

УДК 530.12

ВРЕМЯ ВИДИМОСТИ ПУЛЬСАРА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ВО ВНЕШНЕМ СИЛЬНОМ ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ

С. О. КОМАРОВ¹⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, 220030, г. Минск, Беларусь

Рассмотрена задача о распространении излучения пульсара, движущегося во внешнем гравитационном поле. Получены соотношения, позволяющие вычислить интервалы времени, в которые пульсар не может быть зарегистрирован наземным наблюдателем. При этом проанализированы общерелятивистские эффекты, связанные как с искривлением траектории луча света, распространяющегося от пульсара к наблюдателю во внешнем гравитационном поле, так и с прецессией оси вращения пульсара, обусловленной взаимодействием его собственного момента импульса с внешним гравитационным полем. Показано, что в общем случае излучение пульсара, движущегося вблизи сверхмассивной черной дыры, может быть зарегистрировано наземным наблюдателем лишь в конечные интервалы времени, при этом их продолжительность может иметь порядок периода обращения пульсара вокруг черной дыры. Обсуждается возможность применения полученных результатов при поиске и исследовании пульсаров в окрестности центра Галактики. Построена численная модель, позволяющая определять время видимости пульсара для различных параметров его движения. Вследствие общерелятивистского рассмотрения данной задачи результаты оказываются справедливыми и для случая, когда пульсар движется в непосредственной близости от горизонта событий сверхмассивной черной дыры.

Ключевые слова: внешнее гравитационное поле; гравитационное линзирование; пульсар; центр Галактики.

Благодарность. Автор благодарит научного руководителя профессора А. К. Горбачевича и коллегу А. Н. Тарасенко за полезные замечания и обсуждение материала в процессе подготовки работы.

Образец цитирования:

Комаров С. О. Время видимости пульсара, движущегося во внешнем сильном гравитационном поле // Журн. Белорус. гос. ун-та. Физика. 2018. № 2. С. 141–150.

For citation:

Komarov S. O. Observability time for the pulsar that moves in external strong gravitational field. *J. Belarus. State Univ. Phys.* 2018. No. 2. P. 141–150 (in Russ.).

Автор:

Станислав Олегович Комаров – аспирант кафедры теоретической физики и астрофизики физического факультета. Научный руководитель – доктор физико-математических наук, профессор А. К. Горбачевич.

Author:

Stanislav O. Komarov, postgraduate student at the department of theoretical physics and astrophysics, faculty of physics. staskomarov@tut.by

OBSERVABILITY TIME FOR THE PULSAR THAT MOVES IN EXTERNAL STRONG GRAVITATIONAL FIELD

S. O. KOMAROV^a

^aBelarusian State University, 4 Niezaliežnasci Avenue, Minsk 220030, Belarus

The problem of propagation of radiation of pulsar that moves in external gravitational field is considered in the article. The relations for the calculation of the intervals of time when the pulsar can not be observed are obtained. The general relativistic effects caused by two different mechanisms are analysed. The first one is determined by the twisted trajectories of light that propagates to the observer, and the second one by the precession of the rotation axis of pulsar due to interaction of the spin angular momentum of the pulsar with external gravitational field. It is shown that the radiation from pulsar that moves in the vicinity of supermassive black hole can be detected by Earth observer only in certain intervals of time. These intervals can have length of order of the period of pulsar motion around the black hole. The possibilities of application of these results to the investigation of the pulsars in the vicinity of the Galactic Center are discussed. The numerical model that gives possibilities for calculating of the time of observability of pulsar for distinct parameters of motion of pulsar is presented. Due to the general relativistic consideration of the problem in this paper it is possible to use our results for the pulsar that is close to a supermassive black hole event horizon.

Key words: external gravitational field; gravitational lensing; pulsar; Galactic Center.

Acknowledgements. The author acknowledges scientific adviser professor A. K. Gorbatsievich and colleague A. N. Tarasenko for helpful discussions and comments in the time of the preparation of the paper.

Введение

Многолетние астрофизические исследования движения объектов в окрестности центра Галактики позволяют отождествить находящийся в галактическом центре компактный радиоисточник Sagittarius A* со сверхмассивной черной дырой массой $M \approx 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца (масса Солнца в геометрических единицах $M_{\odot} \approx 1,477$ км) [1–3]. Это позволило предложить множество тестов для различных теорий гравитации как в случае слабого поля, так и при учете эффектов сильного гравитационного поля [3–6]. В настоящее время основные наблюдательные данные, представляющие интерес с данной точки зрения, получают из исследований движения S-звезд, образующих наиболее близкое к центру Галактики звездное скопление [2]. Однако есть множество наблюдательных и теоретических данных, позволяющих сделать вывод о существовании также и большого числа пульсаров в этой области [7; 8].

