

ФИЗИКА
PHYSICSУДК 530.12
<https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-3-244-252>Поступила в редакцию 14.10.2024
Received 14.10.2024**А. П. Рябушко¹, Т. А. Жур²**¹*Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь*
²*Военная академия Республики Беларусь, Минск, Республика Беларусь***О ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХСКОРОСТНЫХ ЗВЕЗД**

Аннотация. Исследуется приложение установленных белорусской научной школой законов движения двух тел в среде к проблеме так называемых сверхскоростных звезд, актуальной для астрофизики сегодняшнего дня. Рассматривается сценарий, обосновывающий генерацию сверхскоростных звезд и опирающийся на закономерности движения двойных звезд в межзвездной среде, которая состоит из видимой (барионной) материи и темной материи. Доказано, что в разных средах центр масс двух звезд (или галактик) не может покоиться относительно среды и дополнительно создаваемого ею фоновое гравитационное поле, а движется с ускорением по циклоиде или квазициклоидной траектории. Через достаточный промежуток времени скорость центра масс достигает больших значений, характеризующих сверхскоростные звезды: скорости $\geq (700-3750) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и более. Так как звезды «привязаны» к своему центру масс, то так же, как и центр масс, они начинают двигаться примерно с той же скоростью по замысловатым траекториям-виткам, напоминающим кружева: имеем так называемый кружевной эффект движения. Отмечены особые случаи в движении двух тел (звезд) сравнимых масс и их центра масс в среде: 1) если массы звезд равны, то их центр масс и в однородной, и неоднородной средах покоится, кружевной эффект движения отсутствует и генерация сверхскоростных звезд не происходит; 2) если среда однородная (ее плотность $\rho = \text{const}$), то в ньютоновской теории тяготения при любых массах звезд их центр масс покоится, кружевной эффект движения отсутствует и генерация сверхскоростных звезд не происходит. В соответствии с выведенными в работе необходимыми формулами осуществлены численные оценки, иллюстрирующие процесс генерации сверхскоростных звезд вплоть до звезд со скоростями, близкими к релятивистским скоростям $(1/2-2/3)c \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, где $c = 3 \cdot 10^5 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ – скорость света в вакууме.

Ключевые слова: ньютоновская теория тяготения, однородная среда, неоднородная среда, центр масс двойной звезды, законы движения двух тел в среде, генерация сверхскоростных звезд, кружевной эффект движения, темная материя

Для цитирования. Рябушко, А. П. О генерации сверхскоростных звезд / А. П. Рябушко, Т. А. Жур // Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2025. – Т. 61, № 3. – С. 244–252. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-3-244-252>

Anton P. Ryabushko¹, Tatyana A. Zhur²¹*Belarusian National Technical University, Minsk, Republic of Belarus*
²*Military Academy of Belarus, Minsk, Republic of Belarus***ABOUT THE GENERATION OF HIGH-SPEED STARS**

Abstract. The application of the laws of motion of two bodies in a medium obtained by the Belarusian scientific school to the problem of so-called super-velocity stars, which is relevant for astrophysics today, is investigated. A scenario is considered that justifies the generation of hypervelocity stars and is based on the laws of motion of binary stars in the interstellar medium, which consists of visible (baryonic) matter and dark matter. It has been proven that in different environments the center of mass of two stars (or galaxies) cannot be at rest relative to the medium and the background gravitational field additionally created by it, but moves with acceleration along a cycloid or quasi-cycloid trajectory. After a sufficient period of time, the speed of the center of mass reaches high values that characterize super-high-speed stars: speeds $\geq (700-3750) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ and more. Since the stars are “tied” to their center of mass, they, like the center of mass, begin to move at approximately the same speed along intricate trajectories-coils reminiscent of lace: we have the so-called lace effect of movement. Special cases have been noted

in the motion of two bodies (stars) of comparable masses and their center of mass in the medium: 1) if the masses of the stars are equal, then their center of mass in both homogeneous and inhomogeneous media is at rest, the lace effect of motion is absent and the generation of high-speed stars does not occur; 2) if the medium is homogeneous (its density $\rho = \text{const}$), then in the Newtonian theory of gravity, for any masses of stars, their center of mass is at rest, the lace effect of motion is absent and the generation of super-high-speed stars does not occur. In accordance with the necessary formulas derived in the work, numerical estimates were carried out illustrating the process of generation of high-speed stars up to stars with relativistic velocities $(1/2-2/3)c \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, where $c = 3 \cdot 10^5 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ speed of light in vacuum.

Keywords: Newtonian theory of gravity, homogeneous medium, inhomogeneous medium, center of mass of a double star, laws of motion of two bodies in a medium, generation of high-speed stars, lace effect of motion, dark matter

For citation. Ryabushko A. P., Zhur T. A. About the generation of high-speed stars. *Vesti Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2025, vol. 61, no. 3, pp. 244–252 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2025-61-3-244-252>

Введение. Благодаря существованию в космосе различных сред возникает фоновое гравитационное поле, существенно влияющее на происходящие в космосе процессы, в частности, что нас особенно интересует, на изменение траектории движения планет, звезд, галактик, их поступательные скорости, собственные вращения и т. д. и т. п. Поэтому начиная с 1980-х гг. белорусская научная школа (БНШ), основной тематикой научных исследований которой является проблема движения тел и его устойчивости в космосе, приступила к систематическим исследованиям движений тел в среде и устойчивости этих движений на уровне ньютоновской и эйнштейновской теорий тяготения. По этой тематике опубликовано более 100 работ, в которых обоснован ряд новых законов, эффектов и свойств в движении небесных тел и материальных систем.

