

**Арынгазин А.<sup>1</sup>, Джунушалиев В.<sup>1,2,3</sup>, Фоломеев В.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Институт фундаментальных исследований, Евразийский Национальный университет  
им. Л.Н. Гумилева, Астана, Казахстан, e-mail: aringazin@gmail.com

<sup>2</sup>НИИЭТФ, Кафедра теоретической и ядерной физики, Казахский национальный университет  
им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

<sup>3</sup>Институт физико-технических проблем и материаловедения НАН КР,  
Бишкек, Кыргызстан, e-mail: vfolomeev@mail.ru

## **ДУХОВОЕ СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ В НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЕ**

Рассмотрена модель нейтронной звезды, содержащей духовое скалярное поле. Нейтронная жидкость моделируется реалистичным уравнением состояния Sly, пригодным для описания вещества при высоких плотностях и давлениях, характерных для центральных областей нейтронных звёзд. Рассмотрены два типа скалярного поля – безмассовое и с потенциальной энергией, для которых исследованы случаи с тривиальной и нетривиальной топологией пространства-времени типа кротовой норы. Получена система дифференциальных уравнений в обыкновенных производных, описывающая гравитационное и скалярное поля, а также распределение нейтронной жидкости. Численным решением этой системы продемонстрировано влияние наличия духового поля на соотношение масса-радиус нейтронных звёзд и их внутреннюю структуру. Показано, что распределение полной плотности вещества рассматриваемых конфигураций существенно меняется в зависимости от свойств скалярного поля. Определены значения свободных параметров системы, при которых удаётся получить лучшее согласие модели с современными данными астрономических наблюдений.

**Ключевые слова:** кротовая нора, духовое скалярное поле, нейтронные звезды.

Aringazin A.<sup>1</sup>, Dzhunushaliev V.<sup>1,2,3</sup>, Folomeev V.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Basic Research, L.N. Gumilev Eurasian National University,  
Astana, Kazakhstan, e-mail: aringazin@gmail.com

<sup>2</sup>IETP, Department of Theoretical and Nuclear Physics,  
al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

<sup>3</sup>Institute of physical and technical sciences problems and materials science of the  
National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic, Bishkek, Kyrgyzstan, e-mail: vfolomeev@mail.ru

### **Ghost scalar field in neutron star**

The model of a neutron star containing a ghost scalar field is considered. The neutron fluid is modelled by a realistic Sly equation of state applicable for a description of matter at large energies and pressures typical for central regions of neutron stars. Two forms of the scalar field (massless and with a potential energy) are considered, for which the cases with trivial and nontrivial spacetime wormhole-like topologies are studied. The system of ordinary differential equations describing the distribution of the neutron fluid, gravitational and scalar fields is derived. By solving this system numerically, we demonstrate the influence of the presence of the ghost scalar field on the mass-radius relation of neutron stars and their internal structure. It is shown that the distribution of the total density of the configurations under consideration changes substantively depending on the properties of the scalar field. The values of free parameters of the system, for which one can obtain the best agreement of the model with the current observational astronomical data, are determined.

**Key words:** wormhole, ghost scalar field, neutron stars.

**Арынгазин А.<sup>1</sup>, Джунушалиев В.<sup>1,2,3</sup>, Фоломеев В.<sup>1,3</sup>**

<sup>1</sup>Іргелі зерттеулер институты, Л.Н. Гумилева ат. Евразиялық Ұлттық университеті,  
Қазақстан, Астана, e-mail: aringazin@gmail.com

<sup>2</sup>ЭТФФЗИ, Теориялық және ядролық физика кафедрасы, әл-Фараби ат. Қазақ Ұлттық университеті,  
Қазақстан, Алматы, e-mail: v.dzhunushaliev@gmail.com

<sup>3</sup>ҚР ҰҒА Физика-техникалық проблемалар және материалтану институты,  
Қырғызстан, Бишкек, e-mail: vfolomeev@mail.ru