В отличие от S-звезд нейтронные звезды, в силу малости их размера, могут находиться на существенно более близком расстоянии от горизонта событий черной дыры, не будучи разрушенными приливными силами [3; 7]. При этом наибольший интерес представляет исследование нейтронных звезд, являющихся пульсарами. Промежутки времени между регистрируемыми импульсами электромагнитного излучения пульсаров одинаковы в собственной системе отсчета пульсара с очень высокой степенью точности [9]. Это позволяет с большой точностью измерять различные релятивистские эффекты, определяющие их движение, путем вычисления промежутков времени между импульсами, зарегистрированными наблюдателем, находящимся на Земле [3; 5; 7].

Особенности наблюдения пульсаров, как и других анизотропных источников, движущихся в сильных гравитационных полях, выражаются и в том, что время их видимости состоит из отдельных интервалов. Этот эффект может быть следствием как прецессии оси вращения пульсара, обусловленной взаимодействием с внешними объектами, например со своим же спутником, так и общерелятивистских эффектов. Последние наиболее значимы в случае, когда пульсар находится в сильном гравитационном поле (например, достаточно близок к сверхмассивной черной дыре). Наличие же спутника может быть установлено при исследовании теоретических моделей, описывающих свойства принимаемого от пульсара излучения. В данной работе мы рассматриваем только одиночные пульсары, не имеющие достаточно массивных спутников.

Влияние общерелятивистских эффектов, определяющих интервалы времени видимости пульсара земным наблюдателем, можно условно представить в виде действия двух факторов: прецессии оси вращения пульсара, вызванной взаимодействием его собственного момента импульса с внешним гравитационным полем, и искривления траектории луча света внешним гравитационным полем. Оба эффекта были описаны и проанализированы в ряде работ [10; 11], однако авторы их, как правило, ограничиваются приближением слабого поля, учитывая в уравнениях слагаемые, определяющие релятивистскую аберрацию света

и отклонение его траектории гравитационным полем (порядок $\frac{v}{c}$ и $\frac{M}{r}$ соответственно, где c – скорость света в вакууме; v – скорость движения пульсара по орбите; r – расстояние от пульсара до сверхмассивной черной дыры). Поэтому в указанных работах авторы либо считают направление оси вращения пульсара постоянным в некоторой фиксированной системе координат [11], либо используют преобразования Лоренца для вычисления угла, под которым распространяется излучение от пульсара, по отношению к плоскости орбиты самого пульсара при его релятивистском движении [10]. Мы учли также и геодезическую прецессию спина, имеющую порядок $\frac{M^2}{r^2}$.

Постановка задачи

Цель работы – построение метода вычисления интервалов времени, в течение которых наземным наблюдателем может быть виден пульсар, движущийся во внешнем гравитационном поле.

Для исследования приходящего излучения необходимо рассмотреть сам пульсар, особенности его движения и излучения. Пульсар представляет собой нейтронную звезду, излучение которой сосредоточено в направлении, заданном между двумя коническими поверхностями, с вершиной, примерно совпадающей с геометрическим центром нейтронной звезды [10; 11]. Пусть указанные конические поверхности имеют углы полураствора α_1 и α_2 соответственно (рис. 1).

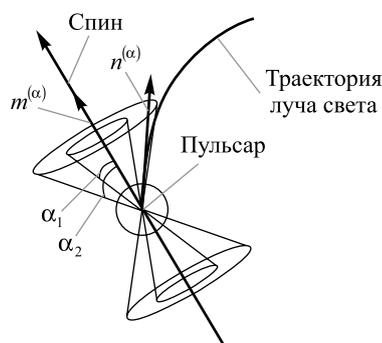


Рис. 1. Относительное положение собственного момента импульса, траектории луча света и конуса излучения пульсара:
 $n^{(\alpha)}$ – единичный вектор луча света, излучаемого пульсаром;
 $m^{(\alpha)}$ – единичный вектор, направленный вдоль спина пульсара (см. (9))

Fig. 1. Relative position of intrinsic angular momentum, trajectory of the light ray and the cone of radiation of pulsar:
 $n^{(\alpha)}$ is the unit vector of the ray of light that is emitted by pulsar;
 $m^{(\alpha)}$ is the unit spin vector (see (9))

Так как результаты нашего исследования наиболее интересны с точки зрения использования их при изучении излучения пульсаров, движущихся во внешнем поле сверхмассивной черной дыры, находящейся в центре нашей Галактики, то мы подробно рассмотрим именно этот случай. Гравитационное поле астрофизических черных дыр может быть описано метрикой Керра (в случае вращающейся черной дыры) или метрикой Шварцшильда (в случае не вращающейся черной дыры). В данной работе ограничимся более простым случаем внешнего гравитационного поля Шварцшильда. Однако заметим, что предложенный нами метод может быть применен и в случае метрики Керра.

