

На правах рукописи

АСТАШЕНОК Артем Валерьевич

КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ
И ИХ ПРИЛОЖЕНИЯ

Специальность: 01.04.02 - теоретическая физика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва
2017

Работа выполнена на кафедре физики ФГАОУ ВО «Балтийский федеральный университет им. И. Канта»

Научный консультант:

доктор физико-математических наук, профессор **Юров Артем Валерианович**, директор института физико-математических наук и информационных технологий ФГАОУ ВО «Балтийский федеральный университет им. И. Канта»

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук **Каменщик Александр Юрьевич**, старший научный сотрудник ФГБУН «Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау» РАН

доктор физико-математических наук **Вернов Сергей Юрьевич**, старший научный сотрудник отдела теоретической физики высоких энергий Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В. Скобельцына ФГБОУ ВО «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова»

доктор физико-математических наук, доцент **Макаренко Андрей Николаевич**, первый проректор ФГБОУ ВО «Томский государственный педагогический университет»

Ведущая организация:

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

Защита состоится «8» июня 2017 г. в 15 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.203.34 в Российском университете дружбы народов по адресу: 117923, г. Москва, ул. Орджоникидзе, д. 3, ауд. 110.

С диссертацией можно ознакомиться в УНИБЦ РУДН по адресу: 117198, г. Москва, ул. Миклухо-Маклая, д. 6.

Автореферат разослан «___» _____ 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета
к.ф.-м.н., доцент

_____ Попова В.А.

Актуальность темы. Открытие ускоренного расширения Вселенной привело к бурному развитию космологии в последние 15 лет и появлению новых идей, новых загадок и их возможных решений. Проблему ускоренного расширения Вселенной можно решить, если предположить, что Вселенная заполнена нестандартной космической “идеальной жидкостью” с отрицательным давлением. Эта жидкость не кластеризуется во Вселенной в какую-либо крупномасштабную структуру. В простейшем случае эта темная энергия может быть описана как ненулевая космологическая постоянная Эйнштейна. Плотность энергии вакуума составляет порядка 70% общей плотности энергии во Вселенной. Оставшаяся часть (30%), кластеризованная в галактики и скопления галактик, состоит из барионной материи (4%) и холодной темной материи (Cold Dark Matter - CDM), которая может состоять из так называемых WIMPs (Weakly Interacted Massive Particles - слабо взаимодействующие массивные частицы), аксионов или других неизвестных частиц. Темная энергия, которая призвана объяснить феномен ускоренного расширения Вселенной, должна иметь сильное отрицательное давление, приводящее к “антитяготению” и, следовательно, ускоренному разбеганию звезд и галактик друг от друга.

Несмотря на удовлетворительное согласие с данными наблюдений, в Λ CDM-модели имеются проблемы фундаментального характера. Прежде всего это так называемая загадка космологической постоянной. В первоначальной постановке эта проблема заключалась в гигантской (на 120 порядков) разнице, существующей между значением космологической постоянной, предсказываемым квантовой теорией поля, и экспериментально наблюдаемой величиной. Особую остроту проблеме придавала необходимость изначальной тонкой настройки для значения вакуумной энергии ρ_{vac} в теории ранней вселенной при наличии последовательности фазовых переходов.

Одним из способов решения данной проблемы является использование антропного принципа. Верхняя граница для значения эффективной величины космологической постоянной:

$$\Lambda_{max} < 5000\Lambda_0,$$

где Λ_0 - наблюдаемая величина. При большем значении космологической постоянной космологическое ускорение будет столь велико, что оно воспрепятствует образованию наблюдаемой крупномасштабной структуры, то есть в такой вселенной просто не может появиться никаких наблюдателей.

С другой стороны, антропные объяснения такого рода совпадений могут быть осмысленными только в рамках мультиверса. Концепция мультиверса предполагает, что вселенная представляет из себя набор очень большого (или бесконечного) числа областей, в которых величина космологической постоянной (как и других параметров) принимают все возможные значения. Если дополнить эту картину принципом отбора, например, принципом типичности, то антропный принцип действительно становится эффективным инструментом. Иногда его эффективность рассматривают даже как свидетельство существования мультиверса. Однако, факт существования мультиверса непосредственно вы-

водится из самых общих предположений в рамках теории вечной инфляции или теории струн, то есть без использования рассуждений, основанных на антропном принципе.

В рамках модели мультиверса можно оценивать только вероятность наблюдения того или иного события. Эта вероятность пропорциональна числу наблюдателей в данной области мультиверса. Для большей точности можно полагать, что существование наблюдателей эквивалентно производству энтропии. Такая трактовка основана на естественной идее, что каждое наблюдение приводит к росту энтропии, и полное усредненное число наблюдений будет пропорционально количеству энтропии материи, произведенной в рассматриваемой области. Ряд вычислений, основанных на применении антропного принципа, приводит к парадоксальному выводу: вероятность обнаружить себя в области с ненулевым значением Λ в точности равна нулю! Это связано с тем, что доля наблюдений, осуществленных во вселенных с $\Lambda \neq 0$, оказывается равной нулю в отличие от наблюдений, реализованных во вселенных с нулевым значением вакуумной энергии $\Lambda = 0$. Эту проблему можно назвать “инфракрасной расходимостью” в теории космологической меры. На этом основании ряд авторов делает заключение об ограниченных возможностях и даже, возможно, о несостоятельности антропного принципа.