Не ставя своей целью обзор этих публикаций, отметим работы последних лет [1–4], где содержатся нужные нам сведения по движению двух тел в среде. Эти сведения станут основанием для нового подхода к решению весьма актуальной для современной физики проблемы генерации сверхскоростных звезд (СЗ), которые были предсказаны Дж. Хиллсом в 1988 г. [5], а в 2005 г. У. Брауном на основе астрофизических наблюдений была открыта первая СЗ, скорость которой составляет $708 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [6]. В 2006 г. целевой поиск с помощью каталогов звезд, составленных на основании проведенных фотометрических наблюдений, привел к обнаружению еще пяти сверхскоростных звезд со скоростями $>700 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Число известных науке СЗ в Галактике достигает ~ 100 , и с каждым годом их количество увеличивается. Например, в 2019 г. была открыта первая СЗ в южном полушарии, которая оказалась сверхскоростным лидером с галактической скоростью $(1755 \pm 50) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Эта звезда спектрального типа A с массой $\sim 2,35 M_{\odot}$, где $M_{\odot} = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$ – масса Солнца, находится на расстоянии $9 \text{ кпк} = (9 \cdot 10^3) \cdot (3 \cdot 10^{18}) \text{ см} = 2,7 \cdot 10^{22} \text{ см}$ от Солнца [7] ($1 \text{ пк} = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}$).

В настоящее время предложено и обсуждается несколько сценариев возникновения сверхскоростных звезд. Описание сути этих сценариев можно найти в обзоре [8] и имеющемся в нем обширном списке литературы, к которым и отсылаем заинтересованного читателя.

Задача нашего исследования состоит в следующем: изучить влияние фонового гравитационного поля, создаваемого распределением материи, на законы движения двух тел сравнимых масс (двойной звезды), находящихся в этом поле, используя ньютоновские законы движения, полученные в [1–4], для обоснования новых возможных сценариев формирования сверхскоростных звезд; точно сформулировать эти сценарии, отметив на примерах их особенности и связь со сценарием Хиллса.

Ньютоновский сценарий формирования сверхскоростных звезд по версии белорусской научной школы. Наблюдениями доказано [9–11], что в космосе существует множество шаровых областей, заполненных средой, плотность ρ которой распределена практически сферически симметрично с центром симметрии в центре шара радиусом R , включая и темную материю [12–17]:

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right), \quad 0 \leq r \leq R; \quad \rho = 0, \quad R < r < +\infty, \quad (1)$$

где r – расстояние до центра шара; ρ_0 – плотность среды в центре шара, включающей и плотность гало темной материи вокруг центра [16], а в шаре находится двойная звезда с компонентами

A и B , массы которых соответственно равны m_a и m_b , и центр масс (ЦМ) которой C в начальный момент времени находится в центре шара. Без учета гравитационного поля среды тела (сферически симметричные звезды) A и B движутся по эллипсам, а C покоится в начале координат барицентрической прямоугольной декартовой системы координат $Ox^1x^2x^3$. Без ограничения общности будем считать, что эллипсы лежат в координатной плоскости x^1Ox^2 , уравнение которой $x^3 = 0$.

Учет гравитационного поля среды изменяет поведение центра масс звезд C и самих звезд A и B . Поэтому координаты тел A , B a^i , b^i и координаты их поступательных скоростей \dot{a}^i , \dot{b}^i , а также таковые c^i , \dot{c}^i для ЦМ – точки C , будем снабжать значком ρ , т. е. в «пустоте» ($\rho = 0$) имеем символику

$$A(a^1, a^2, 0), \quad B(b^1, b^2, 0), \quad C(c^1, c^2, 0); \tag{2}$$

$$\bar{v}_a(\dot{a}^1, \dot{a}^2, 0), \quad \bar{v}_b(\dot{b}^1, \dot{b}^2, 0), \quad \bar{v}_c(\dot{c}^1, \dot{c}^2, 0), \tag{3}$$

а при учете гравитационного поля среды ($\rho \neq 0$) символика следующая:

$$A_\rho(a_\rho^1, a_\rho^2, 0), \quad B_\rho(b_\rho^1, b_\rho^2, 0), \quad C_\rho(c_\rho^1, c_\rho^2, 0); \tag{4}$$

$$\bar{v}_{a\rho}(\dot{a}_\rho^1, \dot{a}_\rho^2, 0), \quad \bar{v}_{b\rho}(\dot{b}_\rho^1, \dot{b}_\rho^2, 0), \quad \bar{v}_{c\rho}(\dot{c}_\rho^1, \dot{c}_\rho^2, 0), \tag{5}$$

где точки над буквами означают производную величин по времени t , а нули появились в силу всех трех движений в плоскости $x^3 = 0$.

