Модель сферически-симметричной нейтронной звезды

Зафар Туракулов

23 августа 2024 г.

Аннотация

Рассмотрена задача о построении материального источника гравитационного поля в пространстве-времени Тауба-НУТ. Показано, что любое решение этой задачи описывает пространство-время, состоящее из двух идентичных внешних областей, соединенных кртовой норой. Кротовая нора имеет вид сферы, обе стороны которой внешние, т.к. она является общей границе внешних областей. Получено однопараметрическое семейство частных решений в предположении, что материя источника изотропна.

1 Введение

Основным мотивом к построению вакуумных решений уравнения Эйнштейна всегда была цель построить модель пространства-времени вне какого-либо материального объекта, набюдаемого в астрономии. Каждое такое решение задают некоторое Риччи плоское риманого многообразие, которое, по построению, описывает пустое пространство-время, являясь при этом целым и аналитическим, что делает его самостоятельным предметом исследования. Такие исследования привели к открытиям таких явлений, как горизонт событий и черная дыра, занявшие в результате место основного предмета исследований, тогда как по своему основному назначению, т.е. для описания, гравитационных поляей реально существующих объектов вакуумное решение было использовано только в одном случае – когда материальный источник гравитационного поля был построен в виде жидкого шара, а внешнее поле задано решением Шварцшильда. При этом совершенно очевидно, что гораздо более интересны гравитационные поля вращающихся объектов.

Другая веская причина построить такой источник именно в этом случае онаружилась при исследовании самого пространства-времени Тауба-НУТ. Оказалось, что целое аналитическое риманово многообразие, каковым является это пространство время, описывает сразу две черные дыры, имеющие массы противоположного знака [1]. Очевидно, оно как целое непригодно как модель пространства-времени, и единтсвенный выход, позволяющий исключить отрицательную притягивающую массу, состоит в том, чтобы найти исключить и горизонт, и черную дыру, заменив их материальным источником гравитационного поля, т.е. решив ту основную задачу, ради решения которой строилось вакуумное решение уравнения Эйнштейна.

Трудности, встреченные на этом пути, вызваны двумя основными причинами. Первая состоит в том, что вращение нарушает сферическую симметрию, сильно облегчающую решение задачи. Вторая – в том, что пространство-время в присутствии вращающейся материи нестатично, т.е. два его вектора Киллинга неортогональны друг другу. Это вынуждает всех использовать неортогональную систему координат, что, в свою очередь, требует отказа от обычного тензорного анализа в пользу метода ортонормированной тетрады, а следовательно, и исчисления внешних дифференциальных форм. При этом, однако, существует промежуточный случай, когда пространство-время нестатично, но обладает сферической симметрией, а именно, пространство-время Тауба-НУТ [2]. Поэтому естественно попытаться в первую очередь построить материальный источник гравитационного поля для этого пространства-времени. В настоящей работе ставится цель построить решение, описывающее материальный источник гравитационного поля для этого пространства-времени.

Как было показано в нашей работе [4], присутствие гравимагнитного го обязательно сопровождается наличием кротовой норы и соответствующее строение пространства-времени. Кротовая нора представляет собой замкнутую поверхность, разделяющую две внешние области. Это делает ее замкнутой поверхностью, обе стороны которой внешние. Такое строение пространства-времени, в свою очередь, указывает на то, любой источник гравитационного поля в этом случае представляет собой слой материи, обе границы которого внешние, т.е. обе его поверхности граничат с внешними областями в этом пространстве-времени. В отличие от пространства-времен Тауба-НУТ, в котором гравитационное поле в двух внешних областях имеет противоположные свойства [1], в таком пространстве-времени обе внешние области идентичны, т.е. в обеих наблюдается притяжение.