В диссертационной работе дается обзор точных результатов, приводящих к инфракрасной расходимости в теории космологической меры. Показано, что эти результаты не приводят к противоречию, если использовать антропный принцип для объяснения измеренной величины Λ , а не для предсказания этой величины. Также показано, что использование так называемого аргумента “последнего дня” при вычислении байесовских вероятностей помогает избежать проблемы инфракрасной расходимости и тем самым возвращает антропному принципу его предсказательную силу.

Согласно последним данным астрономических наблюдений, неопределенность в знании значения параметра состояния для темной энергии w_D

$$w_D = p_D/\rho_D < 0,$$

где ρ_D - плотность темной энергии, p_D - давление, все еще достаточно велика для того, чтобы понять, какой из трех случаев реализуется в нашей Вселенной, $w < -1$, $w = -1$ или $w > -1$: $w = -1.04_{-0.10}^{+0.09}$. Хотя ряд независимых друг от друга наблюдений и свидетельствуют в пользу Λ CDM-модели, но погрешности измерений все же достаточно велики, чтобы можно было заведомо отсеять альтернативные космологические модели.

Если $w < -1$ (фантомная темная энергия), то мы сталкиваемся с наиболее интересным и наименее понятным с теоретической точки зрения случаем. Для фантомного поля происходит нарушение всех четырех энергетических условий. Некоторые данные наблюдений могут быть проинтерпретированы как указание на фантомизацию (или дефантомизацию) в близком будущем или прошлом.

Дополнительный интерес к моделям с фантомными полями связан с тем, что фантомной поле может приводить к сингулярности “большого разрыва”. Теоретически масштаб-

ный фактор во вселенной, заполненной фантомным полем, может достигнуть бесконечного значения за конечное время (большой разрыв). Были предложены несколько способов решения проблемы сингулярности большого разрыва: 1) рассматривать фантомное ускорение как переходный феномен, такое возможно для ряда скалярных потенциалов; 2) учесть квантовые эффекты, которые могут помешать достижению финальной сингулярности; 3) модифицировать теорию тяготения таким образом, чтобы в новой теории сингулярностей не возникало, но описывались бы данные наблюдений; 4) ввести особое взаимодействие между темной энергией и материей или использовать специальную форму для уравнения состояния темной энергии.

Математический анализ показывает, что условие $w < -1$ недостаточно для возникновения сингулярности в конечном будущем. Во-первых, возможно, что фантомное ускорение является лишь переходным феноменом. Во-вторых, можно построить модели, в которых параметр состояния w асимптотически стремится к -1 , и плотность энергии возрастает со временем, но нет сингулярности в конечном будущем.

Конечно, наиболее очевидным является случай, при котором скорость расширения Вселенной стремится к постоянной величине (асимптотическое пространство-время де Ситтера). Интересная ситуация связана с космологией “малого разрыва”, в которой скорость расширения стремится к бесконечности при $t \rightarrow \infty$. Ключевым моментом заключается в том, что, если параметр состояния w стремится к -1 достаточно быстро, то возможна космологическая модель, в которой сингулярность достигается за бесконечное время, то есть сингулярность эффективно не возникает.

Тем не менее, даже в случае космологической модели “малого разрыва” происходит разрушение структур (галактических кластеров, галактик и т.п.) подобно тому, как это происходит и до достижения сингулярности большого разрыва. Это разрушение происходит за конечное время.

Более всего интересны модели, которые приводят к стабильной эволюции в течение долгого времени, до того, как начинается разрушение гравитационно связанных структур из-за “малого разрыва”, или имеет место сингулярность при конечном значении масштабного фактора. Этот вопрос в диссертационной работе проанализирован с точки зрения уравнения состояния для темной энергии и соответствующего описания в рамках скалярно-тензорной теории. Рассмотренные космологические модели подробно проанализированы на предмет соответствия данным астрофизических наблюдений.

Одним из вариантов объяснения ускоренного расширения Вселенной является космологический сценарий мира на бране. Впервые он был предложен более десяти лет назад и привлек много внимания.

При рассмотрении инфляции на бране важен анализ решений для скалярного поля с потенциалом самодействия. Существует множество работ, посвященных этому вопросу. В диссертационной работе представлен метод суперпотенциала для построения точных решений космологических уравнений.

Открытие ускоренного расширения Вселенной способствовало также и развитию интереса к модифицированным теориям тяготения. Эти теории привлекательны по нескольким причинам. Известно, что одной из проблем общей теории относительности является загадка начальной сингулярности в космологических моделях.