Наблюдения пульсаров обычно производятся на длинах волн $\lambda \lesssim 10^2$ м. Так как масштаб размеров всех объектов, используемых в нашей задаче, можно считать гораздо большим, то мы будем применять приближение геометрической оптики [12]. При этом мировая линия луча света будет соответствовать изотропным геодезическим в рассматриваемом внешнем гравитационном поле (гравитационным полем самого пульсара пренебрегаем).

Уравнения движения пульсара

В рамках данной задачи пульсар рассматривается как материальная точка со спином, движение которой, как известно, описывается уравнениями Матиссона – Папапетру [13]. Если пренебречь членами, квадратичными по спину, эти уравнения можно представить в виде

$$\begin{cases} \frac{Du^i}{D\tau} = -\frac{1}{2c} R_{mnk}^i \epsilon^{nkls} u^m u_s S_l, \\ \frac{DS^i}{D\tau} = -\frac{1}{c^2} u^i S_n \frac{Du_n}{D\tau}, \\ S^i u_i = 0, \end{cases} \quad (1)$$

где u^i – вектор 4-скорости пульсара; τ – собственное время пульсара; R_{mnk}^i – тензор кривизны; ϵ^{nkls} – псевдотензор Леви – Чивита; S^i – вектор спина пульсара. В случае реалистичных значений параметров,

например таких, как приведенные ниже, из уравнений (1) следует, что в хорошем приближении мировая линия пульсара будет геодезической $\left(\frac{Du^i}{D\tau} = 0\right)$. При этом вектор спина пульсара переносится параллельно $\left(\frac{DS^i}{D\tau} = 0\right)$.

Для наших дальнейших целей в каждой из точек мировой линии пульсара удобно ввести сопутствующий ортонормированный базис, образуемый четырьмя векторами $h_{(m)}^i$ (тетрадой). Один из векторов тетрады выберем таким образом, чтобы он был параллелен 4-скорости пульсара:

$$h_{(4)}^i = \frac{u^i}{c}.$$

Тогда по построению имеем соотношения:

$$h_{(m)}^i h_{(n)i} = \eta_{(m)(n)},$$

где $\eta_{(m)(n)}$ – компоненты тензора Минковского.

В общем случае векторы тетрады, построенной в различных точках этой геодезической, будут отличаться от параллельно перенесенных векторов преобразованием поворота. Оно характеризуется угловой скоростью $\omega^{(\alpha)}$:

$$\omega^{(\alpha)} = \frac{1}{2} e^{(\alpha)(\beta)(\gamma)} h_{(\gamma)i} \frac{Dh_{(\beta)}^i}{D\tau},$$

где $e^{(\alpha)(\beta)(\gamma)}$ – символ Леви – Чивита в 3-мерном пространстве. Тогда в сопутствующем базисе получим

$$\frac{DS^{(\alpha)}}{D\tau} = -e^{(\alpha)(\beta)(\gamma)} \omega_{(\beta)} S_{(\gamma)}, \quad (2)$$

где $S^{(\alpha)} = h_i^{(\alpha)} S^i$.

Из (2) следует, что эволюция вектора $S^{(\alpha)}$ во времени представляет собой его вращение с угловой скоростью $-\omega_{(\beta)}$, т. е. прецессию.

Вычисление интервалов видимости пульсара

Метрика Шварцшильда имеет следующий вид:

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

где (r, θ, φ, t) – координаты Шварцшильда; M – масса центрального тела, создающего поле, в геометрических единицах $(M = \frac{Gm}{c^2})$, где G – гравитационная постоянная; m – масса тела).

Как отмечено выше, мировую линию пульсара в хорошем приближении можно считать геодезической. В случае рассматриваемой здесь метрики Шварцшильда движение пульсара в данном приближении будет плоским. В дальнейшем через K будем обозначать систему координат, в которой траектория пульсара лежит в экваториальной плоскости $\theta = \frac{\pi}{2}$. В системе координат K компоненты 4-скорости принимают вид [12]

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\tau} = u^2 = 0, \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = u^3 = \frac{L}{r^2}, \\ \frac{cdt}{d\tau} = u^4 = \frac{E}{c \left(1 - \frac{2M}{r}\right)}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{dr}{d\tau} = u^1 = \pm \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \left(c^2 + \frac{L^2}{r^2}\right)},$$

где L и E – удельные (т. е. отнесенные к массе) орбитальный момент импульса и энергия пульсара. Уравнения (3) могут быть решены численно.

Рассмотрим теперь задачу о распространении излучения от пульсара к наблюдателю. Касательный вектор к изотропной геодезической, вдоль которой оно распространяется, обозначим k^i . Он удовлетворяет уравнениям:

$$k^i_{;j}k^j = 0 \text{ и } k^i k_i = 0.$$

Тогда волновым вектором регистрируемого излучения будет касательный вектор к такой изотропной геодезической, которая пересекает как мировую линию источника в момент излучения, так и мировую линию наблюдателя в момент приема излучения (рис. 2).