В [2] в ньютоновском приближении (НП) общей теории относительности (ОТО) с помощью расширенного БНШ аппроксимационного метода Эйнштейна – Инфельда выведены дифференциальные уравнения движения системы двух тел A и B сравнимых масс и их центра масс C в среде плотностью (1) (см. в [2] формулы (22)–(30) и их описание):

$$m_a \ddot{a}_\rho^i = m_a \frac{d^2 a_\rho^i}{dt^2} = -\frac{\gamma m_a m_b}{|\bar{a}_\rho - \bar{b}_\rho|^3} (a_\rho^i - b_\rho^i) - 2\pi\gamma\rho_0 m_a \left(\frac{2}{3} - \frac{a}{2R} \right) a^i, \tag{6}$$

$$m_b \ddot{b}_\rho^i = m_b \frac{d^2 b_\rho^i}{dt^2} = -\frac{\gamma m_a m_b}{|\bar{a}_\rho - \bar{b}_\rho|^3} (b_\rho^i - a_\rho^i) - 2\pi\gamma\rho_0 m_b \left(\frac{2}{3} - \frac{b}{2R} \right) b^i, \tag{7}$$

$$\ddot{c}_\rho^i = \frac{d^2 c_\rho^i}{dt^2} = \frac{\pi\gamma\rho_0}{mR} (m_a a a^i + m_b b b^i), \tag{8}$$

где $m = m_a = m_b$; $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ – ньютоновская постоянная тяготения; i принимает только два значения 1 и 2; векторы \bar{a}_ρ и \bar{b}_ρ имеют координаты a_ρ^i и b_ρ^i соответственно; координаты c_ρ^i центра масс C_ρ определены общепринятой формулой

$$c_\rho^i = \frac{m_a a_\rho^i + m_b b_\rho^i}{m}, \tag{9}$$

дифференцирование которой дважды по времени t позволило при использовании уравнений (6) и (7), выведенных независимо ранее, получить систему (8) с точностью до первой степени относительно малого параметра ρ_0 , как и системы (6), (7) (в этом состоит расширение аппроксимационного метода Эйнштейна – Инфельда);

$$a = \frac{m_b r}{m}, \quad b = \frac{m_a r}{m}, \quad a^i = \frac{m_b}{m} x^i, \quad b^i = -\frac{m_a}{m} x^i, \quad \begin{cases} x^1 = r \cos \varphi, \\ x^2 = r \sin \varphi, \end{cases} \quad r = \frac{p}{1 + e \cos \varphi}, \tag{10}$$

последнее уравнение в (10) является уравнением относительной эллиптической орбиты тел (звезд) A и B в полярной системе координат; a и b – расстояния тел A и B до начала координат O ; $\varphi = \omega_0 t$, $\omega_0 = \sqrt{\gamma m / r^3}$.

Величины (10) получены в результате интегрирования системы (6), (7) при $\rho_0 = 0$, когда, решая задачу Коши, выбирают нулевые начальные условия. Убеждаемся, что центр масс тел A и B покоится в начале координат, т. е. выполняется равенство в силу равенств (10):

$$c^i = \frac{m_a a^i + m_b b^i}{m} = 0, \quad (11)$$

и, следовательно, система координат является в «пустоте» барицентрической.

Решая задачу Коши при нулевых начальных условиях для системы дифференциальных уравнений (8) с точностью до ρ_0 в первой степени до членов с эксцентриситетом e в первой, второй степенях и являющихся также вековыми членами, находим параметрические уравнения ЦМ $C_\rho(c_\rho^1, c_\rho^2, 0)$:

$$\begin{cases} c_\rho^1 = K(1 - \cos \varphi - e\varphi^2 + 4e^2\varphi \sin \varphi), \\ c_\rho^2 = K\left(\varphi - \sin \varphi + \frac{29}{6}e^2\varphi\right), \end{cases} \quad (12)$$

где

$$K = \frac{\pi\rho_0 m_a m_b (m_b - m_a) p^5}{Rm^4}. \quad (13)$$

Попутно также найдены координаты поступательной скорости ЦМ с той же точностью, что и координаты c_ρ^1, c_ρ^2 (12):

$$\dot{c}_\rho^1 = L(\sin \varphi - 2e\varphi + 4e^2\varphi \cos \varphi), \quad \dot{c}_\rho^2 = L(1 - \cos \varphi), \quad (14)$$

где

$$L = \frac{\pi\rho_0 m_a m_b (m_b - m_a) p^4}{Rm^3} \sqrt{\frac{\gamma}{mp}}. \quad (15)$$

Как видим, центр масс смещается по траектории (12), которая при малом эксцентриситете e близка к циклоиде и поэтому может быть названа квазициклоидой.

Таким образом, смещение ЦМ тел A и B $C_\rho(c_\rho^1, c_\rho^2)$ подчинено закону (12), (13), а скорость $\vec{v}_{C_\rho}(\dot{c}_\rho^1, \dot{c}_\rho^2)$, с которой происходит это смещение, определяется уравнениями (14), (15) и, следовательно, смещение происходит с ускорением (8), приводящим к увеличению скорости \vec{v}_{C_ρ} .