2 Тетрада и связность

При построении внутрннего решения будет применяться сферическая система координат $\{t, s, \theta, \varphi\}$ и поле ортонормированных тетрад

$$\begin{aligned} &\nu^0 = \Phi(s)(\mathrm{d}t + 2l\cos\theta \mathrm{d}\varphi), \quad \nu^1 = \mathrm{d}s, \\ &\nu^2 = r(s)\mathrm{d}\theta, \quad \nu^3 = r(s)\sin\theta \mathrm{d}\varphi. \end{aligned} \tag{1}$$

Натуральный координатный базис выражается через нее как

$$\mathrm{d}t = \frac{\nu^0}{\Phi} - \frac{2l\cot\theta}{r}\,\nu^3, \quad \mathrm{d}s = \nu^1, \qquad (2)$$
$$\mathrm{d}\theta = \frac{\nu^2}{r}, \quad \mathrm{d}\varphi = \frac{\nu^3}{r\sin\theta}.$$

Для вычисления 1-формы связности ${\omega_a}^b$ и 2-формы кривизаны ${\Omega_a}^b$ будут применены первое

$$\mathrm{d}\nu^a + {\omega_b}^a \wedge \nu^b = 0 \qquad (3)$$

и второе

$$\mathrm{d}{\omega_a}^b + {\omega_c}^b \wedge {\omega_a}^c - {\Omega_a}^b = 0 \qquad (4)$$

структурные уравнения Э. Картана. Таким образом, следующий шаг – это вычисление производной ко-базиса (1):

$$\mathrm{d}\nu^0 = -\frac{\Phi'}{\Phi}\,\nu^0 \wedge \nu^1 - \frac{2l\Phi}{r^2}\,\nu^2 \wedge \nu^3, \quad \mathrm{d}\nu^1 = 0$$
$$\mathrm{d}\nu^2 = \frac{r'}{r}\,\nu^1 \wedge \nu^2, \quad \mathrm{d}\nu^3 = -\frac{r'}{r}\,\nu^3 \wedge \nu^1 + \frac{\cot\theta}{r}\,\nu^2 \wedge \nu^3,$$

Решение первого структурного уравнения как системы алгебраических уравнений для компонент связности, приводит к следующим выражениям:

$${\omega_1}^0 = \frac{\Phi'}{\Phi}\nu^0 = {\omega_0}^1, \quad {\omega_2}^0 = -\frac{l\Phi}{r^2}\nu^3 = {\omega_0}^2, \qquad (5)$$
$${\omega_3}^0 = \frac{l\Phi}{r^2}\nu^2 = {\omega_0}^3, \quad {\omega_1}^3 = \frac{r'f}{r}\,\nu^3 = -{\omega_3}^1,$$
$${\omega_2}^1 = -\frac{r'}{r}\,\nu^2 = -{\omega_1}^2, \quad {\omega_2}^3 = \frac{l\Phi}{r^2}\nu^0 + \frac{\cot\theta}{r}\nu^3 = -{\omega_3}^2,$$

проверяемым прямой подстановкой.

3 Компоненты кривизны

3.1 Производные и произведения 1-форм (5)

Дифференцирование 1-форм (5) с применением равенств (1) приводит к следующим выражениям для их производных. В приведенных ниже выражениях многоточиями обозначены члены, не дающие вклада в те компоненты тензора Римана, котороые впоследствии не войдут в тензор Риччи, например $R_0{}^1{}_{23}$.

$$
\begin{aligned}
\mathrm{d}\omega_0{}^1 &= -\left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right] \nu^0 \wedge \nu^1 + \dots, \\
\mathrm{d}\omega_0{}^2 &= \dots - \frac{l\Phi\cot\theta}{r^3}\, \nu^2 \wedge \nu^3 \\
\mathrm{d}\omega_0{}^3 &= \dots, \quad \mathrm{d}\omega_1{}^2 = \left[\left(\frac{r'}{r}\right)' + \left(\frac{r'}{r}\right)^2\right] \nu^1 \wedge \nu^2 \\
\mathrm{d}\omega_2{}^3 &= \dots - \frac{1}{r^4}(2l^2\Phi^2 + r^2)\, \nu^2 \wedge \nu^3 \\
\mathrm{d}\omega_3{}^1 &= \left[\left(\frac{r'}{r}\right)' + \left(\frac{r'}{r}\right)^2\right] \nu^3 \wedge \nu^1 - \frac{r'\cot\theta}{r^2}\, \nu^2 \wedge \nu^3.
\end{aligned}
$$