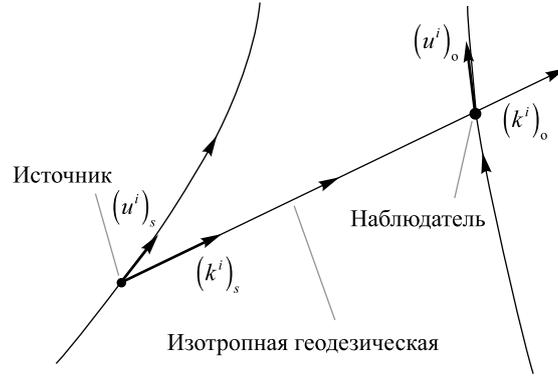


Рис. 2. Изотропная геодезическая, изображающая мировую линию луча света, регистрируемого наблюдателем

Fig. 2. The isotropic geodesic that describes the world line of light propagating to the observer

Для нахождения волнового вектора, касательного к изотропной геодезической, перейдем в другую систему координат \tilde{K} , в которой траектория луча света лежит в экваториальной плоскости $\tilde{\theta} = \frac{\pi}{2}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\theta}}{d\lambda} = k^2 = 0, \quad \frac{d\tilde{\varphi}}{d\lambda} = k^3 = \frac{D\omega_0}{c\tilde{r}^2}, \\ c \frac{d\tilde{t}}{d\lambda} = k^4 = \frac{\omega_0}{c \left(1 - \frac{2M}{\tilde{r}}\right)}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{d\tilde{r}}{d\lambda} = k^1 = \pm \frac{\omega_0}{c} \sqrt{1 - \left(1 - \frac{2M}{\tilde{r}}\right) \frac{D^2}{\tilde{r}^2}},$$

где λ – аффинный параметр вдоль изотропной геодезической; D – интеграл движения, имеющий смысл прицельного параметра луча; ω_0 – интеграл движения, имеющий смысл частоты света, принимаемого земным наблюдателем, т. е. наблюдателем, находящимся на бесконечности.

Воспользуемся аналитическим решением системы уравнений (4) [14]:

$$\frac{1}{\tilde{r}(\tilde{\varphi})} = \frac{Qk^2}{2PM} cn^2 \left(\left[\frac{\tilde{\varphi}}{2} \sqrt{\frac{Q}{P}} + F \left(\arccos \left(\sqrt{\frac{2M}{Qk^2}} \right), k \right) \right], k \right), \quad (5)$$

где

$$Q = \sqrt{P^2 + 4MP - 12M^2}, \quad k = \sqrt{\frac{Q - P + 6M}{2Q}}. \quad (6)$$

Здесь функция $\tilde{r}(\tilde{\varphi})$ выражает зависимость радиальной шварцшильдовской координаты \tilde{r} от полярного угла $\tilde{\varphi}$; $cn(\varphi, k)$ – эллиптический косинус Якоби; $F[\varphi, k]$ – эллиптический интеграл первого рода,

определенный в [15]; P – перигентра траектории луча, который связан с прицельным параметром соотношением

$$D^2 = \frac{P^3}{P - 2M}. \quad (7)$$

Заметим, что для некоторых траекторий перигентра может и не существовать. В этих случаях решение снова можно описать с помощью формул (5), (6), где P – произвольный комплексный корень уравнения (7).

Полярный угол φ в системе отсчета K связан с полярным углом $\tilde{\varphi}$ в системе отсчета \tilde{K} (рис. 3) соотношением

$$\tilde{\varphi} = \arccos(\cos(\varphi)\sin(i)), \quad (8)$$

где i – наклонение орбиты.

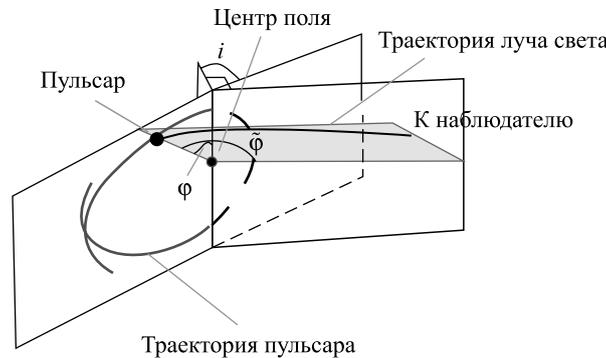


Рис. 3. К выводу формулы (8)
 Fig. 3. To the derivation of formula (8)

Тогда решение граничной задачи, позволяющее определить значение волнового вектора в момент испускания излучения, сводится к решению следующего нелинейного алгебраического уравнения для каждой из рассматриваемых точек пространства-времени, определяемых в фиксированной плоскости полярным углом $\tilde{\varphi}$ и радиальной координатой \tilde{r} :

$$\tilde{r}(\tilde{\varphi}, P) = r.$$

Решая его численно, находим параметр P для каждой из точек пространства, в которых находится источник, а с помощью соотношений (4) – компоненты волнового вектора.

