УДК 530.12; 530.145

В. Г. Кречет, И. В. Синильщикова

Стационарные сферические распределения самогравитирующего нелинейного спинорного поля

В рамках эйнштейновской теории гравитации рассматриваются стационарные сферически-симметричные распределения самогравитирующего нелинейного спинорного поля с нелинейностью типа $(\overline{\Psi}\Psi)^n$. Исследуются возможные астрофизические эффекты для таких материальных распределений, в частности, показано, что при n=2, что соответствует нелинейному спинорному полю типа Иваненко – Гейзенберга, возможно образование «кротовых нор» с плоской асимптотикой.

Ключевые слова: гравитация, нейтрино, спинорное поле.

V. G. Krechet, I. V. Sinilshchikova

Stationary Spherical Distributions of the Self-Gravitating Nonlinear Spinor Field

Within the Einstein theory of gravitation are considered stationary spherically-symmetric distributions of a self-gravitating nonlinear spinor field with nonlinearity like ($\overline{\Psi}$ Ψ)n. Possible astrophysical effects for such material distributions are investigated, in particular, it is shown that at n=2 that corresponds to a nonlinear spinor field like Ivanenko – Heisenberg, formation of “the mole holes” with flat asymptotics is possible.

Keywords: gravitation, neutrino, a spinor field.

В рамках эйнштейновской теории гравитации исследуются стационарные астрофизические конфигурации самогравитирующего нелинейного спинорного поля для случая сферической симметрии.

Сферически-симметричные конфигурации спинорного поля могут быть такие, у которых векторы плотности импульса $\vec{p}$ и момента импульса (спина) $S^i = \frac{\hbar c}{2} \overline{\Psi}\gamma^i\gamma_5\Psi$ будут радиально поляризованными, то есть распределенными подобно силовым линиям электрического поля точечного электрического заряда [1, 3].

Подобные распределения спинорного поля могут возникать при взрывах сверхновых звезд сферической формы, поскольку, как известно, около 95 % энергии излучения при взрыве сверхновой приходится на излучение нейтрино, описываемых дираковскими спинорами.

В силу очень малой массы нейтрино векторы импульса и спина у него практически параллельны и поэтому при взрыве сверхновой эти векторы будут иметь одинаковую радиально направленную ориентацию.

Кроме того, многолетние эксперименты по определению массы нейтрино показали, что она очень мала, не более 1–2 эВ и природа ее неизвестна, поскольку в современной стандартной теории электрослабых взаимодействий нейтрино получается безмассовым [4].

Поэтому вполне правомерно предположить, что эффективная малая масса нейтрино обусловлена нелинейными эффектами самодействия нейтрино с малой константой связи, а это приводит к возможности описания нейтрино нелинейным спинорным полем.

Из астрофизики известно: излучение сверхновой звезды в течение нескольких дней происходит в стационарном режиме, что дает возможность рассматривать их как «стандартные свечи» в современных космологических наблюдениях.

Все вышеуказанные особенности физики нейтрино и излучения сверхновых звезд, а может быть, и квазаров, и ядер галактик приводят к возможности моделирования этих астрофизических объектов стационарными конфигурациями самогравитирующего нелинейного спинорного поля с малой константой связи, при радиально поляризованных векторах плотности потока импульса и спина S^k=

$\frac{\hbar c}{2}\,\overline{\Psi}\gamma^k\gamma_5$, где $\Psi(x^k)$ – 4-компонентный спинор и $\overline{\Psi}$ – дираковски сопряженный спинор, причем x^1 – радиальная координата.

В результате мы будем рассматривать совместную систему уравнений Эйнштейна и нелинейного спинорного поля

$$\begin{cases} R_{ik} - \frac{1}{2}Rg_{ik} = \varkappa T_{ik}(\Psi),\ (\varkappa = {}^{8\pi G}/_{c^4}) & (а) \\ \gamma^i \nabla_i \Psi + \frac{1}{2}\frac{\delta}{\delta\Psi}\left(U\left(\overline{\Psi},\Psi\right)\right) = 0 & (б) \end{cases} \quad (1)$$