**Нейтрондық жұлдызда елес скалярлы өріс**

Елес скалярлы өрісі бар нейтронлық жұлдыздың моделі қарастырылған. Нейтрон жұлдыздардың центрлік аумағына тән жоғары тығыздық және қысым кезіндегі затты сипаттауға келетін нейтрондық сұйық Sly күй шынышыл теңдеуімен модельденеді. Скалярлы өрістің екі түрі қарастырылған – массасыз және потенциалдық энергиясы бар, олар үшін көртышқан іні типті кеңістік-уақыттың таптаурын және таптаурын емес топологиясына ие жағдайлар қарастырылған. Гравитациялық және скалярлы өрістерді, сондай-ақ, нейтрон сұйығының тарауын сипаттайтын кәдімгі туындыдағы дифференциалдық теңдеулер жүйесі алынды. Осы жүйені сандық түрде шешу арқылы елес өрістің нейтрон жұлдыздардың масса-радиусы қатынасына және ішкі құрылысына әсері бар екендігі көрсетілген. Қаралған конфигурациядағы толық зат тығыздығының таралуы скалярлы өрістің қасиетіне тәуелді екені көрсетілген. Модельдің заманауи астрономиялық бақылаулар деректерімен жақсы келесімі бар жүйенің ерік параметрлер мәні анықталған.

**Түйін сөздер:** көртышқан іні, елес скалярлы өріс, нейтрондық жұлдыздар.

**Введение**

Скалярные поля играют важную роль при описании различных процессов и структур в космологии и астрофизике. Они широко применяются при моделировании эволюции ранней и современной Вселенной. В последнем случае скалярные поля позволяют описывать современное ускоренное расширение Вселенной [1]. При этом используются как обычные скалярные поля, так и так называемые духовые (или фантомные) поля, имеющие противоположный знак перед кинетическим слагаемым в лагранжиане. Отличительной особенностью духовых скалярных полей является их возможность нарушать различные энергетические условия, включая световое условие энергодоминантности. На языке гидродинамики это соответствует тому, что эффективное давление духового поля отрицательно и больше (по модулю) плотности энергии. Такое свойство духовых полей обеспечивает сверхбыстрое расширение современной Вселенной, что подтверждается последними наблюдательными данными [1-5].

С другой стороны, способность духовых полей нарушать световое условие энергодоминантности может приводить к ещё одному интересному следствию. А именно, при рассмот-

рении статических систем, состоящих из полей такого рода, удаётся получать решения гравитационных уравнений, описывающие конфигурации с нетривиальной топологией пространства-времени – так называемые кротовые норы. В случае, когда вещество может свободно проходить через такие кротовые норы, они называются проходимыми [2-14]. При этом можно представить себе ситуацию, когда такие норы заполнены каким-либо веществом [15-18]. Здесь мы рассмотрим один из таких случаев, когда кротовая нора заполнена нейтронным веществом, моделируемым реалистичным уравнением состояния. В случае отсутствия скалярного поля такое вещество используется при описании обычных нейтронных звёзд. Нашей целью здесь будет выяснить, как наличие духового скалярного поля влияет на внутреннюю структуру нейтронных звёзд.

**Действие и полевые уравнения**

Мы будем рассматривать системы с тривиальной и нетривиальной топологией пространства-времени, состоящие из сильно гравитирующих духового скалярного поля  $\varphi$  и нейтронной жидкости. Полевые уравнения, описывающие такую конфигурацию, могут быть получены из варьирования действия

$$S = \int \left( -\frac{c^4}{16\pi G} R - \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi \partial^\mu \varphi - V(\varphi) + L_{\text{fl}} \right) \sqrt{-g} d^4x. \quad (1)$$

Здесь  $V(\varphi)$  есть потенциальная энергия скалярного поля, а  $L_{\text{fl}}$  – лагранжиан жидкости.