Так как тела A и B «привязаны» к своему центру масс C_ρ по известным законам (9), (10), а движение ЦМ подчинено уравнениям (12), (14), то сами тела A и B подчинены измененным законам движения

$$a_\rho^i = a^i + c_\rho^i, \quad b_\rho^i = b^i + c_\rho^i; \quad \dot{a}_\rho^i = \dot{a}^i + \dot{c}_\rho^i, \quad \dot{b}_\rho^i = \dot{b}^i + \dot{c}_\rho^i, \quad (16)$$

что вынуждает для тел (звезд, галактик) ввести, как это отмечалось выше, вместо (2), (3) новую символику (4), (5). Из (16) следует, что увеличение скорости ЦМ тел приводит к увеличению скорости самих тел.

Числовые оценки величины и скорости ньютоновского смещения центра масс. В шаровой области (1) вполне реальными являются следующие исходные значения параметров, характеризующих находящуюся в ней двойную звезду и размеры области:

$$m_a = m_\odot = 2 \cdot 10^{33} \text{ г}$$

– масса Солнца,

$$\begin{aligned} m_b &= 2m_a, \quad \rho_0 = 10^{-13} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}, \\ p &= 10^{18} \text{ см}, \quad e = 0,25, \quad R = 10^{21} \text{ см}. \end{aligned} \quad (17)$$

Пользуясь этими значениями параметров и формулами (13), (15), оцениваем величины K и L :

$$K \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ км}, \quad L \approx 8 \cdot 10^2 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (18)$$

Тогда параметрические уравнения ЦМ (12) при учете равенств (17), (18) приобретают вид

$$c_{\rho}^1(\varphi) = 4 \cdot 10^{16} \left(1 - \cos \varphi - \frac{1}{4} \varphi^2 + \frac{1}{4} \varphi \sin \varphi \right), \quad c_{\rho}^2(\varphi) = 4 \cdot 10^{16} (\varphi - \sin \varphi + 0,3\varphi), \quad (19)$$

а координаты скорости (14) при тех же параметрах определяются функциями

$$\dot{c}_{\rho}^1(\varphi) = 8 \cdot 10^2 (\sin \varphi - 0,5\varphi + 0,25\varphi \cos \varphi), \quad \dot{c}_{\rho}^2(\varphi) = 8 \cdot 10^2 (1 - \cos \varphi). \quad (20)$$

С увеличением φ значения функций $c_{\rho}^i(\varphi)$ и $\dot{c}_{\rho}^i(\varphi)$ по модулю также увеличиваются, $\dot{c}_{\rho}^2(\varphi)$ – периодическая. При $\varphi = 0$ все эти функции (19), (20) равны нулю, а, например, при $\varphi = 2\pi n$, $n = 0, 1, 2, \dots$, n – число оборотов двойной звезды около ее ЦМ, получаем значения

$$c_{\rho}^1(\varphi = 2\pi n) \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ нкм}, \quad c_{\rho}^2(\varphi = 2\pi n) \approx 3,3 \cdot 10^{17} \text{ нкм}, \quad (21)$$

$$\dot{c}_{\rho}^1(\varphi = 2\pi n) \approx -3,75 \cdot 10^3 \text{ нкм} \cdot \text{с}^{-1}, \quad \dot{c}_{\rho}^2(\varphi = 2\pi n) = 0. \quad (22)$$

Поступательная скорость $v_{C_{\rho}} = |\vec{v}_{C_{\rho}}(\varphi)|$ центра масс C_{ρ} за время одного оборота ($n = 1$) двойной звезды с параметрами (17) должна увеличиваться от нуля до значения

$$v_{C_{\rho}}(\varphi = 2\pi) \approx 3750 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (23)$$

а согласно (21) ЦМ должен сместиться на расстояние (1 а. е. = $1,5 \cdot 10^8$ км):

$$OC_{\rho}(\varphi = 2\pi) \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ км} \approx 3,3 \cdot 10^9 \text{ а. е.} \quad (24)$$

Полученные оценки могут значительно меняться при изменении параметров в (17). Например, изменение плотности среды ρ_0 на несколько порядков влечет изменение всех оценок на столько же порядков. Аналогично ведут себя оценки при изменении R , но при изменении параметра p всего лишь на порядок K меняется на 5 порядков, а L – на 3,5 порядка в большую или меньшую сторону. Увеличив в (17), например, ρ_0 на порядок, взяв $\rho_0 = 10^{-12} \text{ г} \cdot \text{см}$, получаем оценки

$$v_{C_{\rho}}(\varphi = 2\pi) \approx 37500 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}, \quad OC_{\rho}(\varphi = 2\pi) \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ км} \approx 3,3 \cdot 10^{10} \text{ а. е.} \quad (25)$$