Вычисление призведений этих же 1-форм, входящих в 2-форму кривизны, несколько проще, поэтому ниже приведем только их результат:

$$
\begin{aligned}
&\omega_a{}^1 \wedge \omega_0{}^a = \dots \\
&\omega_a{}^2 \wedge \omega_0{}^a = -\left(\frac{r'}{r}\frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{l^2\Phi^2}{r^4}\right) \nu^0 \wedge \nu^2 + \frac{l\Phi\cot\theta}{r^3}\, \nu^2 \wedge \nu^3 \\
&\omega_a{}^3 \wedge \omega_0{}^a = -\left(\frac{r'}{r}\frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{l^2\Phi^2}{r^4}\right) \nu^0 \wedge \nu^3, \\
&\omega_a{}^2 \wedge \omega_1{}^a = \dots \\
&\omega_a{}^3 \wedge \omega_2{}^a = \left[\left(\frac{r'}{r}\right)^2 - \frac{l^2\Phi^2}{r^4}\right] \nu^2 \wedge \nu^3, \\
&\omega_a{}^1 \wedge \omega_3{}^a = \frac{r'\cot\theta}{r^2}\, \nu^2 \wedge \nu^3 + \dots.
\end{aligned}
$$

3.2 Тензоры Римана и Риччи

Собирая из полученных выражений по формуле (4) 2-форму кривизны, находим ее компоненты:

$$
\begin{aligned}
R_0{}^1{}_{01} &= -\left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right], \qquad (6) \\
R_0{}^2{}_{02} = R_0{}^3{}_{03} &= -\left(\frac{r'\Phi'}{r\Phi} + \frac{l^2\Phi^2}{r^4}\right),
\end{aligned}
$$

$$R_2{}^3{}_{23} = \left(\frac{r'}{r}\right)^2 - \frac{3l^2\Phi^2}{r^4} - \frac{1}{r^2},$$
$$R_3{}^1{}_{31} = R_1{}^2{}_{12} = \left(\frac{r'}{r}\right)' + \left(\frac{r'}{r}\right)^2.$$

Далее, из них – компоненты тензора Риччи:

$$\begin{aligned} R_{00} = & -\left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right] - 2\left(\frac{r'}{r}\frac{\Phi'}{\Phi} + \frac{l^2\Phi^2}{r^4}\right), \\ R_{11} = & \left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right] + 2\left[\left(\frac{r'}{r}\right)' + \left(\frac{r'}{r}\right)^2\right], \\ R_{22} = & R_{33} = \frac{r'\Phi'}{r\Phi} + \frac{2r'^2}{r^2} - \frac{1}{r^2} - \frac{2l^2\Phi^2}{r^4} + \left(\frac{r'}{r}\right)'. \end{aligned} \tag{7}$$

4 Уравнение изотропности материи

Для построения внутреннего решения предположим, что материя источника гравитационного поля изотропна. Согласно уравнению Эйнштейна, это означает, в частности, что изотропен тензор Риччи: $R_{11} = R_{22} = R_{33}$. Приравнивая соответствующие компоненты, получаем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} 0 = & \left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right] + 2\left[\left(\frac{r'}{r}\right)' + \left(\frac{r'}{r}\right)^2\right] - \\ & -\frac{r'\Phi'}{r\Phi} - \frac{2r'^2}{r^2} + \frac{1}{r^2} + \frac{2l^2\Phi^2}{r^4} - \left(\frac{r'}{r}\right)' = \\ & \left[\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2\right] - \frac{r'\Phi'}{r\Phi} + \left(\frac{r'}{r}\right)' + \frac{1}{r^2} + \frac{2l^2\Phi^2}{r^4}. \end{aligned}$$

