g}{2} \ln \left(2r + 2\sqrt{r^2 - r_g r + a^2} - r_g \right) \Big|_{r_g}^{r_g + \Delta r} = \frac{\Delta r + \sqrt{r_g \Delta r}}{1 + \frac{2a}{r_g}} \approx \Delta r + \sqrt{r_g \Delta r}$$

В результате для около планковских значений Δr ($\Delta r = 10^{-33}$ см и $\Delta r = 10^{-29}$ см) истинное расстояние будет иметь следующее значение

$$L \approx \frac{r_g \Delta r}{2a} + \Delta r, \quad (6)$$

а для $\Delta r \geq 10^{-14}$ см

$$L \approx 2\sqrt{r_g \Delta r} + \Delta r \quad (7)$$

Для наглядности данных результатов представим графики (при различных Δr (см. табл. 1)) зависимости истинного расстояния черной дыры от параметра вращения в логарифмическом масштабе.

Для примера рассмотрим черную дыру с гравитационным радиусом $r_g = 10^6$ см.

Таблица 1. Истинное расстояние черной дыры с гравитационным радиусом 10^6 см при различных значениях интервала Δr .

Δr , см	10^{-33}	10^{-29}	10^{-14}	1	10^2	10^5
L	$L6_{-33}$	$L6_{-29}$	$L6_{-14}$	$L6_{-0}$	$L6_{-2}$	$L6_{-5}$

Невооруженным глазом видно, что некоторые области на графиках описывают случай, когда истинное расстояние не зависит от параметра вращения (участок графика, параллельный оси абсцисс). Следовательно, в данном случае достаточно использовать метрику Шварцшильда для описания расстояний.

Также можно выделить область на графике, когда значения Δr и истинного расстояния (по порядку величины) совпадают. Ей соответствует максимально возможный параметр вращения (

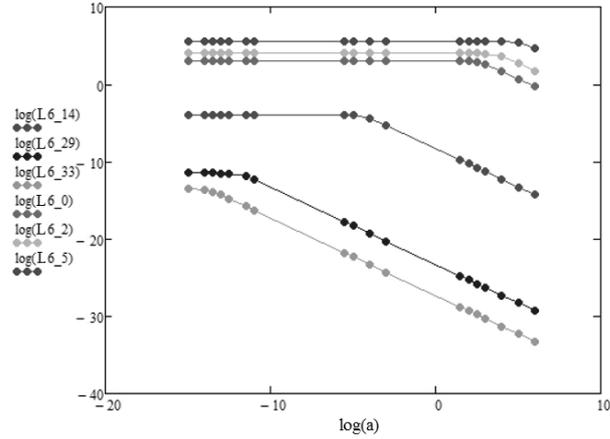


Рис. 1. Зависимость логарифма истинного расстояния $\log(L)$ (при различных Δr (см. табл. 1)) от логарифма параметра вращения черной дыры с гравитационным радиусом 10^6 см.

$a = \frac{r_g}{2}$). И что интересно, для этого случая независимо от расстояний от черной дыры истинное расстояние мало отличается от расстояний, описываемых геометрией Евклида (см. табл. 2).

И средняя область, собственно, описывает метрику Керра. Проанализировав результаты, полученные при расчете истинного расстояния для различных черных дыр с различными параметрами вращения, было получено условие перехода метрики Керра в метрику Шварцшильда (см. табл. 3 и табл. 4)

$$a^2 \leq r_g \Delta r \cdot 10^{-3} \tag{8}$$

Таблица 2. Истинное расстояние от горизонта событий ЧД (метрика Керра / предельный случай).

r_g , см	$\Delta r = 10^{-33}$ см	$\Delta r = 10^{-29}$ см	$\Delta r = 10^{-14}$ см	$\Delta r = 1$ см	$\Delta r = 10^2$ см	$\Delta r = 10^5$ см
$8.85 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-33}$	$2 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-14}$	2	199.98	$1.9 \cdot 10^5$
$1.98 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{-33}$	$2 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-14}$	2	200	$2 \cdot 10^5$
$1.18 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{-33}$	$2 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-14}$	2	200	$2 \cdot 10^5$
$2.95 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{-33}$	$2 \cdot 10^{-29}$	$2 \cdot 10^{-14}$	2	200	$2 \cdot 10^5$