Начальной сингулярности можно избежать в рамках несингулярных космологических моделей с отскоком. Ключевая особенность таких моделей состоит в том, что необходимо модифицировать стандартное действие Эйнштейна-Гильберта. В диссертационной работе рассмотрены модели $f(T)$ -гравитации. В рамках $f(T)$ -гравитации может эффективно нарушаться нулевое энергетическое условие и, таким образом, можно получить космологические модели с ускоренным расширением, но без “темной энергии”, и модели с “отскоком” в ранней Вселенной или в будущем. Одним из преимуществ $f(T)$ -гравитации является то, что при определенных условиях космологические модели на ее основе могут быть свободными от сингулярностей.

В рамках модифицированных теорий тяготения можно также объединить наблюдаемое ускоренное расширение с раннюю инфляцию, то есть описать эволюцию Вселенной в едином ключе. Также показано, что такие теории могут объяснять данные по сверхновым типа Ia и анизотропии реликтового фона.

Однако, данный подход нуждается в дополнительных обоснованиях для того, чтобы быть принятым или отвергнутым. Не исключено, что исследование режима сильного гравитационного поля для релятивистских астрофизических объектов может ответить на вопрос о том, описывается ли гравитация теорией Эйнштейна или одной из ее модифицированных версий. Построение моделей релятивистских звезд в рамках модифицированной гравитации может иметь интересные приложения. Если удастся получить в теории новые виды компактных объектов, то их возможное обнаружение будет аргументом в пользу модифицированной гравитации. Режим сильного поля может быть рассмотрен в предположении, что общая теория относительности описывает тяготение в пределе слабого поля. Стабильность звезд может зависеть и от выбора уравнения состояния материи при высоких плотностях. В диссертационной работе подробно исследованы реалистичные модели нейтронных звезд в модифицированных теориях тяготения и указаны возможные способы тестирования таких теорий на астрофизических масштабах.

Таким образом, открытие ускоренного расширения Вселенной способствовало современному развитию космофизики - науке, возникшей на стыке космологии, астрофизики и физики элементарных частиц в 80-е гг. прошлого столетия. Этим обусловлена актуальность диссертационной работы, которая посвящена космологическим моделям ускоренного расширения Вселенной и их приложениям к проблемам космологической постоянной, сингулярностей, теории космологической меры и астрофизике компактных релятивистских объектов.

Основные задачи. Основные задачи диссертационной работы состояли в следующем:

1. Изучение возможности получения решений космологических уравнений на бране

Рэндалл-Сандрум, содержащих инфляцию и выход из нее без точной настройки параметров.

2. Исследование проблемы так называемой “инфракрасной расходимости” в физике космологической постоянной и оценка оптимального значения космологической постоянной в мультиверсе с помощью антропного принципа.

3. Исследование проблемы космологической постоянной с математической точки зрения; нахождение условий на эволюцию Вселенной таких, что возникает дискретный спектр для значений космологической постоянной.

4. Исследование космологических моделей темной энергии в космологии Эйнштейна-Фридмана и на бране Рэндалл-Сандрум, приводящих к различным сценариям эволюции Вселенной, включая “малый разрыв”, “псевдо-разрыв” и сингулярности различных типов (большой разрыв, big freeze, сингулярности типа sudden future); определение параметров этих моделей при помощи анализа данных астрофизических наблюдений по сверхновым типа Ia, барионным акустическим осцилляциям, зависимости параметра Хаббла от красного смещений, росту флуктуаций плотности материи.

5. Исследование проблемы крупномасштабных квантовых флуктуаций в космологических моделях с фантомной темной энергией; поиск таких моделей фантомной темной энергии, в которых этой проблемы не возникает.

6. Изучение эффективных моделей темной энергии в $f(T)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации; разработка реконструкционной схемы для модифицированной гравитации при заданной динамике масштабного фактора.

7. Исследование астрофизических следствий моделей модифицированной гравитации, предложенных для объяснения ускоренного расширения Вселенной: построение реалистичных моделей релятивистских компактных звезд, в т.ч. магнетаров.

Научная новизна и положения, выносимые на защиту. В диссертационной работе получены следующие результаты:

1. Анализ решений космологических уравнений на бране Рэндалл-Сандрум, полученных с помощью метода суперпотенциала, показал, что эти решения демонстрируют наличие инфляционных фаз при самых общих предположениях. Выход из инфляции возможен для весьма общих требований к эволюции скалярного поля. Удалось построить решения, в которых ускоренное расширение происходит в течение конечного времени, а также модели, в которых расширение с ускорением имеет место до некоторого момента времени.

2. Предложены возможные решения проблемы “инфракрасной расходимости” в физике космологической постоянной. Во-первых, показано, что проблема инфракрасной расходимости возникает только на стадии предсказания величины, но не появляется на стадии объяснения. Во-вторых, проблема не возникает, если априорные вероятности задавать с использованием убегающей меры Линде-Ванчурина, а вероятности вычислять при помощи аргумента “последнего дня”. Во-вторых, проблема не возникает, если вероятности рассчитывать по способу, предложенному ранее Д. Пэйджем (усреднение по четырехмерному

объему).