Это уравнение позволяет исключить одну из искомых функций. Так можно поступить, если правая часть уравнения Эйнштейна задана, но в нашем случае ставится более скромная цель – построить любое пространство время, источником гравитационного поля в котором является какая угодно материя с физически разумными свойствами, т.е., прежде всего, неотрицательными давлением и плотностями массы и энергии. Для этого какая-то из искомых функций может быть выбрана более или менее произвольно, а физическая разумность может быть проверена позже. В любом случае, для этого удобно его упростить, заменив искомую Φ функцией

$$\Psi = \Phi^2. \tag{8}$$

В результате этой замены выражение в квадратных скобках упрощается

$$\left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)' + \left(\frac{\Phi'}{\Phi}\right)^2 = \frac{\Psi''}{2\Psi}$$

и само уравнение прининимает более простой вид

$$\frac{\Psi''}{2\Psi} - \frac{r'\Psi'}{2r\Psi} + \left(\frac{r'}{r}\right)' + \frac{1}{r^2} + \frac{2l^2\Psi}{r^4} = 0. \tag{9}$$

Поскольку в ньютоновском приближении Ψ превращается в гравитационный потенциал, выберем его в таком же виде какой имеет гравитационный потенциал в однородном шаре, т. е.

$$\Psi(s) = kr^2(s) \tag{10}$$

В результате уравнение изотропности становится обыкновенным дифференциальным уравнением на одну неизвестную $r(s)$:

$$\frac{2r''}{r} - \frac{r'^2}{r^2} + \frac{1}{r^2} + \frac{2kl^2}{r^2} = 0.$$

Для его упрощения воспользуемся тождеством

$$\frac{2r''}{r} - \frac{r'^2}{r^2} = \frac{4}{\sqrt{r}}\left(\sqrt{r}\right)''.$$

Определив новую переменную y как

$$y = \sqrt{r}, \tag{11}$$

находим уравнение для нее:

$$y'' + \frac{1 + 2kl^2}{4y^3} = 0. \tag{12}$$

5 Внутреннее решение

Подставим принятое выражени для функции Ψ в компоненты тензора Риччи (7). Они принимают вид

$$R_{00} = \frac{r''}{r} - \frac{r'^2}{r^2} - \frac{kl^2}{r^2}$$
$$R_{11} = R_{22} = R_{33} = 3\frac{r''}{r} + \frac{r'^2}{r^2}.$$

След этого тензора равен

$$R = -\frac{8r''}{r} - \frac{4r'^2}{r^2} - \frac{kl^2}{r^2}$$

так что согласно уравнению Эйнштейна плотность материи источника поля $\mu(s)$ выражается через переменную r как

$$\mu = \frac{8r''}{r} + \frac{4r'^2 + kl^2}{r^2}. \tag{13}$$

Для построения функции $y(s)$ достаточно проинтегрировать уравнений (12). Снизив порядок:

$$y' = \pm\sqrt{C - \frac{1 + 2kl^2}{y^2}},$$

находим, что переменная y имеет нижнее ограничеие:

$$y \geq \frac{1 + 2kl^2}{C}.$$

Оно означает, что нижнее ограничение имеет радиус координатной сферы $r(s)$, который мы обозначим как a:

$$a \geq \left(\frac{1 + 2kl^2}{C}\right).$$

Отсюда следует, что постоянная C задает этот минимум, т.е. радиус кротовой норы в нейтронной материи:

$$C = \frac{1 + 2kl^2}{a}. \tag{14}$$

В дальнейшем вместо постоянной C будет использоваться радиус кротовой норы a. Уравнение приводится к виду

$$\frac{yy'}{\sqrt{\frac{y^2}{a} - 1}} = \frac{1}{1 + 2kl^2}$$

и после обратной замены (11) интегрируется:

$$\sqrt{\frac{r}{a} - 1} = \frac{s}{2a\sqrt{1 + 2kl^2}}.$$

Принимая во внимание равенства (8) и (10), находим окончательный вид обеих искомых функций:

$$r = a\left(1 + \frac{s^2}{4a^2(1+2kl^2)}\right) \tag{15}$$
$$\Phi = a\sqrt{k}\left(1 + \frac{s^2}{4a^2(1+2kl^2)}\right).$$

