

Джунушалиев В.Д., Нуртаева Г.К.* , Серикболова А.А.

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, НИИЭТФ,
Казахстан, г. Алматы, *e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

ПЛОСКО-СИММЕТРИЧНЫЕ РЕШЕНИЯ В $-\alpha R^n$ ГРАВИТАЦИИ

Одним из наиболее интересных и перспективных направлений в современной теоретической физике является изучение модифицированных теорий гравитации. Целью этого направления является описание гравитации в рамках модифицированной теории так, чтобы, не входя в противоречие с имеющимися экспериментальными данными, предложить лучшее описание широкого круга явлений в космологии, в том числе для лучшего понимания природы темных материй и энергии.

В этой работе исследуются астрофизические объекты: 4-мерные доменные стенки и 6-мерные thick branes в $F(R) = -\alpha R^n$ модифицированной теории гравитации. Получены регулярные асимптотически анти-де Sitter'овские решения в некотором диапазоне значений параметров n и δ . Главная особенность этих моделей заключается в существовании особой точки в фазовом пространстве, представляющей собой центр браны.

Ключевые слова: модифицированные теории гравитации, доменная стенка, thick brane.

Dzhunushaliev V., Nurtayeva G.K.* , Serikbolova A.A.

Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty,
*e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

Flat-symmetric solutions in $-\alpha R^n$ gravity

One of the most interesting and perspective directions in modern theoretical physics is studying of the modified gravity theories. The purpose of this direction is the description of gravitation within the modified theory so that without being in a conflict with the available experimental data to offer the best description of a wide range of the phenomena in cosmology, including, for the best understanding of the nature of dark matters and energy.

In this work astrophysical objects are investigated: 4-dimensional domain walls and 6-dimensional thick branes in $F(R) = -\alpha R^n$ the modified theory of gravity. Regular asymptotically anti-de Sitter solutions in some range of value of the parameter n and δ were obtained. The main feature of these models consists in existence of a fixed point in phase space representing the center of a brane.

Key words: modified theories of gravity, domain wall, thick brane.

Джунушалиев В.Д., Нуртаева Г.К.* , Серикболова А.А.

әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.
*e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

$-\alpha R^n$ гравитациядағы жалпақ-симметриялық шешімдер

Қазіргі заманауи теориялық физиканың кең аумақты бағыттарының бірі – модификацияланған гравитация теориясын зерттеу. Бұл бағыттың мақсаты – гравитацияны модификацияланған теория шеңберінде, қолданыстағы тәжірибелік деректерге қайшы келмейтіндей сипаттау және космологиядағы кең ауқымды құбылыстардың сипаттамасын ұсыну, соның ішінде қараңғы заттар мен энергияның табиғатын жақсы түсіну үшін.

Осы мақалада астрофизикалық объектілер зерттелді: 4-өлшемді домен қабырғалары және $F(R) = -\alpha R^n$ -дегі 6-өлшемді қалың браналар гравитацияның модификацияланған теориясы. Тұрақты асимптоталық анти-де Ситтер шешімдері n және δ параметрлерінің белгілі бір мәндер ауқымында алынады. Бұл модельдердің басты ерекшелігі фазааралық кеңістіктегі жалғыз нүктенің болуы, бұл брананың орталығы болып табылады.

Түйін сөздер: модификацияланған гравитация теориясы, домендік қабырға, thick brane.

Введение

В 1998 году было обнаружено одно из удивительных открытий того времени – ускоренное расширение Вселенной. Первоначально, ускоренное расширение Вселенной было обнаружено для наблюдения сверхновых типа Ia. Но после тщательного анализа полученных результатов был сделан вывод о том, что наша Вселенная расширяется с ускорением. Это наблюдение противоречило выводам теории Эйнштейна, согласно которой Вселенная должна расширяться с замедлением.

Вплоть до настоящего момента, мы не понимаем природы ускоренного расширения Вселенной. Существуют различные гипотезы, претендующие на описание такого расширения Вселенной. Широко распространено мнение, что это явление можно объяснить существованием «темной энергии». Ожидается, что темная энергия это – либо свойство вакуума, либо какое-то новое физическое поле, либо для объяснения этого явления необходима новая теория гравитации. В случае, если темная энергия является веществом, то она должна иметь экзотические свойства: отрицательное давление и очень необычную связь между давлением и плотностью этого вещества.

Современная космология пока не в состоянии ответить на такие фундаментальные вопросы как, что такое инфляция и что такое темная энергия? Имеется хорошо аргументированная точка зрения, что для описания этих двух эпох ускоренного расширения Вселенной можно применять те же принципы и модели.