3. Показано, что значение космологической постоянной может принимать единственное значение, если задать определенные условия на космологическую эволюцию Вселенной. Эти условия включают в себя, в частности, реализацию сингулярности типа sudden future в будущем.

4. Подробно проанализированы модели фантомной энергии с различными вариантами эволюции в космологии Эйнштейна-Фридмана и на бране Рэндалл-Сандрум; определены допустимые диапазоны параметров таковых моделей из сравнения их с данными наблюдений. Модели с сингулярностями в конечном будущем могут с приемлемой точностью описывать данные космологических наблюдений. Более того, такие модели могут приводить к стабильной динамике расширения Вселенной в течение миллиардов лет до наступления мягкой сингулярности или до разрушения гравитационно связанных структур.

5. Рассмотрена проблема крупномасштабных квантовых флуктуаций в космологических моделях фантомной энергии с малым и большим разрывом. Определен класс моделей, которые удовлетворяют данным астрофизических наблюдений с приемлемой точностью и свободны от доминирования квантовых флуктуаций над обычными наблюдателями.

6. Изучены эффективные модели темной энергии с различной эволюцией в будущем в $f(T)$ - и миметической $f(\mathcal{G})$ -гравитации и рассмотрены возможные механизмы устранения финальных сингулярностей в $F(T)$ -теории.

7. Подробно изучены реалистичные модели нейтронных звезд в простых моделях $f(R)$ -гравитации. Показано, что может возникать вторая “ветвь” стабильных звезд, более компактных по сравнению со звездами в общей теории относительности. Установлено, что в рамках $f(R)$ -гравитации могут одновременно существовать звезды с массами $\sim 2M_{\odot}$ и стабильные компактные звезды с радиусами $R \sim 9 - 9.5$ км и массами $\sim 1.7M_{\odot}$. В $f(R)$ -гравитации с кубическим слагаемым по кривизне некоторые уравнения состояния, исключаемые наблюдательными ограничениями в ОТО, дают приемлемый верхний предел массы и реалистичное описание соотношения между массой и радиусом нейтронных звезд. Это может иметь значение в свете того, что многие реалистичные уравнения состояния с гиперонами не дают требуемого наблюдениями предела $\sim 2M_{\odot}$. В случае магнетаров для простой модели гравитации с $f(R) = R + \alpha R^2$ могут существовать также более компактные звезды с экстремально большими магнитными полями (6×10^{18} Гс по сравнению с 4×10^{18} Гс в ОТО) в центре звезды.

8. Изучены реалистичные модели кварковых звезд в непертурбативной $f(R)$ -гравитации с $f(R) = R + \alpha R^2$. Для удаленного наблюдателя гравитационная масса звезды возрастает с увеличением α ($\alpha > 0$). Рассматривая $f(R)$ -гравитацию непосредственно, можно сказать, что увеличение массы происходит благодаря появлению “гравитационной сферы” вокруг звезды с некоторой эффективной массой. В скалярно-тензорной теории в конформной калибровке возникает дилатонная сфера вне звезды, но ее вклад в гравита-

ционную массу, измеряемую удаленным наблюдателем, незначителен.

Научная и практическая ценность. Результаты диссертации могут иметь важное значение при построении космологических моделей, описывающих инфляцию на бране Рэндалл-Сандрум и выход из нее (глава 1). Основное достоинство метода линеаризации, предложенного в работе, состоит в том, что он безо всякой тонкой настройки параметров приводит к решениям, содержащим инфляцию и выход из нее.

Результаты, полученные в главе 2, могут свидетельствовать в пользу того, что правильным выбором космологической меры при расчете вероятностей в мультиверсе следует считать предложенное Д. Пэйджем усреднение вероятностей по четырехмерному объему пространства-времени. Наконец, интерпретация величины космологической постоянной как собственного значения задачи Штурма-Лиувилля интересна тем, что позволяет решить проблему энергии вакуума без обращения к антропному принципу.

Результаты главы 3 и 4 представляют интерес с точки зрения анализа космологических моделей темной энергии на предмет соответствия данным астрофизическим наблюдений.

Предложенные в главе 5 методы анализа космологических моделей в рамках $f(R)$ - и $f(\mathcal{G})$ -теорий тяготения могут иметь важное значение при построении космологических моделей, описывающих ускоренное расширение Вселенной без “темных” компонент.