Сами тела A и B , согласно равенствам (10), в «пустоте» движутся по эллипсам, параметрические уравнения которых имеют вид

$$A(a^1, a^2, 0) \begin{cases} a^1 = \frac{m_b}{m} \frac{p \cos \varphi}{1 + e \cos \varphi}, \\ a^2 = \frac{m_b}{m} \frac{p \sin \varphi}{1 + e \cos \varphi}, \end{cases} \quad B(b^1, b^2, 0) \begin{cases} b^1 = -\frac{m_a}{m} \frac{p \cos \varphi}{1 + e \cos \varphi}, \\ b^2 = -\frac{m_a}{m} \frac{p \sin \varphi}{1 + e \cos \varphi}, \end{cases} \quad (26)$$

а их центр масс C покоится в начале координат, т. е. $C(0, 0, 0) = O(0, 0, 0)$. В среде (1) эти же тела, для которых введена символика $A_{\rho}(a_{\rho}^1, a_{\rho}^2, 0)$, $B_{\rho}(b_{\rho}^1, b_{\rho}^2, 0)$, подчинены другим, измененным по сравнению с законами (26), законам движения (12)–(16), которые будет не лишним изложить в окончательном и проиллюстрированном рисунками виде, четко отметив важнейшие их свойства и участие в других миссиях, сценариях и процессах, связанных с генерацией сверхскоростных звезд.

Итак, акцентируем внимание на нескольких важнейших позициях.

1. Космическое пространство заполнено разреженной видимой (барионной) и невидимой (темной) материями, создающими фоновое гравитационное поле, существенно влияющее на происходящие в пространстве процессы.

2. В зависимости от закона распределения плотности материи ρ это влияние может быть разным и подлежит специальному рассмотрению.

3. В нашей работе подробно изучен только случай влияния фонового гравитационного поля, создаваемого распределением материи (1), на законы движения двух тел сравнимых масс (двойной звезды), находящихся в этом поле, в рамках ньютоновской теории тяготения.

Доказано, что центр масс двойной звезды C_{ρ} не может покоиться в инерциальной системе относительно фонового сферически симметричного гравитационного поля, а с ускорением дви-

жется по квазициклоидальной траектории (см. законы (12)–(15)) и после одного оборота двойной звезды может достигать больших скоростей $v_{c_p} \geq (700 - 3750) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ и более, приближаясь даже к релятивистским скоростям.

4. Так как тела A_p и B_p (звезды) «привязаны» к своему центру масс C_p , то они обязаны следовать за ним примерно с той же скоростью, что и C_p , плюс свои скорости в соответствии с закономерностями (16). Свой скорости v_a, v_b тел A, B невелики: для стандартных двойных звезд они имеют порядок нескольких десятков $\text{км} \cdot \text{с}^{-1}$. В результате происходит генерация сверхскоростных звезд на расстоянии OC_p от центра шаровой области, в которой среда распределена по закону (1). В наших оценочных примерах это оценки (23), (24) или (25).

5. В результате смещения C_p сами звезды A_p и B_p движутся не по эллипсам (26), а по траекториям-завиткам, напоминающим в совокупности кружева. Получаем новый ньютоновский «кружевной эффект движения» (КЭД).

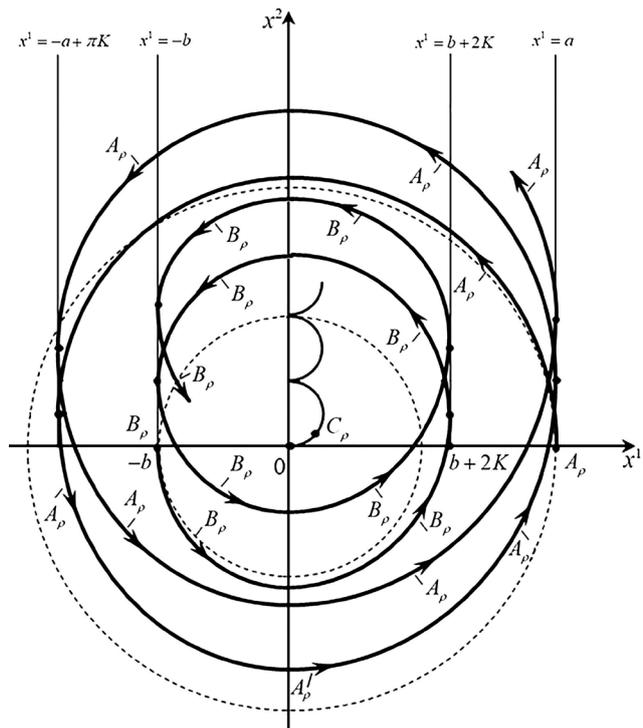
6. Отмечаем два особых случая. 1). Если $m_a = m_b$, то $K = 0, L = 0$ и центр масс C_p покоится, КЭД отсутствует, генерация СЗ не происходит. 2). Если среда однородная ($\rho = \text{const}$), при любых массах тел m_a и m_b в ньютоновской теории тяготения отсутствуют смещение C_p , КЭД и генерация СЗ. Доказательство немедленно следует из того обстоятельства, что при $R = \infty \rho = \rho_0 = \text{const}, K = 0, L = 0$ (см. (1), (13), (15)). В этом случае существует только один давно известный эффект: смещение периастров эллиптических орбит тел A_p, B_p в направлении, обратном ходу тел по орбитам (см., напр., [3]).