4. Время движения частицы от точки с резонансом BSW до точки в аккреционном диске

Есть предположение, что из черных дыр можно получать огромные энергии. Причем передавать ее могут обычные частицы, наблюдаемые на Земле. Описать этот процесс можно с помощью механизма Пенроуза [5, 6], который гласит, что если влетающая в эргосферу частица распадается там на две части, то часть, выбрасываемая назад из эргосферы, может вынести огромное количество энергии. Захваченная часть тела опускается под горизонт событий и "заглатывается" черной дырой. При этом некоторая доля энергии вращения дыры передается выбрасываемой частице. (По

Таблица 3. *Истинное расстояние от горизонта событий ЧД (Шварцшильдова метрика).*

r_g , см	$\Delta r = 10^{-33}$ см	$\Delta r = 10^{-29}$ см	$\Delta r = 10^{-14}$ см	$\Delta r = 1$ см	$\Delta r = 10^2$ см	$\Delta r = 10^5$ см
$8.85 \cdot 10^5$	$5.95 \cdot 10^{-14}$	$5.95 \cdot 10^{-12}$	$1.88 \cdot 10^{-4}$	$1.88 \cdot 10^3$	$1.88 \cdot 10^4$	$5.95 \cdot 10^5$
$3 \cdot 10^6$	$1.1 \cdot 10^{-13}$	$1.1 \cdot 10^{-11}$	$3.46 \cdot 10^{-4}$	$3.46 \cdot 10^3$	$3.46 \cdot 10^4$	$1.1 \cdot 10^6$

Таблица 4. *Истинное расстояние от горизонта событий ЧД с гравитационным радиусом 10^6 см (переход из метрики Керра в метрику Шварцшильда).*

a , см	$\Delta r = 10^{-33}$ см	$\Delta r = 10^{-29}$ см	$\Delta r = 10^{-14}$ см	$\Delta r = 1$ см	$\Delta r = 10^2$ см	$\Delta r = 10^5$ см
10^{-15}	$0.94 \cdot 10^{-13.5}$	$10^{-11.5}$	10^{-4}	10^3	10^4	$10^{5.5}$
10^{-14}	$0.73 \cdot 10^{-13.5}$	$10^{-11.5}$	10^{-4}	10^3	10^4	$10^{5.5}$
$10^{-12.5}$	$0.5 \cdot 10^{-14.5}$	$0.9 \cdot 10^{-11.5}$	10^{-4}	10^3	10^4	$10^{5.5}$
$10^{-11.5}$	$0.5 \cdot 10^{-15.5}$	$0.41 \cdot 10^{-11.5}$	10^{-4}	10^3	10^4	$10^{5.5}$
$10^{-5.5}$	$0.5 \cdot 10^{-21.5}$	$0.5 \cdot 10^{-17.5}$	10^{-4}	10^3	10^4	$10^{5.5}$
10^{-3}	$0.5 \cdot 10^{-24}$	$0.5 \cdot 10^{-20}$	$0.5 \cdot 10^{-5}$	10^3	10^4	$10^{5.5}$

Дж. Уилеру) [5,6].

В статье [3] была получена формула времени движения частицы из точки в аккреционном диске до точки с большой энергией.

Проанализируем это время для различных черных дыр.

Рассчитаем время движения частицы из точки в аккреционном диске до точки с большой энергией для различных черных дыр при условии, что сталкиваются вблизи горизонта событий два протона ($m_1 = m_2 = 1$ ГэВ), две тяжелые частицы ($m_1 = m_2 = 10^{13}$ ГэВ), а также – чему равно это время, если энергия центра масс частиц равна энергии Великого Объединения ($E_{cm} = 10^{14}$ ГэВ), планковской энергии ($E_{cm} = 10^{19}$ ГэВ).

Для расчета нам потребуется следующая формула

$$\Delta t \sim 3.2 \cdot 10^{-4} \frac{M}{M_c} \log \frac{E_{cm}}{\sqrt{m_1 m_2}}, \quad (9)$$

где M – масса ЧД, M_c – масса Солнца, E_{cm} – энергия центра масс для двух сталкивающихся частиц в гравитационном поле, m – масса покоя пробной частицы.