Представленные в главе 6 результаты интересны тем, что могут указывать на возможное решение так называемой “гиперонной загадки” в физике нейтронных звезд в рамках модифицированной гравитации. Также проведенный анализ позволяет, в принципе, при увеличении точности данных наблюдений (и их объема) ответить на вопрос, описывается ли реальное тяготение теорией Эйнштейна или необходимо использовать модифицированную теорию тяготения для сильных полей. Таким образом, результаты последней главы могут иметь важное значение при тестировании модифицированных теорий тяготения.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. Российская школа-семинар по современным проблемам гравитации и космологии GRACOS-2007 (Татарский государственный гуманитарно-педагогический университет, Казань, Россия, 10 - 16 сентября 2007 г.).

2. Международная конференция “Problems of Practical Cosmology” (Российской географическое общество, С.-Петербург, Россия, 23 - 27 июня 2008 г.).

3. 13-я Российская гравитационная конференция - международная конференция по гравитации, космологии и астрофизике RUSGRAV-13 (Российский университет дружбы народов, Москва, Россия, 23 - 28 июня 2008 г.).

4. II Российско-Испанский конгресс по космологии и физике ядра и элементарных частиц (Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия, 1 - 4 октября 2013 г.).

5. IX Фридмановский семинар (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, С.-Петербург, Россия, 22 - 26 июня 2015 г.).

6. II Международная школа-семинар по гравитации, астрофизике и космологии “Петровские чтения” (Казанский федеральный университет, Казань, Россия, 5 - 10 декабря 2016 г.).

Результаты также докладывались и обсуждались на семинаре кафедры физики (БФУ им. И. Канта, Калининград, Россия, 2012-2015) и семинарах в Институте космических исследований (Барселона, Испания, 2012, 2013).

Результаты диссертационной работы проходили экспертную оценку в реализованных проектах:

1) Грант РФФИ 08-02-91307-ИНД_а “Космология мира на бране с квинтэссенцией, фантомными полями, темной материей и темной энергией, которые эффективно описываются нелинейной сигма-моделью” (2008-2009 гг.)

2) Государственное задание в рамках НИР 2.2529.2011 “Квантовая природа тёмной энергии и физика элементарных частиц” (2011-2013 гг.)

3) Государственное задание в рамках НИР 2058/60 “Теории модифицированной гравитации как альтернатива общей теории относительности” (2014-2016 гг.)

4) Грант РФФИ 14-02-31100 мол_а “Космологические модели эволюции Вселенной в рамках общей теории относительности и теорий модифицированной гравитации” (2014-2015 гг.)

Публикации. Основное содержание диссертации изложено в 26 публикациях, из них 22 статьи опубликованы в изданиях, включенных в список ВАК РФ, 1 статья - в Вестнике РГУ им. И. Канта, 3 статьи - в сборниках трудов международных конференций (AIP Conf. Proc., Int. J. Mod. Phys.: Conf. Series).

Структура работы. Работа состоит из введения, шести глав, заключения и списка цитируемой литературы (346 наименований), содержит 56 рисунков и 25 таблиц. Общий объем диссертации - 269 страниц.

Основное содержание работы. Во *Введении* отражены актуальность проблемы, цель исследования, основные положения, выносимые на защиту, показана их новизна и практическая значимость.

В главе 1 дана формулировка процедуры линеаризации в случае космологии Эйнштейна-Фридмана и на бране, то есть сведения космологических уравнений к уравнению Шредингера для масштабного фактора. Оказывается, в этом случае могут возникать решения, описывающие несколько инфляционных стадий. Пример решения с выходом из стадии ускоренного расширения рассмотрен в разделе 1.2. Раздел 1.3 посвящен описанию линеаризационной процедуры для космологических уравнений на бране Рэндалл-Сандрум.

Для браны Рэндалл-Сандрум в случае нулевой кривизны космологические уравнения имеют вид:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \frac{\rho}{3} \left(1 + \frac{\rho}{2\lambda_b} \right), \quad (1)$$

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p).$$

Здесь a - масштабный фактор, ρ и p - плотность и давление, λ_b - натяжение на бране. Для Вселенной, в которой доминирует скалярное поле ϕ , уравнение для ϕ можно привести к форме, формально совпадающей с приближением медленного скатывания

$$3HU = -W'_\phi, \quad H = \frac{\dot{a}}{a},$$

где W - суперпотенциал, $W = V + U^2/2$, $U(\phi) = \dot{\phi}$. Первое уравнение Фрийдмана на бране можно переписать в терминах суперпотенциала W как

$$H^2 = \frac{1}{3M_p^2} W \left(1 + \frac{W}{2\lambda_b} \right),$$

Рассматривая случай $H > 0$ и подставляя второе уравнение в первое, можно получить

$$\frac{\sqrt{3}}{M_p} U(\phi) \sqrt{W \left(1 + \frac{W}{2\lambda_b} \right)} = -W'_\phi.$$

Это уравнение является ключевым. Для данного $W(\phi)$ как функции скалярного поля можно определить зависимость скалярного поля от времени. Можно также определить $U(\phi)$ как функцию скалярного поля. Примеры приведены в разделе 1.4. В этом случае интегрирование последнего уравнения через разделение W и ϕ приводит к представлению суперпотенциала и параметра Хаббла в квадратурах.