Здесь $T_{ik}(\Psi)$ – тензор энергии-импульса спинорного поля, γ_i – матрицы Дирака, удовлетворяющие фундаментальной связи пространства, и спин

$$\gamma_i\,\gamma_k + \gamma_k\gamma_i = 2g_{ik}I_i \quad (i = 1,2,3,4)\,, \quad (2)$$

g_{ik} – компоненты метрического тензора, I – единичная (4x4) матрица, $\nabla_i\Psi$ – ковариантная производная спинорной функции Ψ:

$$\nabla_i\Psi = \partial_i\Psi - \Gamma_i\Psi;\ \nabla\overline{\Psi}_i = \partial_i\Psi + \overline{\Psi}\Gamma_i\,, \quad (3)$$

где Γ_I – коэффициенты спинорной связности в римановом пространстве:

$$\Gamma_i = -\frac{1}{4}\gamma^m\left(\partial_i\gamma_m - \Gamma^k_{im}\gamma_k\right). \quad (4)$$

$\boldsymbol{\Gamma^k_{im}}$ **–** коэффициенты связности риманова пространства (символы Кристоффеля). Для определения тензора энергии-импульса спинорного поля имеем формулу:

$$T_{ik}(\Psi) = \frac{\hbar c}{4}\,(\nabla_i\overline{\Psi}\gamma_k\Psi + \nabla_k\overline{\Psi}\gamma_i\Psi + \overline{\Psi}\gamma_i\nabla_k\Psi + \overline{\Psi}\gamma_k\nabla_i\Psi - g_{ik}L(\Psi)). \quad (5)$$

Здесь $L(\Psi)$ – лагранжиан нелинейного спинорного поля:

$$L(\Psi) = \frac{\hbar c}{2}\,[\,\overline{\Psi}\gamma^i\nabla_i\Psi - \nabla_i\overline{\Psi}\gamma^i\Psi - U(\Psi)] \quad (6)$$

где $U(\Psi)$ – потенциал нелинейного спинорного поля. Выбираем $U(\Psi)$ в виде степенной функции от инварианта $\overline{\Psi}\Psi$:

$$U(\Psi) = k(\overline{\Psi}\Psi)^n_i \quad (n=0,1,2,3\ldots), \quad (7)$$

где k – константа взаимодействия.

Это реалистичный тип спинорного потенциала, так как при n = 0 имеем безмассовое спинорное поле (например, нейтрино в стандартной теории электрослабых взаимодействий), при n =1 имеем массивное спинорное поле, при этом $k = \frac{mc}{\hbar}$, где m – масса спинорных частиц, а при n = 2 получаем нелинейное спинорное поле типа Иваненко – Гейзенберга, которое было использовано Гейзенбергом для построения единой спинорной теории материи.

Метрику стационарного сферически-симметричного пространства выбираем в виде:

$$ds^2 = e^\lambda dx^2 + e^\mu(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) - e^\nu dt^2, \quad (8)$$

где метрические коэффициенты e^λ, e^μ, e^ν являются функциями от радиальной координаты $x = x^1$; при этом $\vartheta = x^2$, $\varphi = x^3$, $t = x^4$.

Когда угловой метрический коэффициент $e^\mu \longrightarrow \infty$, имеем пространственную бесконечность, а в точке, где $e^\mu = 0$, находится центр симметрии.

Матрицы Дирака для метрики (8) будут иметь вид:

$$\gamma_1 = e^{\lambda/2}\gamma^0_1;\ \gamma_2 = e^{\mu/2}\gamma^0_2;\ \gamma_3 = e^{\mu/2}\sin\vartheta\cdot\gamma^0_3;\ \gamma_4 = e^{\nu/2}\gamma^0_4. \quad (9)$$

Здесь γ^0_i – матрицы Дирака плоского пространства-времени (пространства Минковского): $\gamma^0_i\gamma^0_k + \gamma^0_k\gamma^0_i = 2n_{ik}I$, где n_{ik} – метрический тензор пространства Минковского.

Уравнение Дирака (1,б) в пространстве с метрикой (8) с учетом (4), (9) будет записываться в виде:

$$\gamma^0_1[\Psi' + (\frac{\mu'}{2} + \frac{\nu'}{4})\,\Psi] + ke^{\lambda/2}\,\frac{n}{2}\,(\overline{\Psi}\Psi)^{n-1}\cdot\Psi = 0. \quad (10)$$

Здесь «штрих» над функцией обозначает дифференцирование по x.