В настоящее время существует еще один подход к объяснению ускоренного расширения Вселенной, в котором не используется общая теория относительности. Одним из широко распространенных методов исследования современного ускоренного расширения являются использование модифицированных теорий гравитации. Интерес к этим теориям гравитации связан с возможностью объяснения ускоренного расширения Вселенной без введения гипотетической темной энергии, физические свойства

которой совершенно неясны. Помимо применения модифицированной теории гравитации для объяснения современного ускоренного расширения Вселенной, эти теории могут быть применены для получения в рамках этих теорий многих астрофизических объектов, предсказанных общей теорией относительности: доменные стенки, космические струны, червоточины, бозонные звезды и т.д.

Особенностью этих теорий является то, что плотность лагранжиана в них не является скалярной кривизной R , как это было в ОТО. Лагранжиан в этом случае является некоторой функцией скалярной кривизны: $\mathcal{F}(R)$. Одним из удивительных особенностей в этих теориях является то, что они могут объяснить не только инфляцию на ранней стадии Вселенной, но и современное ускоренное расширение Вселенной, что также может быть полезно для решения проблем физики высоких энергий.

Данная работа организована следующим образом. В начале статьи дается краткое введение в $\mathcal{F}(R)$ гравитацию. В следующем разделе, мы рассматриваем детально образование доменных стенок на ранней стадии Вселенной. Главная часть работы посвящена нахождению 4, 6-мерных плоско-симметричных решений в $-\alpha R^n$ гравитации. В последнем разделе на основании полученных результатов дается заключение.

$\mathcal{F}(R)$ модифицированные теории гравитации

Имеется огромное число популярных модифицированных теорий гравитации: $\mathcal{F}(R)$ -теория Гаусса-Бонне, нелокальная гравитация, $\mathcal{F}(R)$ -гравитация Хоравы-Лифшица, перенормируемая ковариантная гравитация. Простейшим примером модифицированной теории являются $\mathcal{F}(R)$ -теории [3]. Можно заметить, что список публикаций по теме $\mathcal{F}(R)$ -гравитации огромен. Различные аспекты $\mathcal{F}(R)$ -гравитации обсуждаются в работах [4] и [5]. $\mathcal{F}(R)$ -гравитация была впервые предложена в 1970 году Хансом Адольфом Бухдалем [6]. Далее, стала активным

инструментом исследования Старобинского [7-11], который применял ее для объяснения инфляции в ранней Вселенной. Напомним, что общая теория относительности является теорией, описывающей гравитацию с помощью метрики, которая в четырех измерениях имеет полевые уравнения с производными не более второго порядка [12]. В этой работе мы рассмотрим модифицированные теории гравитации, полевые уравнения которых имеют производные четвертого порядка.

$\mathcal{F}(R)$ гравитация определяется заменой R члена в действии Эйнштейна-Гильберта функцией $\mathcal{F}(R)$, где R скаляр Риччи и $\mathcal{F}(R)$ произвольная функция от R . Таким образом, для модифицированной теории гравитации действие имеет вид:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-g} [\mathcal{F}(R) + \mathcal{L}_m], \quad (1)$$

где g – обозначает определитель метрики $g_{\mu\nu}$ и \mathcal{L}_m – Лагранжиан материи.

Очевидно, что действие (1) является одним из наиболее простых обобщений действия Эйнштейна-Гильберта. Уравнения поля, полученные из этого действия, автоматически, как правило, ковариантны и лоренц-инвариантны по тем же причинам, что и уравнения Эйнштейна.

Уравнения движения модифицированной гравитации, полученные вариационным принципом из действия (1) имеют следующий вид:

$$\frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{F}(R) - R_{\mu\nu} \mathcal{F}'(R) - g_{\mu\nu} \mathcal{F}''(R) + \nabla_\mu \nabla_\nu \mathcal{F}'(R) = -\frac{\kappa^2}{2} T_{\mu\nu}, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{F}'(R) = \frac{d\mathcal{F}(R)}{dR} \quad (3)$$

и $T_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса материи.

Доменные стенки и браны в гравитации

В данной работе мы будем исследовать простейшие астрофизические объекты в модифицированной теории гравитации: доменные стенки и браны в 6-мерном пространстве-времени. Доменные стенки впервые были предсказаны в теории гравитации Эйнштейна. В этой теории они были определены как топологические дефекты, возникающие, когда вакуум имеет разные компоненты.

Брана – это по сути струна, только, в отличие от струны, брана может иметь любую размерность. Струна – это одномерная брана. Точечная частица – нуль-мерная брана. Мембрана, представляющая собой двумерную поверхность, является двумерной браной, или 2-браной. Существуют также 3-браны, 4-браны, два вида 5-бран, 6-браны, 7-браны, 8-браны и 9-браны. Такое разнообразие бран наводило на мысль, что теория не может быть сформулирована в терминах одних только струн. Окончательную революционную ситуацию сформировала одиннадцатимерная супергравитация – теория, построенная на основе всего лишь двух идей: суперсимметрии и общей теории относительности.