Заметим, что чем массивнее черная дыра, тем дальше движется частица от точки около горизонта событий, где имеется резонанс BSW, до точки в аккреционном диске.

Например, при столкновении два протона, массы которых $m_1 = 1$ ГэВ, $m_2 = 1$ ГэВ, движутся от точки у горизонта событий черной дыры звездной массы $M = 3M_c$ до точки с энергией Великого Объединения $E_{cm} = 10^{14}$ ГэВ всего за $\Delta t \approx 0.013$ с, а от точки у горизонта событий сверхмассивной черной дыры $M = 10^8 M_c$ – $\Delta t \approx 125$ ч. А если частицы тяжелее, например, для двух бозонов $m_1 = 10^{13}$ ГэВ, $m_2 = 10^{13}$ ГэВ, это время составляет 9 часов, что всего на 116 ч меньше, чем для протонов.

Таблица 5. *Время движения частиц из точки в аккреционном диске до точки с большой энергией различных черных дыр для двух сталкивающихся протонов у горизонта событий черной дыры, если энергия центра их масс принимает значения энергии Великого Объединения и планковской энергии.*

E_{cm} , ГэВ	M, M_c	3	10	10^3	$6.6 \cdot 10^4$	10^5	$4 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$	10^8
10^{14}	Δt , с	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$4.5 \cdot 10^{-2}$	4.5	$3 \cdot 10^2$	$4.5 \cdot 10^2$	$1.8 \cdot 10^4$	$1.3 \cdot 10^5$	$4.5 \cdot 10^5$
10^{19}	Δt , с	$1.8 \cdot 10^{-2}$	$6.1 \cdot 10^{-2}$	6.1	$4 \cdot 10^2$	$6.1 \cdot 10^2$	$2.4 \cdot 10^4$	$1.8 \cdot 10^5$	$6.1 \cdot 10^5$

Таблица 6. *Время движения частиц из точки в аккреционном диске до точки с большой энергией различных черных дыр для двух сталкивающихся тяжелых частиц (бозонов) у горизонта событий черной дыры, если энергия центра их масс принимает значения энергии Великого Объединения и планковской энергии.*

E_{cm} , ГэВ	M, M_c	3	10	10^3	$6.6 \cdot 10^4$	10^5	$4 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^7$	10^8
10^{14}	Δt , с	$9.6 \cdot 10^{-4}$	$3.2 \cdot 10^{-3}$	0.32	21.12	32	$1.3 \cdot 10^3$	$9.6 \cdot 10^3$	$3.2 \cdot 10^4$
10^{19}	Δt , с	$5.8 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-2}$	1.9	$1.3 \cdot 10^2$	$1.9 \cdot 10^2$	$7.7 \cdot 10^3$	$5.7 \cdot 10^4$	$1.9 \cdot 10^5$

5. Заключение

В настоящей работе выполнен расчет истинного расстояния в окрестностях шварцшильдовой и керровской черных дыр, а также проведен сравнительный анализ полученных результатов с расстояниями, описываемыми геометрией Евклида, и рассмотрено время движения частицы от точки вблизи горизонта событий, где имеется резонанс BSW, черной дыры до точки в аккреционном диске.

В результате были сделаны выводы, что с увеличением массы, значит и гравитационного радиуса, черной дыры увеличивается и истинное расстояние, следовательно, тем сильнее отличается оно от евклидовой геометрии. Это подтверждает положение ОТО о том, что чем больше масса небесного объекта, тем сильнее искривление пространства-времени. К тому же, как бы то ни было странно, но именно в окрестности вращающегося объекта искривление пространства-времени меньше, чем в окрестности статического, и в зависимости от параметра вращения геометрия, описывающая расстояния вблизи черной дыры, приближается к геометрии Евклида. Особенно это проявляется при условии, что параметр вращения $a = \frac{r_g}{2}$ предельно максимальный.

Так же было замечено, что разница между истинным расстоянием и Δr тем больше, чем ближе к поверхности черной дыры, то есть истинное расстояние при около планковских значениях Δr сильнее отличается от расстояний, описываемых геометрией Евклида, чем при Δr порядка гравитационного радиуса.