Одними из решений уравнения (10) являются формулы:

$$\overline{\Psi}\Psi = be^{-(\mu+\frac{\nu}{2})}$$

$$\overline{\Psi}\gamma^0_1\gamma^0_5\,\Psi = s_0 e^{-(\mu+\frac{\nu}{2})} \quad (b, s_0 - \text{постоянные интегрирования}). \quad (11)$$

Гравитационные уравнения Эйнштейна (1,а) с тензором энергии-импульса спинорного поля (6) в правой части в пространстве (8) с учетом формул (5), (7), (11) примут вид:

$$e^{-\lambda}(\mu'' + \frac{3}{4}\ \mu'^2 - \frac{\lambda'\mu'}{2}) - e^{-\mu} = \varkappa\frac{\hbar c}{2}k(1-n)\left(\overline{\Psi}\Psi\right)^n$$
$$e^{-\lambda}\left(\frac{\mu'^2}{4} + \frac{\mu'\nu'}{2}\right) - e^{-\mu} = \varkappa\frac{\hbar c}{2}k\left(\overline{\Psi}\Psi\right)^n. \qquad (12)$$

У этих уравнений есть еще степень свободы в выборе координаты x:

x = f (x′), где f (x′) – произвольная функция.

При выборе координатного условия в виде $e^{\mu} = (x)^2$ (координаты кривизн) и учете решения (11) уравнения (12) окончательно примут вид:

$$e^{-\lambda}\ (\frac{1}{x^2} - \frac{\lambda'}{x}) - \frac{1}{x^2} = \varkappa\frac{\hbar c}{2}k(1-n)(b\frac{e^{\nu/2}}{x^2})^n$$
$$e^{-\lambda}\ (\frac{1}{x^2} + \frac{\nu'}{x}) - \frac{1}{x^2} = \varkappa\frac{\hbar c}{2}k(b\frac{e^{-\nu/2}}{x^2})^n. \qquad (13)$$

Решение системы уравнений (13) зависит от выбора значения n и знака у константы взаимодействия “k”.

Рассмотрим различные варианты значений n.

Вариант 1: n = 0.

Это соответствует безмассовому спинорному полю, например, нейтрино в стандартной теории электрослабых взаимодействий. При этом система уравнений (13) будет совсем простой, с нулевой правой частью, так как в соответствии с (1,б) или (10) взаимодействие отсутствует, и тензор энергии-импульса будет равен нулю:

$$e^{-\lambda}\ (\frac{1}{x^2} - \frac{\lambda'}{x}) - \frac{1}{x^2} = 0$$
$$e^{-\lambda}\ (\frac{1}{x^2} + \frac{\nu'}{x}) - \frac{1}{x^2} = 0. \qquad (14)$$

В итоге получились вакуумные уравнения Эйнштейна для статического сферически-симметричного пространства-времени. Решением этих уравнений является известное решение Шварцшильда:

$$e^{\nu} = e^{\lambda} = (1 - \frac{r_g}{r}).$$

где $r_g = \frac{2Gm}{c^2}$ – гравитационный радиус центрального тела (планета, звезда и т. п.), а m – его масса. В его отсутствие (m = 0) имеем плоское пространственно-временное пространство Минковского.

Таким образом, получился результат, что безмассовое спинорное поле не создает собственного гравитационного поля и не оказывает влияния на геометрию пространства-времени, хотя само спинорное поле не равно нулю в соответствии с решением (11). Такие поля в физике называются «духовыми».

Итак, безмассовое спинорное поле является «духовым» полем (в отличие, например, от безмассового скалярного поля [3]).

Вариант 2: n = 1.

Это случай массивного спинорного поля; здесь константа взаимодействия $k = \frac{mc}{\hbar}$, где m – масса спинорных частиц (фермионов), например, массивного нейтрино, электрона и т. д. Но сначала для удобства обезразмерим метрику (8) и вместе с ней радиальную переменную x, разделив ее на l^2, где l – единица длины.

В этом случае уравнения Эйнштейна (12) для такого спинорного поля примут вид:

$$\text{а)}\ e^{-\lambda}(\frac{1}{x^2} - \frac{\lambda'}{x}) - \frac{1}{x^2} = 0$$
$$\text{б)}\ e^{-\lambda}(\frac{1}{x^2} + \frac{\nu'}{x}) - \frac{1}{x^2} = \varkappa\frac{mc^2}{2}b\frac{e^{-\nu/2}}{x^2} \qquad (b = \mathrm{const}). \qquad (15)$$

Здесь постоянная интегрирования b имеет такую размерность, чтобы обе части уравнения (15, б) имели одинаковую размерность.