Раздел 1.5 посвящен анализу решений, получающихся для задаваемой эволюции скалярного поля как функции времени. Решения демонстрируют наличие инфляционных фаз при самых общих предположениях и в ряде случаев выход из них. Анализ показывает, что возможны следующие варианты космологической эволюции:

(i) ускоренное расширение начинается в некоторый момент времени и продолжается бесконечно долго (логарифмическая эволюция скалярного поля). В принципе, наблюдаемое ускорение может описываться этим случаем.

(ii) ускоренное расширение имеем место до некоторого момента времени $t < t_f$, когда начинается замедление (степенная и экспоненциальная эволюция скалярного поля). Эти решения могут описывать инфляцию в начале космологической эволюции и выход из нее.

(iii) ускоренное расширение вселенной происходит в течение некоторого интервала. Интерпретация этих решений очевидна: мы имеем возможный выход из инфляции или нынешнее ускоренное расширение.

Глава 2 посвящена различным аспектам проблемы космологической постоянной. "Инфракрасная расходимость" в теории космологической постоянной рассмотрена в

разделе 2.1. Вероятность P_Λ обнаружить себя во вселенной с определенным значением вакуумной энергии можно определить как произведение

$$P_\Lambda = \bar{P}(\Lambda)f(\Lambda) \sim \bar{P}(\Lambda)N(\Lambda), \quad (2)$$

где функция $\bar{P}(\Lambda)$ задает априорное распределение вероятностей (относительная распространенность в мультиверсе вселенных с различными значениями Λ), а $f(\Lambda)$ - антропный фактор, пропорциональный полному числу наблюдателей $N(\Lambda)$ в данной части мультиверса за все время ее существования. Полное число наблюдателей очевидным образом связано со скоростью образования звезд во вселенной, которая может быть оценена из астрофизических соображений.

Для $N(\Lambda)$ имеем выражение:

$$N(\Lambda) \sim \int_0^{t_c} \dot{n}(t)V_c(t)dt, \quad (3)$$

где $\dot{n}(t)$ - скорость образования звезд в единице сопутствующего объема V_c , t_c - момент времени, соответствующий коллапсу.

Из уравнений Фридмана для случая нулевой кривизны нетрудно получить зависимость масштабного фактора от времени для Вселенной, заполненной материей и ненулевой космологической постоянной $\Lambda > 0$:

$$a(t) = At_\Lambda^{2/3} \sinh^{2/3}(3t/2t_\Lambda), \quad (4)$$

где обозначено $t_\Lambda = \sqrt{3/\Lambda}$, а A - некоторая константа. Для решения (4) имеем выражение для сопутствующего объема:

$$V_c(t) = \frac{4\pi}{3} \left(\int_t^\infty \frac{dt}{a(t)} \right)^3 = \frac{4\pi T}{3} \left(\int_\tau^\infty \frac{d\tau}{\sinh^{2/3}(\tau)} \right)^3 \quad (5)$$

Антропный фактор будет тем больше, чем меньше значение космологической постоянной. Итоговый результат для $P(\Lambda)$ в выражении (2) определится выбранной функцией априорного распределения $\bar{P}(\Lambda)$. Если считать, что для интервала допустимых с точки зрения антропного принципа значений космологической постоянной вероятность $\bar{P}(\Lambda)$ возрастает с ростом космологической постоянной Λ , то вероятность обнаружить себя во вселенной с определенным значением вакуумной энергии будет достигать максимума при определенном ее значении.

Проблема возникает, однако, если космологическая постоянная равна нулю, тогда объем $V_c \rightarrow \infty$ при любом значении t . Из (3) следует, что антропный фактор в этом случае $N(0) \rightarrow \infty$, поэтому мы с необходимостью должны обнаружить себя во вселенной с $\Lambda = 0$.

Оказывается, проблема разрешается, если использовать антропный принцип для объяснения измеренной величины Λ , а не для ее предсказания. В разделе 2.2 продемонстрировано, что предсказательная сила антропного принципа сохраняется, если вероятность

обнаружить себя во вселенной с заданным значением космологической постоянной определяется как условная вероятность найти себя в той или иной вселенной при условии информационного содержания, что это наблюдение является M_0 -м наблюдением, реализованным в данной области мультиверса за время существования данной области, то есть за 13.7 млрд. лет.

В следующем разделе исследуется космологическая мера, предложенная Д. Пэйджем, для вычисления вероятностей найти себя во Вселенной с определенным значением космологической постоянной. Согласно допущению Д. Пейджа, вероятности пропорциональны доле четырехмерного объема пространства-времени, занимаемой множеством точек, в которых случается данное событие. Последняя величина пропорциональна числу наблюдателей в единице четырехмерного объема пространства-времени, то есть числу наблюдений события в единице пространственного объема за единицу времени. Таким образом, надо сравнивать “плотности” наблюдателей, а не их количество. Вычисления показывают, что в этом случае “инфракрасная расходимость” устраняется. Более того, согласно вычислениям, наблюдаемая величина вакуумной энергии лежит в приемлемом диапазоне с точки зрения критерия типичности.