Из формулы (13) видно, что соответствующая плотность массы материи μ всюду положительна. Следующая задача – найти давление этой материи. Оно равно компонентам G_{aa}, $a = 1, 2, 3$ тензора Эйнштейна, и для иго вычисления приведем типичные выражения, входящие в тензор Риччи. Для их упрощения обозначим

$$\lambda = 1 + 2kl^2. \tag{16}$$

Эти выражения принимают вид

$$\frac{r''}{r} = \frac{2}{4a^2\lambda + s^2}, \quad \frac{r'^2}{r^2} = \frac{4s^2}{(4a^2\lambda + s^2)^2}, \quad \frac{1}{r^2} = \frac{4a^2\lambda}{(4a^2\lambda + s^2)^2}.$$

Подстановка этих результатов в формулы (7) и составление компонент тензора Эйнштейна приводят к следующим выражениям:

$$G_{00} = \frac{12a^2\lambda^2 + 82a^2\lambda + 31s^2}{(4a^2\lambda + s^2)^2} \tag{17}$$
$$G_{11} = G_{22} = G_{33} = \frac{48a^2\lambda^2 - 64a^2\lambda - 9s^2}{(4a^2\lambda + s^2)^2}.$$

Граница материи задана нулем давления, т.е. числителя дроби в правой части второй строки:

$$48a^2\lambda^2 - 64a^2\lambda - 9s^2 = 0.$$

Этот нуль существует при условии, что его постоянная часть положительна: $kl^2 < \frac{1}{6}$. Если оно выполнено, то поверхность нейтронной звезды задана значением радиальной координаты

$$s \equiv s_b = \frac{4a\sqrt{3\lambda - 4\lambda^2}}{3}. \tag{18}$$

Оставшаяся задача состоит в том, чтобы подогнать параметры внутреннего и внешнего, т.е. вакуумного решений так, чтобы в результате получилось гладкое многообразие.

6 Внешнее решение и условие на границе

Очередная задача состоит в том, чтобы найти условия, при которых внутренняя и внешняя области составляют гладкое многообразие. Геометрия внешней области задана решением Тауба-НУТ, представимое в сферических координатах $\{t, u, \theta, \varphi\}$ тетрадой

$$\nu^0 = \sqrt{\frac{u^2 - 2mu - l^2}{u^2 + l^2}}\,(\mathrm{d}t + 2l\cos\theta), \tag{19}$$

$$\nu^1 = \sqrt{\frac{u^2 + l^2}{u^2 - 2mu - l^2}}\,\mathrm{d}u,$$

$$\nu^2 = \sqrt{u^2 + l^2}\,\mathrm{d}\theta, \qquad \nu^3 = \sqrt{u^2 + l^2}\,\sin\theta\mathrm{d}\varphi.$$

Прежде всего, объединим системы координат в них. Для этого заметим, что радиальная координата в разных областях, т.е. s во внутренней и u во внешней, имеет разный смысл. Во внутренней области координата s определена как расстояние от кротовой норы, а расстояние вдоль радиальной линии задается интегралом от 1-формы ν^1 из формул (19). Никакой необходимости превращать координату u в продолжение расстояния s во внешнюю область нет, тем более, что решение Тауба-НУТ имеет наиболее простой вид в тех координатах, в которых оно представлено. Однако, прежде, чем делать следующий шаг, допустим, что может понадобиться сдвиг координаты u на некоторую постоянную u_0и изменением масштаба:

$$s = \frac{u - u_0}{\kappa}, \quad u = \kappa s + u_0 \tag{20}$$

Величина сдвига и масштабный множитель будут использована как произвольные параметры при выполнении следующих шагов.