Нашей целью будет поиск регулярных сферически-симметричных решений. Поскольку

мы будем рассматривать конфигурации с нетривиальной топологией, то для наглядности удобно выбрать метрику в полярных гауссовых координатах:

$$ds^2 = e^\nu (dx^0)^2 - dr^2 - R^2 (d\Theta^2 + \sin^2\Theta d\Phi^2), \quad (2)$$

где  $\nu$  и  $R$  есть функции только радиальной координаты  $r$ , а  $x^0 = ct$  есть временная координата. При этом в центре конфигурации метрическая функция  $R$ , соответствующая радиусу 2-сферы, либо будет равна 0 (в случае систем с тривиальной топологией), либо будет

отличной от нуля (для систем с нетривиальной топологией). Варьируя действие (1) по метрике, можно получить гравитационные уравнения Эйнштейна, источником в которых будет следующий тензор энергии-импульса, получаемый при выборе  $L_{\text{fl}} = p$ :

$$T_\nu^\mu = (\varepsilon + p)u^\mu u_\nu - \delta_\nu^\mu p - \partial_\nu \varphi \partial^\mu \varphi - \delta_\nu^\mu \left[ -\frac{1}{2} \partial_i \varphi \partial^i \varphi - V(\varphi) \right], \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  и  $p$  есть плотность энергии и давление жидкости,  $u_\nu$  – её 4-скорость.

Тогда уравнения Эйнштейна могут быть записаны в форме:

$$- \left[ 2 \frac{R''}{R} + \left( \frac{R'}{R} \right)^2 \right] + \frac{1}{R^2} = \frac{8\pi G}{c^4} T_t^t = \frac{8\pi G}{c^4} \left[ \varepsilon - \frac{1}{2} \varphi'^2 + V(\varphi) \right], \quad (4)$$

$$- \frac{R'}{R} \left( \frac{R'}{R} + \nu' \right) + \frac{1}{R^2} = \frac{8\pi G}{c^4} T_r^r = \frac{8\pi G}{c^4} \left[ -p + \frac{1}{2} \varphi'^2 + V(\varphi) \right], \quad (5)$$

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{2} \frac{R'}{R} \nu' + \frac{1}{2} \nu'' + \frac{1}{4} \nu'^2 = - \frac{8\pi G}{c^4} T_\Theta^\Theta = \frac{8\pi G}{c^4} \left[ p + \frac{1}{2} \varphi'^2 - V(\varphi) \right], \quad (6)$$

где штрих обозначает производную по  $r$ .

Используя эти выражения,  $\mu = r$  компонента закона сохранения полного ТЭИ  $T_{\mu;\nu}^\nu = 0$  даёт

$$\frac{dp}{dr} + \frac{1}{2} (\varepsilon + p) \frac{d\nu}{dr} = 0. \quad (7)$$

Полевое уравнение для скалярного поля следует из варьирования действия (1) по  $\varphi$ :

$$\varphi'' + \left( \frac{1}{2} \nu' + 2 \frac{R'}{R} \right) \varphi' = - \frac{dV}{d\varphi}. \quad (8)$$

Таким образом, мы имеем пять неизвестных функций –  $R$ ,  $\nu$ ,  $p$ ,  $\varepsilon$  и  $\varphi$ , – для которых имеются пять уравнений (4)-(8), только четыре из которых независимы.