На этапе создания Вселенной доменные структуры могли быть сформированы механизмом Киббла [13], в результате чего различные области горячей Вселенной охлаждались до разных изолированных минимумов потенциала. Доменные стенки также могут быть сформированы как границы (истинных) вакуумных пузырьков, создаваемых при квантовом распаде ложного вакуума. Кроме того, Вселенная может родиться от квантового процесса туннелирования из ничего в разные доменные стенки между ними [30,31].

В космологии предполагается, что при наступлении инфляции могут возникать топологические дефекты. Однако, исследования показали, что такие дефекты до сих пор не обнаружены. Если в нашей вселенной есть некоторые дефекты, то их плотность должна быть очень малой. Топологические дефекты также могут быть источником темной энергии и крупномасштабной структурой Вселенной. Поэтому исследования топологических дефектов полезны для понимания истории нашей вселенной.

Можно показать, что при наличии некоторого дискретного множества вакуумов между ними создаются доменные стенки. Это означает, что доменные стенки возникают, когда спонтанно нарушается дискретная группа симметрии.

Примером негравитирующей доменной стенки является теория реального скалярного поля с самодействием

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{\lambda}{4} (\phi^2 - \vartheta^2)^2. \quad (4)$$

При наличии доменной стенки мы имеем нарушение симметрии: $\phi \rightarrow -\phi$. Вследствие чего имеются 2 вакуума: $\phi = \pm\vartheta$, и между ними образуются доменные стенки. Скалярное поле доменной стенки ϕ в плоском пространстве удовлетворяет уравнению:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} - \lambda(\phi^2 - \vartheta^2)\phi = 0, \quad (5)$$

с граничными условиями:

$$\phi(r = \pm\infty) = \pm\vartheta, \quad (6)$$

что приводит к следующему решению:

$$\phi(z) = \vartheta \operatorname{th} \frac{z}{\Delta}, \quad (7)$$

где $\Delta^2 = \frac{2}{\lambda\vartheta^2}$.

Таким образом, когда происходит спонтанное нарушение симметрии в виде фазового перехода, возникают топологические дефекты. Топологические дефекты зависят от вида нарушения симметрии. В случае доменных стенок нарушается дискретная симметрия Z_2 , вследствие чего и возникает двумерный плоский дефект.

$$\hat{T}_\alpha^\beta = - \left[\left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial R} \right) R_\alpha^\beta - \frac{1}{2} \delta_\alpha^\beta \mathcal{F} + \left(\delta_\alpha^\beta g^{\mu\nu} - \delta_\alpha^\mu g^{\beta\nu} \right) \left(\frac{\partial \mathcal{F}}{\partial R} \right)_{\mu\nu} \right] \quad (10)$$

определяет источник эффективной геометрической материи. Заметим, что уравнения движения в $\mathcal{F}(R)$ -гравитации, записанные в виде (9) имеют структуру, которая совпадает с уравнениями Эйнштейна, в которых источником гравитационного поля является эффективный тензор энергии-импульса (10).

Как было сказано во введении, мы исследуем следующую форму $\mathcal{F}(R)$ гравитации :

$$\mathcal{F}(R) = -\alpha R^n, \quad (11)$$

где $\alpha > 0$ и n некоторые константы. Выбирая $\mathcal{F}(R) \sim R^n$, можно показать, что такие модели находятся в хорошем согласии с наблюдатель-

4, 6 -мерные плоские решения в $-\alpha R^n$ гравитации

В этом параграфе мы рассмотрим плоские решения в модифицированной теории гравитации $-\alpha R^n$ в 4 и 6-мерных пространствах – времени, аналогично тому как это было сделано в [1, 2], в которой thick brane рассматривалась в 5-мерном пространстве-времени.

Доменная стенка

Прежде всего, гравитационное действие имеет следующий вид:

$$S = \int d^4x \sqrt{-^4g} \left[-\frac{R}{2} + \mathcal{F}(R) \right]. \quad (8)$$

Мы исходим из того, что $8\pi G = c = 1$. После вариации гравитационного действия (8) относительно 4-мерного метрического тензора g_{AB} мы получаем уравнения движения:

$$R_\alpha^\beta - \frac{1}{2} \delta_\alpha^\beta R = \hat{T}_\alpha^\beta, \quad (9)$$

где индексы пробегает значения $\alpha, \beta, \dots = 0, 1, 2, 3$, и

ными данными [14-20]. Чтобы исследовать настоящее ускоренное расширение Вселенной, существуют некоторые диапазоны n , которые не противоречат наблюдательным космологическим данным. Поэтому представляется естественным рассматривать эти значения n для доменных стенок.