Определим волновой вектор $k^{(\alpha)}$, касательный к траектории луча, единичный волновой вектор $n^{(\alpha)}$, а также единичный вектор $m^{(\alpha)}$, направленный вдоль вектора момента импульса пульсара, с помощью соотношений:

$$k^{(\alpha)} = \left(h_i^{(\alpha)} k^i \right)_{\text{source}}, \quad n^{(\alpha)} = \frac{k^{(\alpha)}}{\sqrt{k^{(\beta)} k_{(\beta)}}}, \quad m^{(\alpha)} = \frac{S^{(\alpha)}}{\sqrt{S^{(\beta)} S_{(\beta)}}}. \quad (9)$$

Здесь индекс «source» означает, что выражение необходимо вычислять в точке излучения; $S^{(\beta)} = h_i^{(\beta)} S^i$.

Из (2) следует, что вектор $m^{(\alpha)}$ будет вращаться с угловой скоростью $\omega_{(\alpha)}$. Мы выбрали векторы тетрады следующим образом:

$$h_{(1)}^i = \frac{r}{c^2 \sqrt{r^2 + L^2}} \left\{ \frac{L\gamma}{r}; 0; \frac{c^2 r^2 + L^2}{r^3}; \frac{LE}{(r - 2M)c} \right\}, \quad h_{(2)}^i = \frac{r}{\sqrt{r^2 + L^2}} \left\{ -\frac{E}{c^2}; 0; 0; \frac{-\gamma r^2}{Mc(r - 2M)} \right\},$$

$$h_{(3)}^i = \left\{ 0; -\frac{1}{r}; 0; 0 \right\}; \quad h_{(4)}^i = \left\{ \frac{\gamma}{c}; 0; \frac{L}{cr^2}; \frac{Er}{(r - 2M)c} \right\},$$

где

$$\gamma = \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(1 - \frac{2M}{r}\right) \left(c^2 + \frac{L^2}{r^2}\right)} \text{sign}\left(\frac{dr}{d\tau}\right).$$

В выбранном базисе вектор угловой скорости имеет вид

$$\omega^{(\alpha)} = \left\{ 0; 0; \frac{LE}{(r^2 + L^2)c^2} \right\}.$$

Очевидно, что пульсар может быть виден наблюдателем только тогда (см. рис. 1), когда выполняется условие

$$\cos(\alpha_1) < |n^{(\beta)} m_{(\beta)}| < \cos(\alpha_2). \quad (10)$$

Так как вектор $m^{(\alpha)}$ является единичным, для его нахождения требуется задание двух параметров – φ_p и θ_p , определяющих ориентацию вектора собственного момента импульса. Эти параметры можно выбрать так, чтобы выполнялись соотношения:

$$m^{(1)} = \cos(\varphi_p - \varphi_\omega(\tau)) \sin(\theta_p), \quad m^{(2)} = \sin(\varphi_p - \varphi_\omega(\tau)) \sin(\theta_p) \sin(\theta_p),$$

$$m^{(3)} = \cos(\theta_p),$$

где функция $\varphi_\omega(\tau) = \int_0^\tau \omega^{(3)} d\tau$ – угол поворота собственного момента импульса пульсара за собственное время τ в сопутствующем базисе.

Таким образом, значения интегралов движения E , L , углов полураствора конусов излучения α_1 , α_2 , а также двух независимых параметров φ_p и θ_p образуют полную систему параметров, задающую интервалы времени, в течение которых пульсар может быть зарегистрирован наблюдателем.

Результаты и их обсуждение

Нами выполнены вычисления по представленному выше алгоритму для случая движения пульсара во внешнем гравитационном поле Шварцшильда. Результаты моделирования представлены на рис. 4–7.

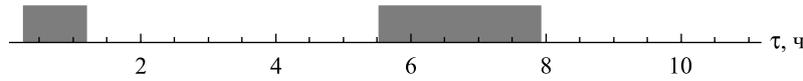


Рис. 4. Интервалы видимости пульсара. Закрашенные области на оси времени соответствуют интервалам времени, когда пульсар может быть виден наблюдателю на Земле. Параметры орбитального движения пульсара:

$$E = 0,98 \text{ с}^2; L = 5,24 \text{ Мс. Принято: масса сверхмассивной черной дыры } M = 4 \cdot 10^6 M_\odot.$$