Следующим шагом объединим поля тетрад, введенные во внешней и внутренней областях, так, чтобы в результате получилось единое непрерывное поле тетрад. Будем полагать, что границей внешней и внутренней областей является координатная сфера $s = s_b$. Теперь для того, чтобы 1-формы ν^a с обеих сторон от границы совпали, необходимо выполнение следующих равенств:

$$a\sqrt{k}\left(1 + \frac{s^2}{4a^2(1+2kl^2)}\right) = \sqrt{\frac{(\kappa s + u_0)^2 - 2m(\kappa s + u_0) - l^2}{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}}$$

$$1 = \kappa\sqrt{\frac{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}{(\kappa s + u_0)^2 - 2m(\kappa s + u_0) - l^2}},$$

$$a\left(1 + \frac{s^2}{4a^2(1+2kl^2)}\right) = \sqrt{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}$$

при $s = s_b$. Все три равенства упрощаются:

$$1 + \frac{s_b^2}{4a^2(1+2kl^2)} = \frac{1}{a\sqrt{k}} \tag{21}$$
$$(1-\kappa^2)(\kappa s_b + u_0)^2 - 2m(\kappa s_b + u_0) = (1+\kappa^2)l^2$$
$$\frac{1}{k} = (\kappa s_b + u_0)^2 + l^2.$$

Единая система координат и непрерывное поле тетрад достаточны для вычисления кривизны в любой точке пространства-времени. Кривизна представляет собой гладкую 4-форму как во внутренней, так и во внешней области, на границе этих бластей некоторые компоненты кривизн могут иметь конечный разрыв. Для построения физически разумного решения достаточно, чтобы разрыв имела компонента G_{00} тензора Эйнштейна. Такой разрыв означал бы, что материя источника гравитационного поля обладает свойством жидкости, плотность которой на границе с вакуумом обращается в нуль именно таким образом, т.е. скачком от значения (13) при $s \leq s_b$ к значению $\mu = 0$ при $s \geq s_b$. Недопустима только особенность кривизны на границе материи и вакуума. Такая особенность не возникает, если 1-форма связности непрерывна. Это условие выполнено, если непрерывны производнаые всех ко-векторов тетрады. Всего этих производных две и они сводятся к производным функций $\Phi(s)$ и $r(s)$. Производная первой из них равна

$$\Phi'(s) = \frac{s\sqrt{k}}{2a(1+2kl^2)}, \quad s \leq s_b$$

и

$$\Phi' = \kappa\sqrt{\frac{(\kappa s + u_0)^2 - 2m(\kappa s + u_0) - l^2}{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}} \times$$
$$\times\left(\frac{\kappa s + u_0 - m}{(\kappa s + u_0)^2 - 2m(\kappa s + u_0) - l^2} - \frac{\kappa s + u_0}{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}\right), \quad s \geq s_b.$$

Приравнивание их на границе областей $s = s_b$ приводит к равенству

$$\frac{s_b\sqrt{k}}{2a(1+2kl^2)} = \frac{\kappa s_b + u_0 - m}{(\kappa s_b + u_0)^2 - 2m(\kappa s_b + u_0) - l^2} - \frac{\kappa s_b + u_0}{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}. \tag{22}$$

Точно также, производная второй из них равна

$$r' = \begin{cases} \dfrac{s}{2a(1+2kl^2)}, & s \leq s_b \\ \dfrac{\kappa^2 s}{\sqrt{(\kappa s + u_0)^2 + l^2}}, & s \geq s_b \end{cases}$$

приравнивание ее значений на граниые дает еще оно равенство:

$$\frac{1}{2a(1+2kl^2)} = \frac{\kappa^2}{\sqrt{(\kappa s+u_0)^2+l^2}}. \tag{23}$$

В результате получается система из семи алгебраических уравнений (16,18, 21,22,23) для восьми неизвестных постоянных – радиуса кротовой норы a, коэффициентов k и κ, гравимагнитного заряда l и массы нейтронной звезды m, величины сдвига радиальной координаты u_0, координаты поверхности s_b и вспомогательной постоянной λ. Одна из этих постоянных, скажем, масса нейтронной звезды, может быть задана произвольно, остальные следует найти, решив этй систему. Сделать это аналитически не представляется возможным.