Из уравнения (15,а) получаем сразу решение для метрического коэффициента e^{λ}: $e^{-\lambda} = 1 + \frac{c_1}{x}$. Чтобы устранить сингулярность для e^{λ} при x = 0, надо положить постоянную интегрирования $c_1 = 0$.

После этого из уравнения (15,б) найдем решение для другого метрического коэффициента e^{ν}:

$$e^{\nu/2} = \varkappa\frac{mc^2}{4}b \cdot \ln(c_2 x)\,; \quad (\,c_2 = \mathrm{const}\,). \qquad (16)$$

Здесь константу интегрирования c_2 выбором масштаба радиальной координаты x можно сделать равной 1.

В итоге решение системы (15) получается следующим:

$$e^{-\lambda} = 1; \quad e^{\nu/2} = \varkappa \frac{mc^2}{4} b \cdot \ln x. \tag{17}$$

Поскольку функция $e^{\nu/2}$ строго положительна, то x должен быть больше единицы. Поэтому перейдем к новой радиальной координате r, чтобы гарантировать неравенство $x \geq 1$:

$$x = r^2 + 1 \qquad (-\infty < r < +\infty). \tag{18}$$

В результате с учетом решения (17) и преобразования (18) метрика пространства-времени примет вид:

$$ds^2 = 4r^2dr^2 + (r^2+1)^2[d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2] - \left[\varkappa \frac{mc^2}{4} b \cdot \ln(1+r^2)\right]^2 dt^2. \tag{19}$$

Из (19) видно, что угловой коэффициент $e^{\mu} = (r^2+1)^2$ нигде не равен нулю и $e^{\mu} \to \infty$, где пространственная бесконечность при $r \longrightarrow \pm\infty$. Это значит, что получилась геометрия пространства-времени «кротовой норы». Самое узкое место «кротовой норы» – «горловина» – находится в точке r = 0, и радиус «горловины» R =1 (в безразмерных переменных). Причем пространственная бесконечность, где $e^{\mu} \longrightarrow \infty$, достигается при $r \longrightarrow +\infty$ и $r \longrightarrow -\infty$. Это два устья «кротовой норы», то есть ее вход и выход.

Однако, как следует из метрики (19), метрические коэффициенты при dr^2 и dt^2 также стремятся при этом к бесконечности, что некорректно, так как на входе и выходе мы должны иметь плоское пространство, где эти коэффициенты стремятся к единице.

Поэтому следует «обрезать» эту «кротовую нору» на некотором координатном расстоянии $\pm r_0$ с обеих сторон от горловины и сшить ее с двумя плоскими пространствами, имеющими метрику

$$ds^2 = dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) - dt^2.$$

При этом метрические коэффициенты должны оставаться непрерывными, откуда имеем:

$$4{r_0}^2 = 1; \ \left[\varkappa \frac{mc^2}{4} b \cdot \ln(1+{r_0}^2)\right]^2 = 1; \ ({r_0}^2+1)^2 = {r_1}^2, \tag{20}$$

где r_1 – координата входа или выхода из «кротовой норы» со стороны внешнего наблюдателя.

Из (20) получаем:

$$r_0 = \pm\frac{1}{2}; \ r_1 = \pm\frac{5}{4}; \ \varkappa \frac{mc^2}{4} b \cdot \ln\frac{5}{4} = 1. \tag{21}$$

Из последнего соотношения находим массу m частиц поляризованного спинорного поля, образующего получившуюся «кротовую нору»

$$m = \frac{4}{\varkappa mc^2 b \cdot \ln 5/4} = \frac{c^2}{2\pi G b \cdot \ln 5/4}, \tag{22}$$

где G – гравитационная постоянная Ньютона;

а $\varkappa = {}^{8\pi G}/_{c^4}$ – гравитационная постоянная Эйнштейна.

Но поскольку b – постоянная интегрирования, то, зная массу m спинорных частиц, находим из (22) эту константу b.

Теперь перейдем к случаю n = 2.

Этот вариант, как указывалось выше, соответствует нелинейному спинорному уравнению типа Иваненко – Гейзенберга, которое использовалось Гейзенбергом для построения единой спинорной теории материи.

Здесь получается, что мы рассматриваем свойства взаимодействия этого поля с гравитационным полем.