При этих данных период радиального движения пульсара $T = 6,85$ ч. Параметры, характеризующие ориентацию оси вращения пульсара и его конус излучения (в радианах):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0; \alpha_1 = 0,05; \alpha_2 = 0,2$$

Fig. 4. Time intervals of visibility of pulsar. Painted regions are correspond to the intervals of time when the obseration of pulsar by the Earth observer is possible. Parameters of orbital motion of pulsar are following:

$$E = 0.98 \text{ s}^2; L = 5.24 \text{ Ms. We assume that the mass of supermassive black hole is } M = 4 \cdot 10^6 M_\odot.$$

Consequently the period of the radial motion of the pulsar is $T = 6.85$ h. Parameters of orientation of the pulsar rotation axis and the cone of pulsar radiation (are following):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0; \alpha_1 = 0.05; \alpha_2 = 0.2$$

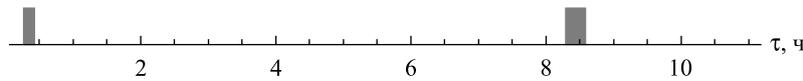


Рис. 5. Интервалы видимости пульсара. Закрашенные области на оси времени соответствуют интервалам времени, когда пульсар может быть виден наблюдателю на Земле. Параметры орбитального движения пульсара:

$$E = 0,98 \text{ с}^2; L = 5,24 \text{ Мс. Принято: масса сверхмассивной черной дыры } M = 4 \cdot 10^6 M_\odot.$$

При этих данных период радиального движения пульсара $T = 6,85$ ч. Параметры, характеризующие ориентацию оси вращения пульсара и его конус излучения (в радианах):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0,2; \alpha_1 = 0; \alpha_2 = 0,05$$

Fig. 5. Time intervals of visibility of pulsar. Painted regions are correspond to the intervals of time when the obseration of pulsar by the Earth observer is possible. Parameters of orbital motion of pulsar are following:

$$E = 0.98 \text{ s}^2; L = 5.24 \text{ Ms. We assume that the mass of supermassive black hole is } M = 4 \cdot 10^6 M_\odot.$$

Consequently the period of the radial motion of the pulsar is $T = 6.85$ h. Parameters of orientation of the pulsar rotation axis and the cone of pulsar radiation (are following):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0.2; \alpha_1 = 0; \alpha_2 = 0.05$$

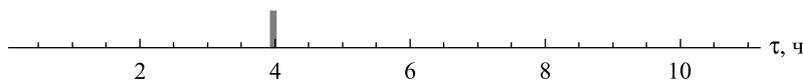


Рис. 6. Интервалы видимости пульсара. Закрашенные области на оси времени соответствуют интервалам времени, когда пульсар может быть виден наблюдателю на Земле. Параметры орбитального движения пульсара:

$E = 0,98 \text{ с}^2; L = 5,24 \text{ Мс}$. Принято: масса сверхмассивной черной дыры $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

При этих данных период радиального движения пульсара $T = 6,85 \text{ ч}$. Параметры, характеризующие ориентацию оси вращения пульсара и его конус излучения (в радианах):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0,4; \alpha_1 = 0; \alpha_2 = 0,15$$

Fig. 6. Time intervals of visibility of pulsar. Painted regions are correspond to the intervals of time when the obseration of pulsar by the Earth observer is possible. Parameters of orbital motion of pulsar are following:

$E = 0.98 \text{ s}^2; L = 5.24 \text{ Ms}$. We assume that the mass of supermassive black hole is $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

Consequently the period of the radial motion of the pulsar is $T = 6.85 \text{ h}$. Parameters of orientation of the pulsar rotation axis and the cone of pulsar radiation (are following):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 0.4; \alpha_1 = 0; \alpha_2 = 0.15$$

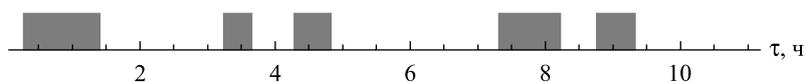


Рис. 7. Интервалы видимости пульсара. Закрашенные области на оси времени соответствуют интервалам времени, когда пульсар может быть виден наблюдателю на Земле. Параметры орбитального движения пульсара:

$E = 0,98 \text{ с}^2; L = 5,24 \text{ Мс}$. Принято: масса сверхмассивной черной дыры $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

При этих данных период радиального движения пульсара $T = 6,85 \text{ ч}$. Параметры, характеризующие ориентацию оси вращения пульсара и его конус излучения (в радианах):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 1,1; \alpha_1 = 0,9; \alpha_2 = 1,1$$

Fig. 7. Time intervals of visibility of pulsar. Painted regions are correspond to the intervals of time when the obseration of pulsar by the Earth observer is possible. Parameters of orbital motion of pulsar are following:

$E = 0.98 \text{ s}^2; L = 5.24 \text{ Ms}$. We assume that the mass of supermassive black hole is $M = 4 \cdot 10^6 M_{\odot}$.