7. Смещение центра масс C_p двойной звезды можно рассматривать как механизм, способствующий осуществлению сценария Хиллса генерации сверхскоростных звезд. Действительно, смещение происходит на значительные расстояния, и двойная звезда может значительно приблизиться к черной дыре или сверхмассивной черной дыре, что и вызовет случайный захват хотя бы одного из компонентов двойной звезды черной дырой и превращение этого компонента в свой сверхскоростной спутник. Имеем вспомогательный механизм для генерации СЗ по Хиллсу.

8. В случае круговых движений компонентов двойной звезды в (10), (12), (14) эксцентриситет $e = 0$, центр масс C_p смещается при $m_a < m_b$ ($K > 0$) по уходящей вверх циклоиде и звезды A_p, B_p движутся не по окружностям, а по траекториям-завиткам, также уходящим вверх при $m_a < m_b$ и напоминающим в совокупности кружева (КЭД). Иллюстрацию см. на рис. 1. Генерация СЗ в этом случае не происходит.

Рис. 1. Качественно представлено поведение тел A_p, B_p и их центра масс C_p в НП ОТО в неоднородной среде. В случае $m_a > m_b$ тело B_p описывает витки, уходящие вверх и касающиеся вертикальных полупрямых $x^1 = -b$ и $x^1 = b + 2K$ в точках $(-b, 2n\pi K)$ и $(b + 2K, (2n + 1)\pi K)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Аналогично, тело A_p описывает уходящие вверх витки, касающиеся полупрямых $x^1 = a$ и $x^1 = -a + \pi K$ в точках $(a, 2n\pi K)$ и $(-a + \pi K, (2n + 1)\pi K)$ соответственно. Пунктиром изображены окружности, по которым двигаются тела A и B в «пустоте»

Fig. 1. The behavior of bodies A_p, B_p and their center of mass C_p in NA of GTR in inhomogeneous medium is presented qualitatively. In the case of $m_a > m_b$ body B_p describes the loops going up and touching the vertical half-lines $x^1 = -b$ and $x^1 = b + 2K$ at the points $(-b, 2n\pi K)$ and $(b + 2K, (2n + 1)\pi K)$, $n = 0, 1, 2, \dots$. Similarly, body A_p describes the upward loops touching the half-lines $x^1 = a$ and $x^1 = -a + \pi K$ at the points $(a, 2n\pi K)$ and $(-a + \pi K, (2n + 1)\pi K)$ respectively. The dotted line shows the circles, along which the bodies A and B move in the “void”



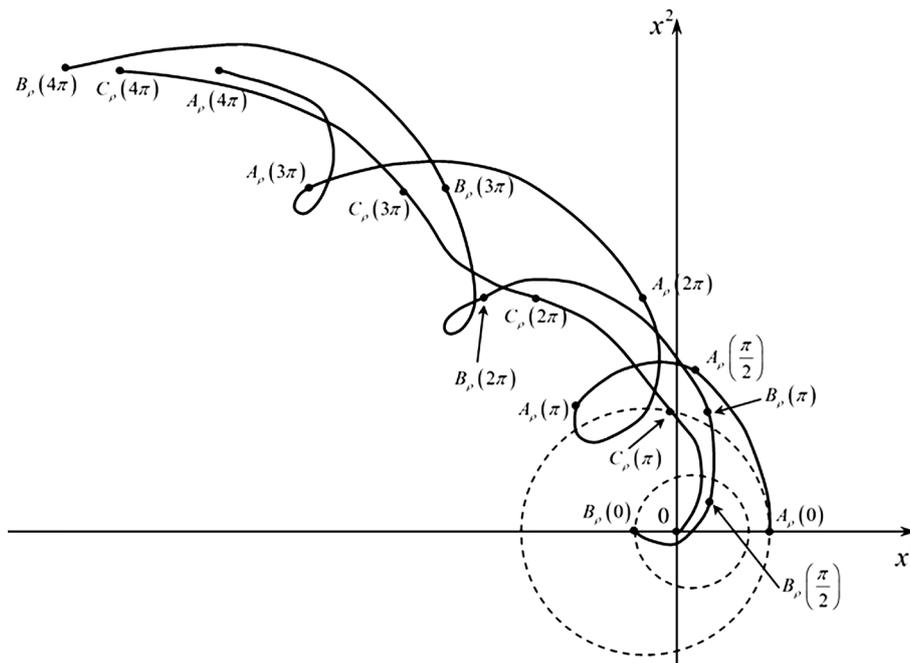


Рис. 2. Качественная иллюстрация траекторий центра масс $C_p(\varphi)$, компонентов $A_p(\varphi)$, $B_p(\varphi)$ двойной звезды оценочного примера (17)–(25). В целях лучшей наглядности масштабы по осям Ox^1 и Ox^2 разные: по оси Ox^1 в 1 см содержится 4 Ксм, а по оси Ox^2 – 2 Ксм натуральной длины. Штриховыми линиями обозначены эллиптические траектории звезд A и B , по которым они двигались бы в «пустоте»