Мы остановимся на следующем выборе метрики для 4-мерной доменной стенки:

$$ds^2 = e^{2\beta(z)}(dt^2 - dx^2 - dy^2) - dz^2, \quad (12)$$

Подставив метрику (12) в формулы (9) и (10), можно получить следующие уравнения Эйнштейна:

$$e^{2\beta(z)} \left[3 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 2 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) \right] = 6 \frac{d^4\beta}{dz^4} \mathcal{F}_{RR} + 36 \left(\frac{d^3\beta}{dz^3} \right)^2 \mathcal{F}_{RRR} + 36 \frac{d\beta}{dz} \left[8\mathcal{F}_{RRR} \frac{d^2\beta}{dz^2} + \mathcal{F}_{RR} \right] \frac{d^3\beta}{dz^3} -$$

$$-\frac{1}{2} \left[-1152\mathcal{F}_{RRR} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 - 48\mathcal{F}_{RR} \right] \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right)^2 - \frac{1}{2} \left[-96\mathcal{F}_{RR} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 2\mathcal{F}_R \right] \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) -$$

$$-3 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_R + \frac{\mathcal{F}}{2}, \quad (13)$$

$$3 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 = -3 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_R - 3 \frac{d^2\beta}{dz^2} \mathcal{F}_R + \frac{\mathcal{F}}{2} + 72 \frac{d^2\beta}{dz^2} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_{RR} + 18 \frac{d^3\beta}{dz^3} \frac{d\beta}{dz} \mathcal{F}_{RR}, \quad (14)$$

где первое уравнение соответствует (\dot{t}) , (\dot{x}) , (\dot{y}) компонентам уравнения модифицированной теории гравитации, второе уравнение есть (\dot{z}) компонента уравнения модифицированной теории гравитации. Вследствие тождеств Бианки уравнение (13) является следствием уравнения (14). Нам удобнее исследовать последнее уравнение (14) 3-го порядка в силу того, что первые три уравнения (13) являются более сложными уравнениями 4-го порядка.

Скалярная кривизна R в метрике (12):

$$R = \alpha \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 6 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right). \quad (15)$$

Таким образом, из (15) $\mathcal{F}(R)$:

$$\mathcal{F}(R) = -\alpha \left[\left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 6 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) \right]^n. \quad (16)$$

Уравнение (14) после подстановки скалярной кривизны (16) принимает вид:

$$\beta''' - \frac{2(n-2)}{n(n-1)} \beta'^3 - \frac{4n^2 - 7n + 4}{n - n^2} \beta' \beta'' + \frac{1}{n} \frac{\beta''^2}{\beta'} +$$

$$+ (12\beta'^2 + 6\beta'')^{-n} \frac{6\beta'(2\beta'^2 + \beta'')^2}{(n-1)n\alpha} = 0. \quad (17)$$

Далее мы исследуем приближенное поведение решений уравнения (17) в точке $z = 0$. В начале координат, центр доменной стенки для уравнения (17) имеем следующее разложение в ряд Тейлора:

$$\beta[z] = \beta_0 + \gamma z^\delta + \dots \quad (18)$$

где β_0, γ, δ некоторые константы. Чтобы обеспечить регулярность решений в начале координат (в центре доменной стенки) мы собираем все слагаемые уравнения (17) со

степенями $z^{\delta-3}$ и приравниваем их к нулю. Выполнив вышесказанное, получим:

$$\frac{1}{n}(\delta - 1) = (\delta - 2) \quad (19)$$

После несложных вычислений получим условие для δ :

$$\delta = \frac{2n-1}{n-1}. \quad (20)$$

Также, чтобы обеспечить регулярность уравнения (17) необходимо чтобы β'''' было бы конечным при $z \rightarrow 0$, что приводит к $\delta > 3$. Учитывая это условие находим, что решения могут существовать лишь когда n находится в следующем промежутке значений:

$$1 < n < 2. \quad (21)$$

Численное решение уравнения (17) приводит к результатам, приведенным на рисунках 1 и 2, где представлены фазовый портрет для 4-мерной доменной стенки (рис. 1a) и браны в 6-ти мерном пространстве – времени (рис. 1б), что позволяет сравнить полученные результаты с метрикой 5-ти мерной thick brane, рассмотренной в работах [1, 2].

Thick brane в 6-мерном пространстве-времени

В этой работе мы рассматриваем модель thick brane в 6-мерном пространстве – времени. Браны могут быть разделены на тонкие и thick brane. Тонкие браны имеют дельта-подобную локализацию материи на бране [21, 22]. С реалистической точки зрения, брана должна иметь некоторую толщину. Понятие «толщина» браны дает новые возможности и новые проблемы [23]. Брана должна удовлетворять двум главным требованиям: 1) решения должны

быть регулярными и либо асимптотически плоскими, либо иметь de Sitter (анти – de Sitter) асимптотику; 2) обычная материя должна быть локализована на бране. Большинство моделей тонких бран используют скалярные поля в рамках теории гравитации Эйнштейна [23]. Однако, можно было бы ожидать существование брано – подобных решений в вакууме также для некоторых видов модифицированных теорий гравитаций, называемых теориями гравитаций с высшими производными.