В разделах 2.4 - 2.6 описан математический подход к проблеме космологической постоянной без обращения к антропному принципу.

Для вселенной, заполненной положительной вакуумной энергией с плотностью $\rho_\Lambda = \lambda^2$ и полями материи с плотностью $\rho_M(t)$ космологические уравнения Эйнштейна-Фридмана имеют вид

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} = \rho - \frac{k}{a^2},$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{1}{2}(\rho + 3p).$$

Второе уравнение можно переписать в виде

$$\frac{d^2\psi}{dt^2} = (U(t) - E)\psi,$$

где $\psi = a$, $E = -\lambda^2 < 0$, величина $U = -(\rho_M + 3p_M)/2$ “квантовомеханический потенциал”. Заметим, что если сильное энергетическое условие выполнено, то квантовомеханический потенциал $U < 0$.

Данное уравнение можно рассматривать как задачу Штурма-Лиувилля, а величину E - как спектральный параметр. Очевидно, что если бы явный вид $U = U(t)$ и ОГУ были бы нам известны, допустимые значения E можно было бы найти. Например, предположим, что $U(t)$ всюду дифференцируемая отрицательная функция, достаточно быстро стремящаяся к нулю при $|t| \rightarrow \infty$. В этом случае, отрицательные допустимые значения E (то есть допустимые положительные значения космологической постоянной) образовывали бы дискретный спектр, а масштабный фактор принадлежал бы классу интегрируемых с

квадратом функций. Однако, следует понимать, что такой подход к уравнениям Фридмана, использующий решения, физически осмысленные в контексте квантовой механики, может приводить к необычным и даже нефизичным решениям в космологии.

Для заданных граничных условий решение данного уравнения позволяет, в принципе, при выбранном потенциале $U(t)$ определить спектр разрешенных значений λ , что фактически даст допустимые значения космологической постоянной при заданном поведении плотности и давления материи.

Данные о “квантовомеханическом потенциале” материи могут быть, в принципе, извлечены из физики элементарных частиц. Сложнее обстоит дело с “граничными условиями”. Для того, чтобы определить возможные значения вакуумной энергии, необходимо использовать предположения о характере будущей эволюции вселенной.

Если эволюция вселенной не содержит сингулярностей масштабного фактора, то положительные значения λ образуют дискретный спектр, а функции $\psi(t)$ лежат в L^2 . Такое поведение “волновой функции” описывает вселенную, которая существует бесконечно долго, сначала расширяясь, а потом сжимаясь. Конечно, наша Вселенная является иной.

Наиболее интересным является случай, когда потенциал $U(t)$ задан в виде асимметричной ямы. Если произвести предельный переход, соответствующий увеличению глубины ямы при и ее сужению так, что ее площадь остается постоянной, то значение космологической постоянной является единственным.

В главе 3 рассмотрены модели темной энергии с различными вариантами космологической эволюции. Сначала дается краткое введение в теоретические модели темной энергии. В разделе 3.1 изложен общий метод построения моделей темной энергии и представлена их классификация.

Для давления темной энергии удобно использовать общее выражение:

$$p = -\rho - f(\rho), \quad (6)$$

где $f(\rho)$ - произвольная функция плотности энергии. Случай $f(\rho_D) > 0$ соответствует параметру уравнения состояния $w < -1$ (фантомное поле), выбор $f(\rho) < 0$ соответствует $w > -1$.

Для Вселенной с метрикой

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (7)$$

космологические уравнения Эйнштейна-Фридмана запишутся в виде:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\rho}{3}, \quad \dot{\rho} = -3\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)(\rho + p). \quad (8)$$

Для простоты предполагается, что Вселенная заполнена только холодной темной материей, барионной материей и темной энергией, то есть $\rho = \rho_D + \rho_m$ и $p = p_D$.

Если темная энергия доминирует, то можно пренебречь вкладом других компонент (материи и темной материи). Тогда нетрудно получить связь между временем и плотностью темной энергии:

$$t = \frac{2}{\sqrt{3}} \int_{x_0}^x \frac{dx}{f(x)}, \quad x \equiv \sqrt{\rho}. \quad (9)$$

I. Если интеграл в (9) сходится при $\rho \rightarrow \infty$, то в конечном будущем возникает сингулярность. Плотность энергии становится бесконечной за конечное время. Плотность энергии квинтэссенции уменьшается со временем ($x < x_0$), а плотность фантомной энергии растет ($x > x_0$).

Выражение для масштабного фактора

$$a = a_0 \exp\left(\frac{2}{3} \int_{x_0}^x \frac{x dx}{f(x)}\right) \quad (10)$$

показывает, что есть две возможности:

1) масштабный фактор расходится за конечное время (сингулярность большого разрыва);

2) масштабный фактор остается конечным, однако, плотность энергии становится бесконечной ($\rho \rightarrow \infty$). Это сингулярность типа III по классификации *Nojiri et al. (2004)*.