Consequently the period of the radial motion of the pulsar is $T = 6.85 \text{ h}$. Parameters of orientation of the pulsar rotation axis and the cone of pulsar radiation (are following):

$$i = 0; \varphi_p = 0; \theta_p = 1.1; \alpha_1 = 0.9; \alpha_2 = 1.1$$

При малых значениях орбитального наклона результаты наиболее легко интерпретируются (см. рис. 4, 5). В этих случаях вследствие простой геометрии ориентации пульсара период появления областей его видимости примерно совпадает с периодом его орбитального движения T (при более общих значениях углов θ_p возможны случаи, когда пульсар виден на протяжении всего времени наблюдения или не виден вообще, но они не представляют интереса).

График времени видимости будет иметь простой вид и в случае, когда направление оси вращения пульсара достаточно близко к направлению одной из изотропных геодезических, соединяющих пульсар и наблюдателя (см. рис. 6). В общем случае области видимости могут быть распределены более сложным образом (см. рис. 7).

Решения уравнений для геодезических (3) и (4) позволяют найти все величины, входящие в условие видимости пульсара (10), как функции собственного времени пульсара τ . Для того чтобы найти время видимости пульсара как функцию времени наблюдения, необходимо найти красное смещение [12]:

$$z = \frac{(k_i u^i)_s}{(k_i u^i)_o} - 1.$$

Здесь индекс «о» означает, что соответствующие характеристики относятся к наблюдателю, которого мы считаем покоящимся относительно сверхмассивной черной дыры. Тогда для времени наблюдения получим

$$t = \int_0^{\tau} (z + 1) d\tau.$$

Заключение

Предложенный в работе метод позволяет найти интервалы времени, в течение которых излучение пульсара, движущегося во внешнем гравитационном поле, может быть зарегистрировано удаленным наблюдателем, в зависимости от шести параметров, характеризующих пульсар и его движение.

Проанализировано влияние различных параметров, характеризующих взаимную ориентацию в пространстве орбиты движения пульсара, направление вектора его собственного момента импульса и рас-твор конуса, внутри которого распространяется излучение, испускаемое пульсаром. Связь этих параметров с распределением времени видимости пульсара как функции времени наблюдения не всегда является простой. Однако в ряде случаев по известным интервалам видимости удастся сделать некоторые выводы относительно параметров его орбитального движения. Полученные таким образом данные могут быть использованы для проверки астрофизических моделей исследуемого пульсара, а также для предсказания интервалов времени в будущем, когда излучение от пульсара может быть исследовано наземными обсерваториями.

Библиографические ссылки

1. Morris Mark R. The environment of the Galaxy's central black hole // The galactic black hole. Lectures on general relativity and astrophysics / ed. by H. F. Falcke, F. W. Hehl. London : IOP Publ., 2003. P. 95–121.
2. Genzel R., Gillesen S. The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster // Rev. Mod. Phys. 2010. P. 3144–3195. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3121.
3. Докучаев В. И., Ерошенко Ю. Н. Физическая лаборатория в центре Галактики // УФН. 2015. Т. 185, вып. 8. С. 829–843. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201508c.0829.
4. Zhang F., Lu Y., Yu Q. On testing the Kerr metric of the massive black hole in the Galactic Center via stellar orbital motion: full general relativistic treatment // The Astrophys. J. 2015. Vol. 809, № 1. P. 1–27. DOI: 10.1088/0004-637X/809/2/127.
5. Zhang F., Saha P. Probing the Spinning of the Massive Black Hole in the Galactic Center via Pulsar Timing: A Full Relativistic Treatment // The Astrophys. J. 2017. Vol. 849, № 1. P. 1–15. DOI: 10.3847/1538-4357/aa8f47.
6. Tarasenko A. Reconstruction of a compact object motion in the vicinity of a black hole by its electromagnetic radiation // Phys. Rev. D. 2010. Vol. 81, issue 12. Article ID: 123005. P. 1–10. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.123005.
7. Zhang F., Lu Y., Yu Q. On the existence of pulsars in the vicinity of the massive black hole in the Galactic Center // The Astrophys. J. 2014. Vol. 784, № 1. P. 1–8. DOI: 10.1088/0004-637X/784/2/106.
8. Hailey C. J., Mori K., Bauer F. E., et al. A density cusp of quiescent X-ray binaries in the central parsec of the Galaxy // Nature. 2018. Vol. 556. P. 70–73. DOI: 10.1038/nature25029.
9. Шапиро С. Л., Тьюколски С. А. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды : в 2 ч. : пер. с англ. М. : Мир, 1985.
10. Wang Y., Creighton T., Price R., et al. Strong field effects on pulsar arrival times: general orientations // The Astrophys. J. 2009. Vol. 705, № 2. P. 1252–1259. DOI: doi:10.1088/0004-637X/705/2/1252.
11. Stovall K., Creighton T., Price R. H., et al. Observability of pulsar beam bending by the Sgr A* black hole // The Astrophys. J. 2012. Vol. 744, № 2. P. 1–8. DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/143.
12. Stephani H. Relativity. An introduction to special and general relativity. Cambridge : Camb. Univ. Press, 2004.
13. Dixon W. G. A covariant multipole formalism for extended test bodies in general relativity // Nuovo Cimento. 1964. Vol. 34, issue 2. P. 317–339. DOI: 10.1007/BF02734579.
14. Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр : в 2 ч. : пер. с англ. М. : Мир, 1986. Ч. 1.
15. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике (для научных работников и инженеров) : пер. с англ. М. : Наука, 1973.