Гравитационное действие имеет следующий вид:

$$S = \int d^6x \sqrt{-6g} \left[-\frac{R}{2} + \mathcal{F}(R) \right]. \quad (22)$$

$$\begin{aligned} 2e^{\beta(z)} \left[5 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 2 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) \right] &= 10 \frac{d^4\beta}{dz^4} \mathcal{F}_{RR} + 100 \left(\frac{d^3\beta}{dz^3} \right)^2 \mathcal{F}_{RRR} + \\ + 100 \left(\frac{d\beta}{dz} \right) \left[12 \mathcal{F}_{RRR} \frac{d^2\beta}{dz^2} + \mathcal{F}_{RR} \right] \left(\frac{d^3\beta}{dz^3} \right) &- \\ - \frac{1}{2} \left[-7200 \mathcal{F}_{RRR} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 - 120 \mathcal{F}_{RR} \right] \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right)^2 &- \\ - \frac{1}{2} \left[-480 \mathcal{F}_{RR} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 2 \mathcal{F}_R \right] \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) &- 5 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_R + \frac{\mathcal{F}}{2}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$10 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 = -5 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_R - 5 \frac{d^2\beta}{dz^2} \mathcal{F}_R + \frac{\mathcal{F}}{2} + 300 \frac{d^2\beta}{dz^2} \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 \mathcal{F}_{RR} + 50 \frac{d^3\beta}{dz^3} \frac{d\beta}{dz} \mathcal{F}_{RRR} \quad (25)$$

В нашей работе удобнее исследовать последнее уравнение (25) 3-го порядка в силу того, что первые три уравнения являются уравнениями 4-го порядка.

Метрика (23) имеет следующее выражение для скалярной кривизны R :

$$R = 30 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 10 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right). \quad (26)$$

Таким образом, из $\mathcal{F}(R) = -\alpha R^n$:

$$\mathcal{F}(R) = -\alpha \left[30 \left(\frac{d\beta}{dz} \right)^2 + 10 \left(\frac{d^2\beta}{dz^2} \right) \right]^n. \quad (27)$$

Используя выражение для $\mathcal{F}(R)$ из (27), мы получаем уравнение для метрической функции β :

После вариации гравитационного действия (22) относительно 6-мерного метрического тензора g_{AB} мы получим аналогичные уравнения движения как и в предыдущих задачах (11, 12). Мы остановимся на следующем выборе метрики для thick brane:

$$ds^2 = e^{2\beta(z)} (dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 - dv^2) - dw^2, \quad (23)$$

где функция бега зависит только от пятой координаты z , это означает, что координаты $X = [t, x, y, z, v, w]$. Подставив метрику (23) в формулы (9) и (10) можно получить следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned} \beta''' - \frac{3(n-3)}{n(n-1)} \beta'^3 - \\ - \frac{6n^2 - 10n + 6}{n - n^2} \beta' \beta'' - \frac{1}{n} \frac{\beta''^2}{\beta'} - \\ - (30\beta'^2 + 10\beta'') - n \frac{20\beta'(3\beta'^2 + \beta'')^2}{(n-1)n\alpha} = 0. \end{aligned} \quad (28)$$

Исследуя аналогичным образом приближенное решение уравнений в нуле получим такие же ограничения на n :

$$1 < n < 2, \\ \delta > 3.$$

Численно решая все три уравнения для доменной стенки в 4-мерном пространстве – времени и thick brane в 5 и 6 – мерных пространствах – времени, можно получить фазовые портреты для всех трех моделей с $n =$

$5/3$ (рисунок 1) и график масштабных факторов (рисунок 2). Анализируя графики рисунка 2, можно рассмотреть поведение графиков функций a' , где a – масштабный фактор из уравнений (14), (17), (25).