Анализируя зависимость времени движения частиц, которые в результате столкновения вблизи горизонта событий приобретают огромные энергии, пришли к следующим результатам: время движения одних и тех же частиц, которое потребуется, чтобы приобрести определенную энергию, растет с увеличением массы черной дыры линейно; более тяжелые частицы приобретают определенную энергию гораздо быстрее (время уменьшается по экспоненте с увеличением массы).

Автор благодарит своего научного руководителя, профессора А.А. Гриба, за предложенную тему исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зельдович, Я.Б. Теория тяготения и эволюция звезд. М.: Наука, 1971. 484 с.
2. Гриб А.А. Основные представления современной космологии. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 108 с.
3. Grib, A.A. On Collisions with Unlimited Energies in the Vicinity of Kerr and Schwarzschild Black Hole Horizons // Gravitation and Cosmology. 2012. Vol. 18. № 1, P. 70–75.
4. Ландау Л.Д. Теория поля. Т. 2. М.: Наука, 1973. 504 с.
5. Уильям Дж. Кауфман Космические рубежи теории относительности. М.: Мир, 1981. 352 с.
6. Российская Астрономическая Сеть URL: <http://www.astronet.ru/db/msg/1174703/kaufman-11/kaufman-11.html> (дата обращения: 07.12.2017).

REFERENCES

1. Zel'dovich, Ya.B. *Teoriya tyagoteniya i evolyutsiya zvezd* (Gravitation theory and stars evolution), Moscow: Nauka, 1971, 484 p.
2. Grib A.A. *Osnovnye predstavleniya sovremennoy kosmologii* (Basic ideas of modern cosmology), Moscow: FIZMATLIT, 2008. 108 p.
3. Grib, A.A. On Collisions with Unlimited Energies in the Vicinity of Kerr and Schwarzschild Black Hole Horizons // Gravitation and Cosmology. 2012. Vol. 18. no. 1, P. 70–75.
4. Landau L.D. *Teoriya polya*. (Field theory), vol. 2, Moscow: Nauka, 1973, 504 p.
5. Uil'yam Dzh. Kaufman *Kosmicheskie rubezhi teorii otnositel'nosti* (The cosmic frontiers of relativity), Moscow: Mir, 1981. 352 p.
6. Rossiyskaya Astronomicheskaya Set' (Russian Astronomical Network) <http://www.astronet.ru/db/msg/1174703/kaufman-11/kaufman-11.html>

Поступила в редакцию 16.12.2017

Брагарчук Надежда Игоревна, магистр в области физики, кафедра теоретической физики и астрономии, Российский государственный педагогический университет им. А.И. Герцена, 191186, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. наб. реки Мойки, д. 48.
E-mail: nadushka-94-94@mail.ru

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Брагарчук Н.И. Анализ расстояний и времени движения частиц в окрестности вращающихся черных дыр // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия. 2017. № 4. С. 68–77.

N. I. Bragarchuk

Distances and Time Analysis of particles movement in the vicinity of rotating black holes

Keywords: black holes, the accretion disk, Euclidean geometry, gravitational radius, event horizon, metric, BSW resonance, space-time, ergosphere.

PACS: 34D08, 93C15

In the paper the distance from the event horizon of a specific black holes (with masses, corresponding to the range from stellar to supermassive) to some point in the accretion disk, on which Euclidean geometry can be applied, is analyzed.

In the general case it was found that the differences between the applied and Euclidean metrics are insignificant at distances of gravitational radius order from the event horizon. It should be noted, that in the vicinity of rotating black holes the curvature of space-time is smaller than in area of static black holes.

Also the particles movement from a point in the vicinity of the event horizon, where BSW resonance exists, to the point in the accretion disk is considered. The estimated amount of time, as it turned out, takes a

reasonable value For instance, the time for supermassive black hole, with the mass of eight solar masses, is 125 hours, while for the stellar one – fraction of a second (0.013 s).

Received 16.12.2017

Bragarchuk Nadezhda Igorevna, master of science in physics, the Department of theoretical physics and astronomy, Herzen State University, ul. Moika river embankment, 48, Saint-Petersburg, 191186, Russia.

E-mail: nadushka-94-94@mail.ru

Please cite this article in English as:

Bragarchuk N. I. Distances and Time Analysis of particles movement in the vicinity of rotating black holes, *Space, Time and Fund. Interact.*, 2017, no. 4, pp. 68–77.