Эти уравнения дополняются уравнением состояния (УС), связывающим плотность энергии и давление нейтронной жидкости. Здесь мы воспользуемся хорошо известным из литературы реалистичным УС SLy, которое может быть представлено следующей аналитической аппроксимацией [19]:

$$\zeta = \frac{a_1 + a_2 \xi + a_3 \xi^3}{1 + a_4 \xi} f(a_5(\xi - a_6)) + (a_7 + a_8 \xi) f(a_9(a_{10} - \xi)) + (a_{11} + a_{12} \xi) f(a_{13}(a_{14} - \xi)) + (a_{15} + a_{16} \xi) f(a_{17}(a_{18} - \xi)) \quad (9)$$

с  $\zeta = \lg(p/\text{дин см}^{-2})$ ,  $\xi = \lg(\rho/\text{г см}^{-3})$ , где  $\rho$  есть плотность нейтронного вещества, а  $f(x) = [\exp(x) + 1]^{-1}$ . Значения коэффициентов  $a_i$  могут быть найдены в [19]. Это УС хорошо работает при высоких плотностях и давлениях, типичных для внутренних областей нейтронных звёзд.

### Результаты численных расчётов

Для выполнения численных расчётов удобно ввести безразмерные переменные. В зависимости от того, обладает ли система тривиальной или нетривиальной топологией простран-

ства-времени, будем использовать разные безразмерные переменные.

*Система с тривиальной топологией*

В этом случае вводим новые переменные

$$x = \frac{r}{L}, \Sigma = \frac{R}{L}, \Phi(x) = \frac{\sqrt{8\pi G}}{c^2} \varphi(r),$$

где  $L = \frac{c}{\sqrt{8\pi G \rho_c}}$ .

Тогда уравнения (4)-(8) с учётом (9) дадут следующую безразмерную систему:

$$-\left[2\frac{\Sigma''}{\Sigma} + \left(\frac{\Sigma'}{\Sigma}\right)^2\right] + \frac{1}{\Sigma^2} = 10^{\xi-\xi_c} - \frac{1}{2}\Phi'^2 + V(\Phi), \quad (10)$$

$$-\frac{\Sigma'}{\Sigma} \left(\frac{\Sigma'}{\Sigma} + v'\right) + \frac{1}{\Sigma^2} = -\sigma 10^{\xi-\xi_c} + \frac{1}{2}\Phi'^2 + V(\Phi), \quad (11)$$

$$\frac{\Sigma''}{\Sigma} + \frac{1}{2}\frac{\Sigma'}{\Sigma}v' + \frac{1}{2}v'' + \frac{1}{4}v'^2 = \sigma 10^{\xi-\xi_c} + \frac{1}{2}\Phi'^2 - V(\Phi), \quad (12)$$

$$\frac{d\xi}{dx} = -\frac{1}{2\ln 10} \frac{1}{d\xi/d\xi} (c^2 10^{\xi-\xi_c} + 1) \frac{dv}{dx}, \quad (13)$$

$$\Phi'' \left(\frac{1}{2}v' + 2\frac{\Sigma'}{\Sigma}\right) \Phi' = -\frac{dV}{d\Phi}. \quad (14)$$

Здесь  $\sigma = p_c/(\rho_c c^2)$  – релятивистский фактор, где  $\rho_c \equiv 10^{\xi_c}$ ,  $p_c \equiv 10^{\zeta_c}$  – центральные плотность и давление жидкости. Входящую в эти уравнения потенциальную энергию скалярного здесь мы выбираем в форме хорошо известного потенциала типа Хиггса:

$$V(\Phi) = -\frac{1}{2}m^2\Phi^2 + \frac{1}{4}k\Phi^4, \quad (15)$$

где  $m, k$  – свободные параметры поля, значения которых выбираются из требования получения необходимых характеристик исследуемых объектов.