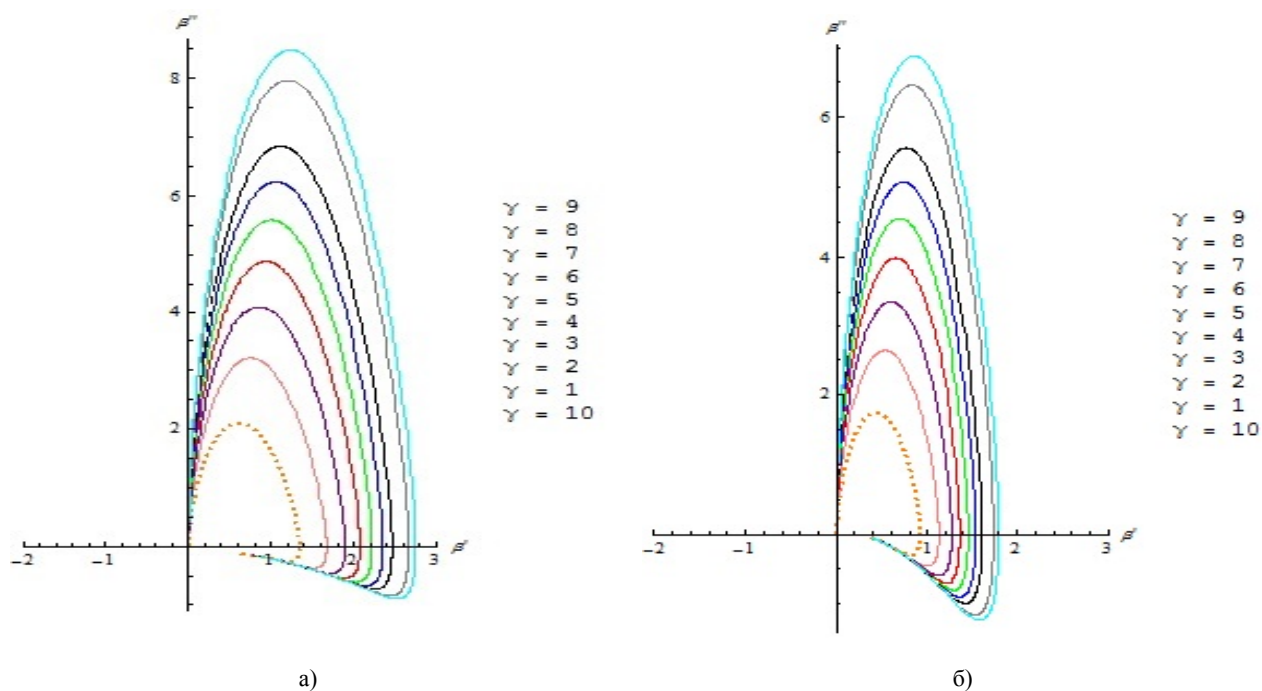


Рисунок 1 – Фазовый портрет для 4-мерной (а) и 6 мерной (б) браны с $n = 5/3$

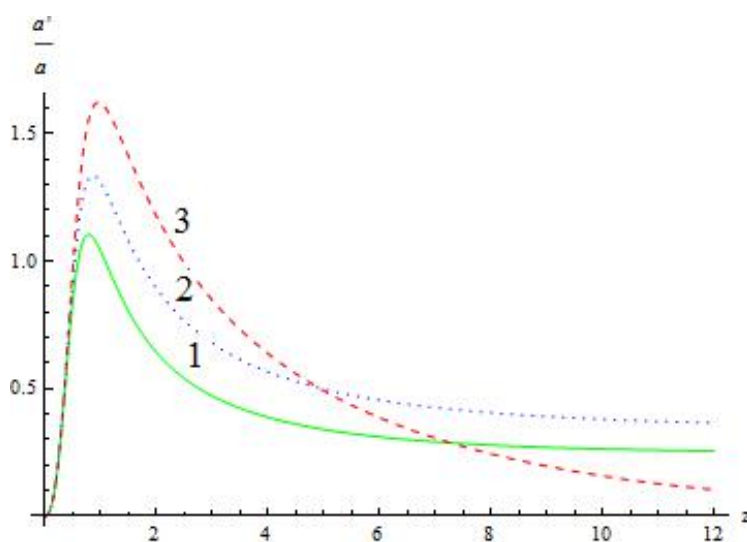


Рисунок 2 – Профиль функции $\frac{a'}{a}$, где $a = e^{\beta(z)}$, $n = \frac{5}{3}$, $\gamma = 2$, $\beta = \frac{7}{2}$;
 1) 6 – мерные браны, 2) 4 – мерные доменные стенки, 3) 5-мерные браны

Заклучение

Таким образом мы исследовали 4-мерные доменные стенки и 6-мерную thick brane в $-\alpha R^n$ гравитации. Были получены регулярные, плоско-симметричные решения в вакууме при определенных значениях параметра n и δ .

Полученные решения представляют большой интерес, так как являются вакуумными решениями, в отличие от аналогичных решений в общей теории относительности.

Авторы выражают благодарность гранту МОН РК, ИРН программы: BR 05236730, в рамках которого выполняется эта работа.