В данном случае совместная система уравнений гравитационного и спинорного полей (2) сводится к двум уравнениям:

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{x^2} - \frac{\lambda\prime}{x}\right) - \frac{1}{x^2} = -\frac{\varkappa\hbar c}{2} kb^2 \frac{e^{-\nu}}{x^4}$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{x^2} + \frac{\nu'}{x}\right) - \frac{1}{x^2} = \frac{\varkappa\hbar c}{2} kb^2 \frac{e^{-\nu}}{x^4}. \tag{23}$$

Точное решение этой системы следующее:

$$e^{\nu} = 1; \ e^{-\lambda} = 1 + l_p^2 kb^2/x^4. \tag{24}$$

Здесь $l_p^2 = \frac{\varkappa\hbar c}{2}$, а $l_p = \sqrt{\frac{\varkappa\hbar c}{2}} \approx 10^{-33}$см – планковская длина – минимальная длина в природе.

При этом плотность полной энергии (кинетической + потенциальной) данной материальной системы $\varepsilon = T_0^0$ определяется формулой:

$$\varepsilon = T_0^0 = \frac{l_p^2 k b^2}{\varkappa x^4}. \qquad (25)$$

а константа взаимодействия k может быть как положительной, так и отрицательной. В первом случае $(k > 0)$ полная энергия материальной системы положительная, а во втором $(k < 0)$ – ная, как у электрона в атоме водорода из-за большой энергии кулоновской связи ($E_{эл} = -\frac{e^2}{2r^2}$). Поэтому реалистичны оба варианта.

а) $k > 0 \equiv a^2$. Тогда имеем:

$$e^{\nu} = 1;\ e^{-\lambda} = 1 + \frac{l_p^2 a^2 b^2}{x^2};\ T_0^0 = \frac{l_p^2 a^2 b^2}{\varkappa x^4} \qquad 0 \leq x \leq \infty. \qquad (26)$$
$$e^{\lambda} = x^2/(x^2 + l_p^2 a^2 b^2)$$

Здесь мы получаем асимптотически плоское пространство-время, так как $e^{\nu} \longrightarrow 1$ и $e^{\lambda} \longrightarrow 1$ при $x \longrightarrow \infty$. Плотность полной энергии также асимптотически стремится к нулю при $x \longrightarrow \infty$, но бесконечна в центре при $x \longrightarrow 0$.

Полная энергия

$$E = 4\pi\int_0^{\infty} T_0^0\, x^2 e^{\lambda/2} dx = \frac{4\pi}{\varkappa}\int_0^{\infty} \frac{l_p^2 a^2 b^2}{x^4} \cdot \frac{x \cdot x^2 dx}{\sqrt{(x^2 + l_p^2 a^2 b^2)}} = \frac{4\pi l_p^2 a^2 b^2}{\varkappa}\int_0^{\infty} \frac{dx}{x\sqrt{(x^2 + l_p^2 a^2 b^2)}} =$$
$$= \frac{2\pi l_p^2 a^2 b^2}{\varkappa l_p a b} \cdot \ln\left(\frac{\sqrt{x^2 + l_p^2 a^2 b^2} - l_p a b}{\sqrt{x^2 + l_p^2 a^2 b^2} + l_p a b}\right)\Bigg|_0^{\infty} \longrightarrow \infty. \qquad (27)$$

то есть данная материальная система не локализуется.

б) $k < 0 \equiv -a^2$. Тогда имеем:

$$e^{\nu} = 1;\ e^{\lambda} = x^2/(x^2 - l_p^2 a^2 b^2). \qquad (28)$$

Поскольку метрический коэффициент $e^{\lambda} > 0$, то должно быть $(x^2 - l_p^2 a^2 b^2) > 0$. Поэтому можно перейти к новой радиальной координате преобразованием:

$$x^2 = r^2 + l_p^2 a^2 b^2;\ (-\infty < r < +\infty). \qquad (29)$$

В новой системе координат вышеприведенное неравенство заведомо выполняется для всех r во всем интервале $[-\infty, +\infty]$, так что новая система координат является полной.

В этой системе координат метрика пространства-времени примет вид с учетом полученного решения (28):

$$ds^2 = dr^2 + (r^2 + l_p^2 a^2 b^2)(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2) - dt^2,\ (-\infty < r < +\infty), \qquad (30)$$

то есть получилась метрика пространства-времени «кротовой норы», поскольку угловой метрический коэффициент $e^{\mu} = (r^2 + l_p^2 a^2 b^2)$ нигде не обращается в нуль (там, где должен находиться центр) и стремится к бесконечности при $r \to \pm\infty$ (там, где пространственная бесконечность). Минимум этого коэффициента (в месте нахождения «горловины») находится в точке $r = 0$, так что радиус «горловины» $l_0 = l_p a b$; $(a = \sqrt{-k})$; $(k < 0)$.