Эти уравнения решаются с граничными условиями, задаваемыми в окрестности центра следующими разложениями:

$$\xi \approx \xi_c, \Sigma \approx x, v \approx v_c + \frac{1}{2}v_2x^2, \Phi \approx \Phi_c + \frac{1}{2}\Phi_2x^2, \quad (16)$$

где коэффициенты разложения есть

$$v_2 = \sigma + \frac{1}{2}\Phi_c^2 \left(m^2 - \frac{1}{2}k\Phi_c^2\right), \Phi_2 = \frac{1}{3}\Phi_c(m^2 + k\Phi_c^2). \quad (17)$$

Задавая различные центральные плотности жидкости  $\xi_c$ , типичные для нейтронных звёзд, мы подбирали центральное значение скалярного поля  $\Phi_c$  таким образом, чтобы асимптотически (далеко от поверхности жидкости) плотность энергии поля стремилась к нулю. Это обеспечивает получение конфигураций с асимптотически плоским пространством-временем. Используя эти граничные условия, мы численно

решали уравнения (10)-(14), стартуя с некоторой точки вблизи начала координат (т.е. в окрестности  $x = 0$ ) и интегрируя до точки  $x = x_b$ , где плотность нейтронного вещества падала до величины  $\rho_b \approx 10^6 \text{г см}^{-3}$ . Мы берём эту точку в качестве границы звезды. Эта плотность соответствует внешней границе коры нейтронной звезды, вплоть до которой используемое здесь УС (9) остаётся справедливым [19].

*Система с нетривиальной топологией*

Здесь мы будем рассматривать случай безмассового скалярного поля, т.е. положим  $V(\phi) = 0$ . В окрестности центра потенциал поля может быть разложен как

$$\phi \approx \phi_1 r + \frac{1}{6} \phi_3 r^3, \quad (18)$$

где  $\phi_1$  есть производная в центре. Её квадрат соответствует «кинетической» энергии скалярного поля. Тогда удобно ввести следующие безразмерные переменные:

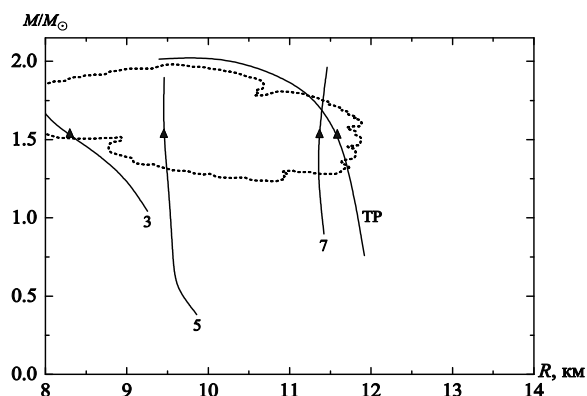
$$x = \frac{r}{L}, \Sigma = \frac{R}{L}, \phi(x) = \frac{\sqrt{8\pi G}}{c^2} \phi(r),$$

$$\text{где } L = \frac{c^2}{\sqrt{8\pi G \phi_1}}. \quad (19)$$

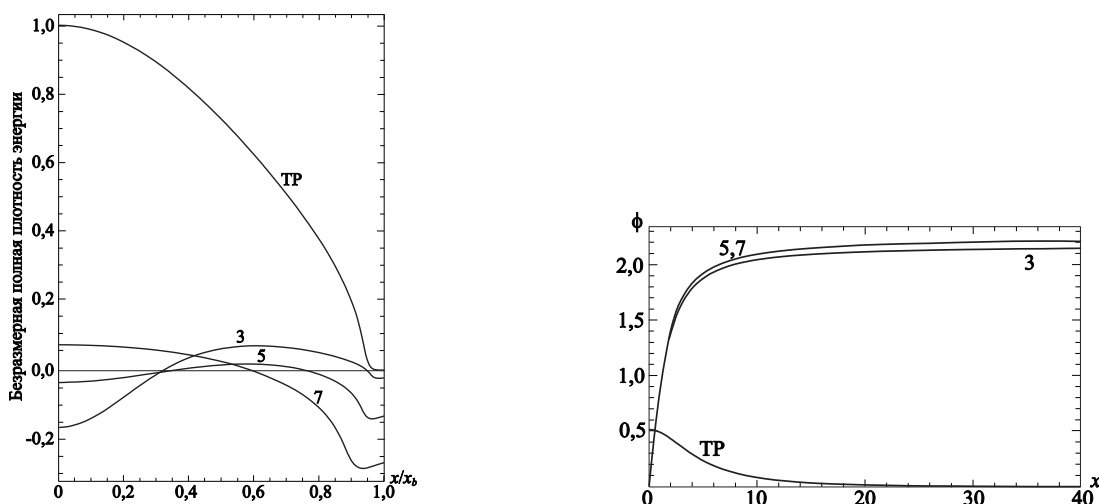
В результате получится система безразмерных уравнений, аналогичная (10)-(14). (Чтобы не перегружать статью, мы не будем выписывать эту систему.) Граничные условия для такой системы выбираются в центре конфигурации в виде