Литература

- 1 Dzhunushaliev V., Kim Sung-Won., Nurtayeva G.K., Protsenko N.A. and Idrissov A. Thick brane solutions in modified theories of gravity // *Recent Contributions to Physics*. – 2018. – Vol. 66, N. 3. – P. 12-20.
- 2 Dzhunushaliev V., Folomeev V., Kleihaus B., and Kunz J. Some thick brane solutions in $f(R)$ gravity // [arXiv:0912.2812]. – 2010.
- 3 Nojiri S., Odintsov S.D. and Tretyakov P.V. Dark energy from modified $f(R)$ -scalar-Gauss-Bonnet gravity // *Phys. Lett.B*. – 2007. – Vol. 651. – P.224 [arXiv:0704.2520].
- 4 De Felice A. and Tsujikawa S. $f(R)$ theories // *Living Rev. Rel.* – 2010. – Vol.13. – P.3; [arXiv:1002.4928 [gr-qc]].
- 5 Sotiriou T.P. and Faraoni V. $f(R)$ theories of gravity // *Rev. Mod. Phys.* – 2010. – Vol. 82. – P.451; [arXiv:0805.1726 [gr-qc]].
- 6 Buchdahl H. A. Non-linear Lagrangians and cosmological theory // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. – 1970. – Vol.150.
- 7 Starobinsky A. A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // *Physics Letters B*. – 1980. – Vol.91. – P.99-102.
- 8 Starobinsky A.A. Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations // *Phys. Lett. B*. – Volume 117, Issues 3–4, 11-1982, P.175-178.
- 9 Starobinsky A.A. The Perturbation Spectrum Evolving from a Nonsingular Initially De-Sitter Cosmology and the Microwave Background Anisotropy // *Sov. Astron. Lett.* – 1983. – Vol.9. –P.302.
- 10 Gurovich V.T. and Starobinsky A.A. Quantum effects and regular cosmological models // *Sov. Phys. JETP B*. – 1979. – Vol. 50. – P.844.
- 11 Starobinsky A.A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // *Phys. Lett.* – 1980. – B 91. – P. 99.
- 12 Valtancoli P. Exactly solvable $f(R)$ inflation // [arXiv:1808.03087]
- 13 Kibble T.W.B. Topology of cosmic domains and strings // *Phys. A: Math. Gen.* – 1976. – Vol.9. – P.1387.
- 14 Capozziello S. Curvature Quintessence // *Int. Journ. Mod. Phys.* – 2002. – D 11. – P.483.
- 15 Capozziello S., Carloni S. and Troisi A. Quintessence without scalar fields // *Recent Res. Devel. Astron. Astrophysics*. – 2003. -Vol. 1.-P.625.
- 16 Folomeev V., Gurovich V. and Tokareva I. Geometric model of Quintessence // *Grav. Cosmol.* – 2006.- Vol.12.-P.163.
- 17 Nojiri S. and Odintsov S. Where new gravitational physics comes from: M-theory // *Phys. Lett.* – 2003. – B 576. – P.5.
- 18 Nojiri S. and Odintsov S.D. The minimal curvature of the universe in modified gravity and conformal anomaly resolution of the instabilities // *Mod. Phys. Lett.* -2004. – A 19. – P.627.
- 19 Nojiri S. and Odintsov S.D. Modified gravity with negative and positive powers of the curvature: unification of the inflation and of the cosmic acceleration // *Phys.Rev.* – 2003. – D 68.-P.123512.
- 20 Nojiri S. and Odintsov S.D. Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy // *ECONF* – 2006. – C 0602061.
- 21 Randall L. and Sundrum R. A Large mass hierarchy from a small extra dimension // *Phys. Rev. Lett.* -1999. –V 83. – P.3370.
- 22 Randall L. and Sundrum R. An alternative to compactification // *Phys. Rev. Lett.* – 1999.-Vol. 83. – P.4690.
- 23 Dzhunushaliev V., Folomeev V. and M. Minamitsuji. Thick brane solutions // arXiv: 0904.1775.
- 24 Sakharov A. D. Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation // *Sov. Phys. Dokl.* – 12. – 1968. P.-1040 // *Dokl. Akad. Nauk.- Ser. Fiz.*– 1967.Vol.177. –P. 70.
- 25 Ruzmaikina T. V. and A. A. Ruzmaikin. Quadratic corrections to the Lagrangian density of the gravitational field and the singularity // *JETP*. – 1970. – Vol. 30. – No. 2. – p. – 372.
- 26 Gurovich V.T. The nonlinear correction in the Lagrangian density of the gravitational field and cosmological solutions with no singularity // *Dokl. Akad. Nauk SSSR*. – 195. – 1970. – 1300 // *Sov. Phys. Dokl.* – 1971. – Vol.15. –P.1105.
- 27 Nariai H. On the removal of initial singularity in a Big-Bang Universe in terms of a renormalized theory of gravitation. Examination of the present status and a new approach // *Prog. Theor. Phys.* – 1971. – Vol.46.- P.433.
- 28 Gurovich V.T. and Starobinsky A.A. Quantum effects and regular cosmological models // *Sov. Phys. JETP*. – 1979.- Vol.50.-P.844.
- 29 Kaluza T. "Zum Unitätsproblem der Physik" Sitzungsberichte Preußische Akademie der Wissenschaften 966–972 (1921) <https://archive.org/details/sitzungsberichte1921preussi>.
- 30 Vilenkin A., Gravitational Field of Vacuum Domain Walls and Strings // *Phys. Rev. D*. – 1981. – Vol. 23. – P.852.
- 31 Natsuki Watanabe. Domain wall in $f(R)$ gravity // [arXiv:1203.5425 [physics.atom-ph]].