References

1. Morris Mark R. The environment of the Galaxy's central black hole. In: Falcke H. F., Hehl F. W. (eds). *The galactic black hole. Lectures on general relativity and astrophysics*. London : IOP Publ., 2003. P. 95–121.
2. Genzel R., Gillesen S. The Galactic Center massive black hole and nuclear star cluster. *Rev. Mod. Phys.* 2010. P. 3144–3195. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3121.
3. Dokuchaev V. I., Eroshenko Yu. N. [Physical laboratory at the center of the Galaxy]. *Usp. fiz. nauk.* [Phys. – Uspekhy]. 2015. Vol. 185, issue 8. P. 829–843. DOI: 10.3367/UFNr.0185.201508c.0829 (in Russ.).
4. Zhang F., Lu Y., Yu Q. On testing the Kerr metric of the massive black hole in the Galactic Center via stellar orbital motion: full general relativistic treatment. *The Astrophys. J.* 2015. Vol. 809, No. 1. P. 1–27. DOI: 10.1088/0004-637X/809/2/127.
5. Zhang F., Saha P. Probing the Spinning of the Massive Black Hole in the Galactic Center via Pulsar Timing: A Full Relativistic Treatment. *The Astrophys. J.* 2017. Vol. 849, No. 1. P. 1–15. DOI: 10.3847/1538-4357/aa8f47.
6. Tarasenko A. Reconstruction of a compact object motion in the vicinity of a black hole by its electromagnetic radiation. *Phys. Rev. D.* 2010. Vol. 81, issue 12. Article ID: 123005. P. 1–10. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.123005.
7. Zhang F., Lu Y., Yu Q. On the existence of pulsars in the vicinity of the massive black hole in the Galactic Center. *The Astrophys. J.* 2014. Vol. 784, No. 1. P. 1–8. DOI: 10.1088/0004-637X/784/2/106.
8. Hailey C. J., Mori K., Bauer F. E., et al. A density cusp of quiescent X-ray binaries in the central parsec of the Galaxy. *Nature.* 2018. Vol. 556. P. 70–73. DOI: 10.1038/nature25029.
9. Shapiro S. L., Teukolsky S. A. Black holes, white dwarfs, and neutron stars. The physics of compact objects. New York : John Wiley & Sons, 1983. Russ. ed.: Shapiro S. L., Teukolsky S. A. Chernye dyry, belye karliki i neitronnye zvezdy : in 2 parts. Moscow : Mir, 1985.
10. Wang Y., Creighton T., Price R., et al. Strong field effects on pulsar arrival times: general orientations. *The Astrophys. J.* 2009. Vol. 705, No. 2. P. 1252–1259. DOI: doi:10.1088/0004-637X/705/2/1252.
11. Stovall K., Creighton T., Price R. H., et al. Observability of pulsar beam bending by the Sgr A* black hole. *The Astrophys. J.* 2012. Vol. 744, No. 2. P. 1–8. DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/143.

12. Stephani H. Relativity. An introduction to special and general relativity. Cambridge : Camb. Univ. Press, 2004.
13. Dixon W. G. A covariant multipole formalism for extended test bodies in general relativity. *Nuovo Cimento*. 1964. Vol. 34, issue 2. P. 317–339. DOI: 10.1007/BF02734579.
14. Chandrasekhar S. The mathematical theory of black holes. New York : Oxford Univ. Press, 1983. Russ. ed.: Chandrasekhar S. *Matematicheskaya teoriya chernykh dyr* : in 2 parts. Moscow : Mir, 1986. Part 1.
15. Korn G. A., Korn T. M. Mathematical handbook for scientists and engineers. Definitions, theorems and formulas for reference and review. New York : McGraw – Hill [Book Co.]. 1968. Russ. ed.: Korn G., Korn T. *Spravochnik po matematike (dlya nauchnykh rabotnikov i inzhenerov)*. Moscow : Nauka, 1973.

Статья поступила в редколлегию 30.01.2018.
Received by editorial board 30.01.2018.