$$\Sigma = \Sigma_c, \nu = \nu_c, \phi = 0, \phi' = 1, \xi = \xi_c.$$

Нетривиальная топология пространства-времени выражается в наличие в системе кротовой норы с радиусом горловины  $\Sigma_c = (1/2 - p_c/\phi_1^2)^{-1/2}$ . В рассматриваемом здесь случае горловина заполнена нейтронным веществом, описываемым УС (9). Как и в случае с тривиальной топологией нашей целью является поиск регулярных решений с конечным размером поверхностью жидкости.



**Рисунок 1** – Соотношения масса-радиус для систем с тривиальной топологией (обозначены как TP) и нетривиальной топологией (обозначены цифрами для  $L = 3, 5, 7$  км соответственно). Массы даны в массах Солнца  $M_\odot$ . Точечный контур показывает область наблюдательных ограничений [20]. Треугольниками показаны конфигурации с массой  $M \approx 1,56M_\odot$ , для которых построены графики на рис. 2.



**Рисунок 2** – Распределения по радиусу полной плотности энергии (левый рисунок) и скалярного поля (правый рисунок) для систем, показанных треугольниками на рис. 1. Для наглядности на правом рисунке масштаб скалярного поля для системы с тривиальной топологией увеличен втрое

Результаты численных расчётов представлены на рис. 1 и 2. На рис. 1 показаны соотношения масса-радиус для исследуемых систем. Здесь точечный контур соответствует области наблюдательных ограничений, полученных для нейтронных звёзд из астрономических наблюдений [20]. Свободные параметры рассматриваемых конфигураций подбирались таким образом, чтобы рассчитанные кривые лежали (хотя бы частично) в области наблюдательных ограничений. А именно, для системы с тривиальной топологией выбирались следующие параметры потенциальной энергии (15):  $m = 0,1$  и  $k = 10$ . Для системы с нетривиальной топологией свободным параметром является характерный размер конфигурации  $L$ , который здесь мы выбирали равным  $L = 3,5,7$  км. При этом для всех рассматриваемых систем центральная плотность жидкости  $\rho_c \sim 10^{15} \text{ г см}^{-3}$ , т.е. типичное значение для нейтронных звёзд. Как видно из рис. 1, изменение свободных параметров рассматриваемых систем существенно меняет поведение кривых масса-радиус.

Помимо изменений соотношения масса-радиус, наличие в системе нетривиальной топологии приводит также к изменениям распределений полной плотности энергии вдоль радиуса конфигурации. Для рассматриваемых здесь систем эти изменения проиллюстрированы на рис. 2. Как можно видеть, наличие в системе духового скалярного поля, дающего отрицательный вклад в полную плотность энергии, приводит к тому, что в некоторых областях вдоль радиуса системы полная плотность может становиться отрицательной. Это, в итоге, способствует наличию в системе нетривиальной топологии, обеспечиваемой скалярным полем с нарушенным световым условием энергодоминантности. В свою очередь система с тривиальной топологией, несмотря на отрицательный вклад, даваемый кинетическим слагаемым в полную плотность энергии, везде имеет положительную плотность энергии, распределение которой похоже на соответствующую

распределение у обычных нейтронных звёзд, описываемых УС (9).