Fig. 2. A qualitative illustration of the trajectories of the center of mass $C_p(\varphi)$, components $A_p(\varphi)$, $B_p(\varphi)$, and double star of the evaluation example (17)–(25). For the purpose of better clarity, the scales along the axes Ox^1 and Ox^2 are different: along the axis Ox^1 in 1 cm there are 4 Kcm, and along the axis Ox^2 2 Kcm of natural length. The dashed lines indicate the elliptical trajectories of stars A and B , along which they would move in the “void”

Если $m_a > m_b$, $e = 0$, то, согласно (12), (13), $K < 0$, и тогда циклоида и завитки уходят вниз, т. е. в направлении, противоположном направлению оси координат Ox^2 .

9. Предлагаемый белорусской научной школой сценарий генерации СЗ можно также использовать при исследовании поведения пар галактик. Эта идея заслуживает специального исследования.

10. Лучшему пониманию предложенного сценария генерации СЗ послужит иллюстрация траектории смещения центра масс C_p и вид траекторий тел A_p и B_p на рис. 2, оправдывающем вместе с рис. 1 введение термина КЭД.

При сравнении рис. 1 с рис. 2 очевидно существенное влияние величины эксцентриситета e на форму всех трех траекторий. Кроме траекторий существенно меняются скорости движений по ним центра масс $C_p(\varphi)$ и звезд $A_p(\varphi)$, $B_p(\varphi)$: генерируются СЗ.

В заключение подчеркнем, что впервые высказанные идеи и полученные в данной работе результаты указывают на новые возможные пути решения проблемы сверхскоростных звезд. Также обратим внимание на то, что переход на релятивистский уровень исследования может уточнить результаты, полученные в данной работе на уровне ньютоновской небесной механики, что авторы предполагают выяснить в следующем исследовании.

Список использованных источников

1. Рябушко, А. П. Движение релятивистского центра масс системы двух тел в среде / А. П. Рябушко, И. Т. Неманова, Т. А. Жур // Весті Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2019. – Т. 55, № 1. – С. 77–82. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-1-77-82>
2. Рябушко, А. П. Движение системы двух тел и их центра масс в неоднородной среде / А. П. Рябушко, И. Т. Неманова, Т. А. Жур // Весті Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2020. – Т. 56, № 2. – С. 194–205. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2020-56-2-194-205>

3. Рябушко, А. П. Точки ρ -либрации в задаче трех тел / А. П. Рябушко, Т. А. Жур // Вестні Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук. – 2021. – Т. 57, № 3. – С. 330–346. <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-3-330-346>
4. Рябушко, А. П. Об устойчивости движения системы двух тел и их центра масс в неоднородной среде / А. П. Рябушко, Т. А. Жур // Доклады Национальной академии наук Беларуси. – 2023. – Т. 67, № 3. – С. 189–196. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2023-67-3-189-196>
5. Hills, J. G. Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole / J. G. Hills // Nature. – 1988. – Vol. 331. – P. 687–689. <https://doi.org/10.1038/331687a0>
6. Discovery of an Unbound Hypervelocity Star in the Milky Way Halo / W. R. Brown, M. J. Geller, S. J. Kenyon, M. J. Kurtz // The Astrophysical Journal. – 2005. – Vol. 622, № 1. – P. L33. <https://doi.org/10.1086/429378>
7. Discovery of a nearby $1700 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ star ejected from the Milky Way by Sgr A* / S. E. Kaposov, D. Boubert, T. S. Li [et al.] // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. – 2020. – Vol. 491, № 2. – P. 2465–2480. <https://doi.org/10.1093/mnras/stz3081>
8. Тутуков, А. В. Сверхскоростные звезды: теория и наблюдения / А. В. Тутуков, Г. Н. Дремова, В. В. Дремов // Успехи физических наук. – 2021. – Т. 191, № 10. – С. 1017–1043. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.11.038892>
9. Мартынов, Д. Я. Курс общей астрофизики / Д. Я. Мартынов. – М.: Наука, 1988. – 616 с.
10. Кононович, Э. В. Общий курс астрономии / Э. В. Кононович, В. И. Мороз. – М.: Эдиториал УРСС, 2004. – 544 с.
11. Засов, А. В. Общая астрофизика / А. В. Засов, К. А. Постнов. – Фрязино: Век-2, 2011. – 576 с.
12. Караченцев, И. Д. Скрытая масса в Местной вселенной / И. Д. Караченцев // Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171, № 8. – С. 860–863. <https://doi.org/10.3367/ufnr.0171.200108h.0860>
13. Стражев, В. И. К тайнам Вселенной / В. И. Стражев. – Минск: РИВШ, 2006. – 160 с.
14. Фридман, А. М. Физика галактических дисков / А. М. Фридман, А. В. Хоперсков. – М.: Физматлит, 2011. – 640 с.
15. Питьев, Н. П. Ограничения на темную материю в Солнечной системе / Н. П. Питьев, Е. В. Питьева // Письма в астрономический журнал. – 2013. – Т. 39, № 3. – С. 163–172.
16. Ерошенко, Ю. Н. Пики плотности темной материи вокруг первичных черных дыр / Ю. Н. Ерошенко // Письма в астрономический журнал. – 2016. – Т. 42, № 6. – С. 389–398.
17. Похмельных, Л. А. Плотность массы темной материи. Физика близкого действия / Л. А. Похмельных // Вестник науки и образования. – 2020. – № 9–1 (87). – С. 11–16.