References

- 1 V. Dzhunushaliev, Kim Sung-Won., G.K. Nurtayeva, N.A. Protsenko, and A. Idrissov, *Rec.Contr.Phys.* 66 (3), 12-20 (2018)
- 2 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, B. Kleihaus and J. Kunz, [arXiv: 0912.2812](https://arxiv.org/abs/0912.2812).
- 3 S. Nojiri, S.D. Odintsov and P.V.Tretyakov, *Phys. Lett. B* 651, 224 (2007).
- 4 A. De Felice and S. Tsujikawa, *Living Rev. Rel.* 13, 3 (2010). [arXiv:1002.4928](https://arxiv.org/abs/1002.4928) .
- 5 T.P. Sotiriou and V. Faraoni, *Rev. Mod. Phys.* 82, 451(2010). [arXiv:0805.1726](https://arxiv.org/abs/0805.1726) .
- 6 H. A. Buchdahl, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 150, 1 (1970).
- 7 A.A. Starobinsky, *Phys.Lett. B* 91, 99 (1980). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(80\)90670-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(80)90670-X).
- 8 A.A. Starobinsky, *Phys.Lett. B.* (1982). [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(82\)90541-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(82)90541-X).
- 9 A.A. Starobinsky, *Soviet Astronomy Lett.*, 9, 302-304 (1983).
- 10 V.T. Gurovich and A.A. Starobinsky, *Sov.Phys. JETP* 50, 844 (1979).
- 11 H. Motohashi, A.A. Starobinsky, [arXiv:1704.08188](https://arxiv.org/abs/1704.08188)
- 12 P. Valtancoli, [arXiv:1808.03087](https://arxiv.org/abs/1808.03087)
- 13 T.W.B.Kibble, *Journal of Physics A: Mathematical and General*, 9 (8), 1387-1398 (1976).
- 14 S. Capozziello, *Int. Journ. Mod. Phys. D* 11. 483 (2002). DOI: 10.1142/S0218271802002025.
- 15 S. Capozziello, S. Carloni and A. Troisi, *Recent Res. Devel. Astron.Astrophysics*, 1, 625 (2003).
- 16 V. Folomeev, V. Gurovich, and I.Tokareva, *Grav. Cosmol.* 12. 163 (2006).
- 17 S. Nojiri and S. Odintsov, *Phys. Lett. B* 576, 5 (2003).
- 18 S. Nojiri and S.D. Odintsov, *Mod. Phys. Lett. A* 19, 627 (2004).
- 19 S. Nojiri and S. Odintsov, *Phys.Rev. D* 68 123512 (2003).
- 20 S. Nojiri and S.D. Odintsov, *ECONF C* 0602061 (2006).
- 21 L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83, 3370 (1999).
- 22 L. Randall and R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* 83, 4690 (1999).
- 23 V. Dzhunushaliev, V. Folomeev, and M. Minamitsuji, *Thick brane solutions*. [arXiv: 0904.1775](https://arxiv.org/abs/0904.1775).
- 24 A.D. Sakharov, *Sov. Phys. Dokl.*, 12 (1968) 1040 *Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz.*, 177. 70. (1967).
- 25 T. V. Ruzmaikina, A. A. Ruzmaikin, *JETP*, 30, 372 (1970).
- 26 V.T. Gurovich, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* 195 (1970) 1300, *Sov. Phys. Dokl.* 15. 1105. (1971).
- 27 H. Nariai, *Prog. Theor. Phys. (Kyoto)* 46, 433 (1971).
- 28 V.T. Gurovich and A.A. Starobinsky, *Sov. Phys.*, *JETP*, 50, (1979).
- 29 T. Kaluza. *Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss. Berlin. (Math. Phys.):* 966–972. (1921).
e-Print: [arXiv:1803.08616](https://arxiv.org/abs/1803.08616) physics.hist-ph
- 30 A. Vilenkin, *Phys. Rev. D* 23, 852 (1981).
- 31 Natsuki Watanabe, [arXiv:1203.5425](https://arxiv.org/abs/1203.5425).