### Заключение

Мы рассмотрели смешанные сильно гравитирующие конфигурации, состоящие из нейтронного вещества и духового скалярного поля. Наличие последнего может приводить к появлению в системе нетривиальной топологии пространства-времени типа кротовой норы. В нашем случае такая кротовая нора заполнена нейтронной жидкостью. Целью статьи было выяснить, как присутствие двух различных типов духового скалярного поля (безмассового и с потенциальной энергией) влияет на внутреннюю структуру и соотношение масса-радиус обычных нейтронных звёзд.

Для этого были исследованы конфигурации с тривиальной и нетривиальной топологией пространства-времени. Для систем первого типа потенциальная энергия выбиралась в виде (15), а для систем с нетривиальной топологией было использовано безмассовое скалярное поле. В обоих случаях нейтронная жидкость моделировалась реалистичным УС в форме (9). При этом свободные параметры систем подбирались таким образом, чтобы массы и размеры получаемых конфигураций укладывались в наблюдательные ограничения. Полученные в итоге результаты показывают, что наличие нетривиальной топологии существенно меняет как поведение кривой масса-радиус (см. рис. 1), так и распределение вещества по радиусу (см. рис. 2). При этом с точки зрения удалённого наблюдателя такие системы будут похожи на обычные нейтронные звёзды, а отличия в их внутренней структуре могут сказываться на эволюции таких объектов с течением времени.

### Благодарности

Авторы благодарны гранту №266 Министерства образования и науки Республики Казахстан за финансовую поддержку.

### Литература

- 1 Amendola L. and Tsujikawa S. Dark energy: theory and observations. – Cambridge: England: Cambridge University Press, 2010. – 491 p.
- 2 Perlmutter S., Turner M.S. and White M.J. Constraining dark energy with SNe Ia and large scale structure // Phys. Rev. Lett. -1999. –Vol. 83. –P. 670-673.



- 3 Bennett C.L. et al. [WMAP Collaboration] First year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) observations: Preliminary maps and basic results // *Astrophys. J. Suppl.* -2003. –Vol.148. –P. 1-27.
- 4 Sullivan M. et al. SNLS3: Constraints on Dark Energy Combining the Supernova Legacy Survey Three Year Data with Other Probes // *Astrophys. J.* -2011. –Vol. 737:102. – 47 p.
- 5 Ade P. A. R. et al. [Planck Collaboration] Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters // *Astron. Astrophys.* -2016. –Vol. 594:A13. – 63 p.
- 6 Visser M. Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking. -New York: Woodbury, 1996. -412 p.
- 7 Armendariz-Picon C. On a class of stable, traversable Lorentzian wormholes in classical general relativity // *Phys. Rev.* -2002. –Vol. D65:104010. – 22 p.
- 8 Sushkov S. V. and Kim S.W. Wormholes supported by the kink-like configuration of a scalar field // *Classical Quantum Gravity.* -2002. –Vol. 19. –P. 4909-4922.
- 9 Lemos J.P.S., Lobo F.S.N., and de Oliveira S.Q. Morris-Thorne wormholes with a cosmological constant // *Phys. Rev.* -2003. –Vol. D68:064004. – 49 p.
- 10 Kardashev N.S., Novikov I.D., and Shatskiy A.A. Astrophysics of Wormholes // *Int. J. Mod. Phys.* -2007. –Vol. D16. –P. 909-926.
- 11 Gonzalez J.A., Guzman F.S., and Sarbach O. Instability of wormholes supported by a ghost scalar field. I. Linear stability analysis // *Classical Quantum Gravity.* -2009. –Vol.26:015010. – 12 p.
- 12 Bronnikov K.A., Fabris J.C., and Zhidenko A. On the stability of scalar-vacuum space-times // *Eur. Phys. J.* -2011. –Vol. C71:1791. -11 p.
- 13 Lobo F.S.N. Phantom energy traversable wormholes // *Phys. Rev. D* -2005. –Vol. 7:1084011. -9 p.
- 14 Lobo F.S.N. Wormholes, Warp Drives and Energy Conditions // *Fundam. Theor. Phys.* -2017. –Vol. 189. – 303 p.
- 15 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B. and Kunz J. A Star Harboring a Wormhole at its Core // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* -2011. -Vol. 1104:031. -19 p.
- 16 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B. and Kunz J. Mixed neutron star-plus-wormhole systems: Equilibrium configurations // *Phys. Rev.* -2012. -Vol. D85:124028. -14 p.
- 17 Charalampidis E., Ioannidou T., Kleihaus B. and Kunz J. Wormholes Threaded by Chiral Fields // *Phys. Rev.* -2013. -Vol. D87:084069. -19 p.
- 18 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Hoffmann C., Kleihaus B. and Kunz J. Boson Stars with Nontrivial Topology // *Phys. Rev.* – 2014. – Vol. D90:124038. – 18 p.
- 19 Haensel P., Potekhin A. Y. Analytical representations of unified equations of state of neutron-star matter // *Astron. Astrophys.* -2004. -Vol. 428. -P.191-197.
- 20 Ozel F., Baym G., Guver T. Astrophysical Measurement of the Equation of State of Neutron Star Matter // *Phys. Rev.* -2010. -Vol. D82:101301. -4 p.