Если эту метрику представить в форме:

$$ds^2 = dr^2 + r^2\left(1 + \frac{l_p^2 a^2 b^2}{r^2}\right)(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2) - dt^2,$$

то видно, что при больших значениях r она переходит в метрику плоского пространства-времени:

$$ds^2 = dr^2 + r^2(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta\, d\varphi^2) - dt^2.$$

Таким образом, получилась асимптотически плоская «кротовая нора» – очень редкий случай теоретически получаемых «кротовых нор». Так, например, К. Бронниковым было доказано, что для всех остальных видов материи асимптотически плоская «кротовая нора» может получиться лишь при отрицательном значении кинетической энергии [2], что очень экзотично.

В нашем исследовании в таком предположении не было необходимости, и все же получилась асимптотически плоская «кротовая нора», то есть пространственно-временной туннель, соединяющий две плоские параллельные Вселенные или две удаленные области плоской Вселенной.

Здесь еще необходимо заметить, что радиус «горловины» $l_0 = l_p b\sqrt{-k}$ пропорционален планковской длине:

$$l_p = \sqrt{\frac{\varkappa \hbar c}{2}} = \sqrt{\frac{4\pi G\hbar}{c^3}},$$

где b – постоянная интегрирования.

Можно точнее определить радиус «горловины» «кротовой норы», не используя неопределенную константу интегрирования b, выразив его через плотность энергии $T_0^0 \equiv \varepsilon$ в «горловине».

В самом деле, в правой части уравнений (12) или (13) стоит величина $\varkappa T_0^0 = \varkappa\,\varepsilon$, которая в рассматриваемом варианте в новых координатах определяется формулой

$$\varkappa\,\varepsilon = \frac{l_p^2 b^2(-k)}{\left(r^2 + l_p^2 b^2(-k)\right)^2}.$$

Поэтому при r = 0 (в точке «горловины») имеем, что $\varkappa\,\varepsilon(0) = \frac{1}{l_p^2 b^2(-k)}$; или $l_p^2 b^2(-k) = \frac{1}{\varkappa\,\varepsilon(0)}$. Откуда радиус «горловины» $l_0 = \sqrt{\frac{1}{\varkappa\,\varepsilon(0)}}$, где $\varepsilon(0)$ – плотность энергии ε при r = 0, то есть в «горловине».

Из приведенных результатов видно, что самогравитирующее спинорное поле с поляризованным спином при ненулевой массе или с нелинейностью $(\overline{\Psi}\Psi)^n$ может индуцировать образование «кротовых нор».

Но поскольку такое спинорное поле может моделировать нейтринное излучение сверхновых звезд, энергия которого составляет подавляющую часть энергии излучения сверхновых, то отсюда можно выдвинуть гипотезу, что конечным состоянием эволюции массивных звезд (или ядер галактик) после стадии взрыва, кроме трех известных – белый карлик, нейтронная звезда (пульсар), черная дыра – возможно четвертое состояние – «кротовая нора».

Библиографический список

1. Кречет, В. Г. Современные космологические данные и вращение Вселенной [Текст] / В. Г. Кречет // Изв. вузов. Физика. – 2005. – № 3. – С. 3–6.
2. Bronnikov K. A. and Lenos J. P. S. // Phys. Rev. – 2009. – D 79.–104019.
3. Krechet V. G., Sadovnikov D. V. // Gravitaton & Cosmology. – 2007. –Vol. 52. – № 4.– p. 52–56.
4. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. – 1967. – V. 10. – p. 1264.

Bibliograficheskij spisok

1. Krechet, V. G. Sovremennye kosmologicheskie dannye i vrashhenie Vselennoj [Tekst] / V. G. Krechet // Izv. vuzov. Fizika. – 2005. – № 3. – S. 3–6.
2. Bronnikov K. A. and Lenos J. P. S. // Phys. Rev. – 2009. – D 79.–104019.
3. Krechet V. G., Sadovnikov D. V. // Gravitaton & Cosmology. – 2007. –Vol. 52. – № 4.– p. 52–56.
4. Weinberg S. // Phys. Rev. Lett. – 1967. – V. 10. – p. 1264.