7 Заключение

Задача построения материального источника гравитационного поля к любому вакуумному решению уравнения Эйнштейна была актуальна с тех пор, как Карл Швашцшильд получил первое из них. Этот факт признавался и задача решалась до тех пор, пока не было получено первое нестатическое решение. Столкнувшись впервые с нестатическим просранством-временем, физики сделали черную дыру единственным таким источником и изображают ее как единственную реальность астрофизики. Тем не менее эта задача получила целое функциональное пространство решений в виде тонкого диска, представленных в наших работах [5, 6]. Однако тонкий диск – это очень специфичный объект, так что задача построения более реалистичных моделей остается незатронутой. В настоящей работе сделана попытка найти подход к ее решению в самом простом нестатическом случае, сферически-симметричного пространства-времени.

Нестатичность в сферически-симметричном случае является обязательным следствием присутствия гравимагнитного заряда, который, в свою очередь, является столь же обязательным следствием нейтронов которые им обладают. Поэтому решение задачи составляет единственную возможность построить какие-нибудь модели нейтронных звезд, и, как показало исследование геометрии пространства-времени такого рода, в нем обязательно присутствует кротовая нора со всеми вытекающими последствиями. Кротовая нора представляет собой сферическую поверхность, не имеющую внутреней и внешней сторон, т.к. разеляет две внешние области. Она же играет роль носителя нейтронной материи которая, как показали наши прежние исследования, не может обладать объемной плотностью. В отличие от пространства-времени Тауба-НУТ, в наше обе внешние области идентичны, т.е. в них источник гравитационного поля притягивает пробные частицы.

С физической точки зрения нейтроны могут присутствовать вне кротовой норы, образуя объемную плотность, однако их гарвимагнитный заряд не может рассмтриваться как источник своего гравимагнитного поля т.к. для описания такового не существует математических средств. Поэтому материю вне этой поверхности мы считаем электронно-протонной плазмой. Взаимодействие между ее частицами является дальним, поэтому закон равнораспределения в ней может не работать. Тем не менее, при построении модели источника мы предположили, что он действует и следовательно, его материя изотропна, так что возможно, это предположение было не только необязательным, но и осложнило решение задачи. Построенная нами модель не претендует на описание нейтронных звезд, но показывает принципиальную решаемость этой задачи в аналитической форме и демонстрирует главные особенности этих объектов, а именно, обязательное присутствие кротовой норы и расположение всех нейтронов на ней. Более общие модели можно построить, игнорируя уравнение изотропности ? но их необходимо дополнять построением функции распределения, обеспечивающую анизотропность тензора энергии-импульса.

Список литературы

[1] Туракулов З. Я. 2024. Критика теории черных дыр на примере решения Тауба-НУТ. PREPRINTS.RU. https://doi.org/10.24108/preprints-3113003

[2] Крамер Д., Штефани Х., Мак-Каллум М., Херльт Э. Точные решения уравнений Эйнштейна — М.: Энергоиздат, 1982. 416 с.

[3] Туракулов З. Я. 2024. Стационарный сферически-симметричный вакуум с нарушенной четностью.
PREPRINTS.RU. https://doi.org/10.24108/preprints-3112996

[4] Туракулов З. Я. 2024. Гравимагнитный заряд и структура пространства-времени. PREPRINTS.RU. https://doi.org/10.24108/preprints-3113030

[5] Turakulov Z.Y, Relativistic rotating disk: the external field"// Int. J. Mod. Phys. A4, P. 3653 (1988)

[6] Turakulov Z.Y. Relativistic rotating disk: the general solution.// Mod. Phys. Lett. A5 P. 725 (1990)