### References

- 1 L. Amendola and S. Tsujikawa, *Dark energy: theory and observations* (Cambridge: England: Cambridge University Press, 2010), 491 p.
- 2 S. Perlmutter, M.S. Turner and M.J. White, *Phys. Rev. Lett.* 8, 670-673, (1999).
- 3 C.L. Bennett et al. [WMAP Collaboration], *Astrophys. J. Suppl.* 148, 1-27, (2003).
- 4 M. Sullivan et al. *Astrophys. J.* 737, 102-149, (2011).
- 5 P.A.R. Ade et al. [Planck Collaboration], *Astron. Astrophys.* 594, A13-A76, (2016).
- 6 M. Visser, *Lorentzian wormholes: From Einstein to Hawking* (New York: Woodbury, 1996), 412 p.
- 7 C. Armendariz-Picon, *Phys. Rev. D* 65, 104010, (2002).
- 8 S.V. Sushkov and S.W. Kim, *Classical Quantum Gravity*, 19, 4909-4922, (2002).
- 9 J.P.S. Lemos, F.S.N. Lobo, and S.Q. de Oliveira, *Phys. Rev. D* 68, 064004, (2003).
- 10 N.S. Kardashev, I.D. Novikov, and A.A. Shatskiy, *Int. J. Mod. Phys. D* 16, 909-926, (2007).
- 11 J.A. Gonzalez, F.S. Guzman, and O. Sarbach, *Classical Quantum Gravity* 26, 15010, (2009).
- 12 K.A. Bronnikov, J.C. Fabris, and A. Zhidenko, *Eur. Phys. J. C* 71, 1791, (2011).
- 13 F.S.N. Lobo, *Phys. Rev. D* 7, 1084011, (2005).
- 14 F.S.N. Lobo, *Fundam. Theor. Phys.* 189, 303, (2017).
- 15 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 1104, 031, (2011).
- 16 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, *Phys. Rev. D* 85, 124028, (2012).
- 17 E. Charalampidis, T. Ioannidou, B. Kleihaus and J. Kunz, *Phys. Rev. D* 87, 084069, (2013).
- 18 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, C. Hoffmann, B. Kleihaus and J. Kunz, *Phys. Rev. D* 90, 124038, (2014).
- 19 P. Haensel and A.Y. Potekhin, *Astron. Astrophys.* 428, 191-197, (2004).
- 20 F. Ozel, G. Baym, and T. Guver, *Phys. Rev. D* 82, 101301, (2010).