References

1. Ryabushko A. P., Nemanova I. T., Zhur T. A. Motion of the relativistic center of mass of the two-body system in the environment. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2019, vol. 55, no. 1, pp. 77–82 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2019-55-1-77-82>
2. Ryabushko A. P., Nemanova I. T., Zhur T. A. The motion of the system of two bodies and their center of mass in an inhomogeneous environment. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2020, no. 2, pp. 194–205 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2020-56-2-194-205>
3. Ryabushko A. P., Zhur T. A. ρ -Libration point in the three body problem. *Vestsi Natsyyanal'nai akademii navuk Belarusi. Seryya fizika-matematychnykh navuk = Proceedings of the National Academy of Sciences of Belarus. Physics and Mathematics series*, 2021, vol. 57, no. 3, pp. 330–346 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-2430-2021-57-3-330-346>
4. Ryabushko A. P., Zhur T. A. Motion stability of the system of two bodies and their mass center in an inhomogeneous medium. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2023, vol. 67, no. 3, pp. 189–196 (in Russian). <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2023-67-3-189-196>
5. Hills J. G. Hyper-velocity and tidal stars from binaries disrupted by a massive Galactic black hole. *Nature*, 1988, vol. 331, pp. 687–689. <https://doi.org/10.1038/331687a0>
6. Brown W. R., Geller M. J., Kenyon S. J., Kurtz M. J. Discovery of an Unbound Hypervelocity Star in the Milky Way Halo. *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 622, no. 1, pp. L33. <https://doi.org/10.1086/429378>
7. Kaposov S. E., Boubert D., Li T. S., Erkal D., Da Costa G. S., Zucker D. B., Ji A. P. [et al.]. Discovery of a nearby $1700 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ star ejected from the Milky Way by Sgr A*. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020, vol. 491, no. 2, pp. 2465–2480. <https://doi.org/10.1093/mnras/stz3081>
8. Tutukov A. V., Dryomova G. N., Dremov V. V. Hypervelocity stars: theory and observations. *Physics-Uspekhi*, 2021, vol. 64, pp. 967–989. <https://doi.org/10.3367/ufne.2020.11.038892>
9. Martinov D. Y. *General Astrophysics Course*. Moscow, Nauka Publ., 1988. 616 p. (in Russian).
10. Kononovich E. V., Moroz V. I. *General Course of Astronomy*. Moscow, Editorial URSS Publ., 2004. 544 p. (in Russian).
11. Zasov A. V., Postnov K. A. *General Astrophysics*. Fryazino, Vek-2 Publ., 2011. 576 p. (in Russian).
12. Karachentsev I. D. Hidden mass in the Local Universe. *Physics-Uspekhi*, 2001, vol. 44, pp. 818–821. <https://doi.org/10.1070/pu2001v044n08abeh000969>
13. Strazhev V. I. *To the Secrets of the Universe*. Minsk: National Institute of Higher Education, 2006. 160 p. (in Russian).
14. Fridman A. M., Khoperskov A. V. *Physics of Galactic Disks*. Moscow, Fizmatlit Publ., 2011. 640 p. (in Russian).
15. Pitjev N. P., Pitjeva E. V. Constraints on dark matter in the solar system. *Astronomy Letters*, 2013, vol. 39, pp. 141–149. <https://doi.org/10.1134/s1063773713020060>

16. Eroshenko Yu. N. Dark matter density spikes around primordial black holes. *Astronomy Letters*, 2016, vol. 42, pp. 347–356. <https://doi.org/10.1134/s1063773716060013>

17. Pokhmelnikh L. A. Dark matter mass density. Physics of short range. *Vestnik nauki i obrazovaniya = Bulletin of Science and Education*, 2020, no. 9–1 (87), pp. 11–16 (in Russian).

Информация об авторах

Рябушко Антон Петрович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры высшей математики, Белорусский национальный технический университет (пр. Независимости, 65, 220141, Минск, Республика Беларусь).

Жур Татьяна Антоновна – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры высшей математики, Военная академия Республики Беларусь (пр. Независимости, 220, 220057, Минск, Республика Беларусь). E-mail: tatyana-zhur@mail.ru

Information about the authors

Anton P. Ryabushko – Dr. Sc. (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Higher Mathematics, Belarusian National Technical University (65, Nezavisimosti Ave., 220141, Minsk, Republic of Belarus).

Tatyana A. Zhur – Ph. D. (Physics and Mathematics), Associate Professor of the Department of Higher Mathematics, Military Academy of Belarus (220, Nezavisimosti Ave., 220057, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: tatyana-zhur@mail.ru