II. Интеграл в (9) расходится при $\rho \rightarrow \infty$. Имеет место так называемый “малый разрыв”: в конце концов происходит разрушение гравитационно связанных структур за конечное время. Тем не менее, формально сингулярности в будущем нет.

Далее в диссертационной работе рассмотрены космологические модели фантомной энергии с сингулярностями в конечном будущем. В разделе 3.2 изучены космологические модели с “малым разрывом”. Если параметр состояния стремится к -1 достаточно быстро, то сингулярность не наступает в конечном будущем, но ускорение расширения увеличивается, асимптотически стремясь к бесконечности. В конечном итоге, это приводит к разрушению всех гравитационно связанных структур во Вселенной. Показано, что эта модель может быть неотличима от Λ CDM космологии, будучи устойчивой в течение долгого времени до того, как начинается разрушение гравитационно связанных структур. Хотя подобные модели уже были рассмотрены ранее, простейшая модель с скалярным потенциалом Клейна-Гордона описана впервые. В разделе 3.3 изучены космологические модели фантомной энергии или квинтэссенции, расширение Вселенной в которых асимптотически стремится к де Ситтеровскому режиму. Свойства таких моделей близки к моделям с малым разрывом. Наш подход основан на формализме уравнения состояния, а не на задании параметра Хаббла как функции времени. В следующих двух разделах рассмотрены модели темной энергии с сингулярностями других типов в конечном будущем. Представленные результаты, основанные на формализме уравнения состояния, получены впервые в космологии. Сравнение этих моделей с данными наблюдений показывает, что космологическая эволюция в этих моделях может быть фактически неотличимой от таковой в Λ CDM-модели вплоть до настоящего момента. Более того, эта эволюция может

быть стабильной в течение миллиардов лет до достижения финальной сингулярности. В этом смысле такие модели представляют собой реальную альтернативу стандартной космологической модели. Раздел 3.6 посвящен построению модели скалярной квинтэссенции, в которой происходит “большое сдавливание” (big crush). Эта модель сравнивается с космологическими моделями малого разрыва и с сингулярностью типа sudden future. Обсуждаются некоторые физические особенности “большого сдавливания” по сравнению с “большим разрывом”. Модели фантомной энергии при наличии взаимодействия с темной материей рассмотрены в разделе 3.7. Показано, что при определенных условиях возможен переход от режима эволюции с сингулярностью в будущем в режим де Ситтеровской эволюции или “малого разрыва”. Далее кратко рассмотрены свойства потенциала скалярного поля в космологических моделях темной энергии с различной эволюцией. В разделе 3.9 рассмотрены модели темной энергии на бране Рэндалл-Сандрум.

В четвертой главе диссертационной работы космологические модели темной энергии подробно проанализированы на предмет соответствия данным астрофизических наблюдений. Анализируемые нами данные включают зависимость видимой звездной величины от красного смещения для сверхновых типа Ia, постоянной Хаббла от красного смещения, барионные акустические осцилляции и данные по флуктуациям (контрасту) плотности материи. Разделы 4.2 и 4.3 посвящены моделям в космологии Эйнштейна-Фридмана. Установлено, что эти модели могут описывать данные наблюдений с превосходной точностью. Рассмотрение флуктуаций плотности темной энергии и материи показывает, что рост плотности энергии может происходить при достаточно малой фоновой плотности, но еще до возможного разрушения гравитационно связанных систем во Вселенной с разрывом. Этот новый эффект может привести будущую Вселенную к разделению на множество областей с различными значениями плотности энергии, то есть к хаотическому состоянию. Анализ данных наблюдений позволил определить оптимальные параметры моделей.

В частности, в диссертационной работе рассмотрена модель с уравнением состояния:

$$p_D = -\rho_D - \alpha^2 \rho_{D0} \left(\frac{\rho_D}{\rho_{D0}} \right)^\beta, \quad (11)$$

где α и β - безразмерные постоянные, а ρ_{D0} - текущее значение плотности темной энергии. Из уравнений (9), (10) следует, что для различных β модель (11) описывает три варианта будущей эволюции Вселенной: 1) малый разрыв, если $\beta \leq 1/2$; 2) большой разрыв, если $1/2 < \beta \leq 1$; 3) сингулярность типа III, если $\beta > 1$. Результаты определения оптимальных параметров данной модели для некоторых значений β приведены на рис. 1.

Подробно проанализирована и модель с уравнением состояния

$$p_D = -\rho_D - \alpha^2 \rho_{D0} \left(1 - \frac{\rho_D}{\rho_f} \right)^\beta, \quad 0 < \rho_D < \rho_f, \quad \beta \neq 0. \quad (12)$$

Данная модель может описывать следующие варианты космологической эволюции: 1) плотность темной энергии асимптотически стремится к постоянному значению ρ_f , если

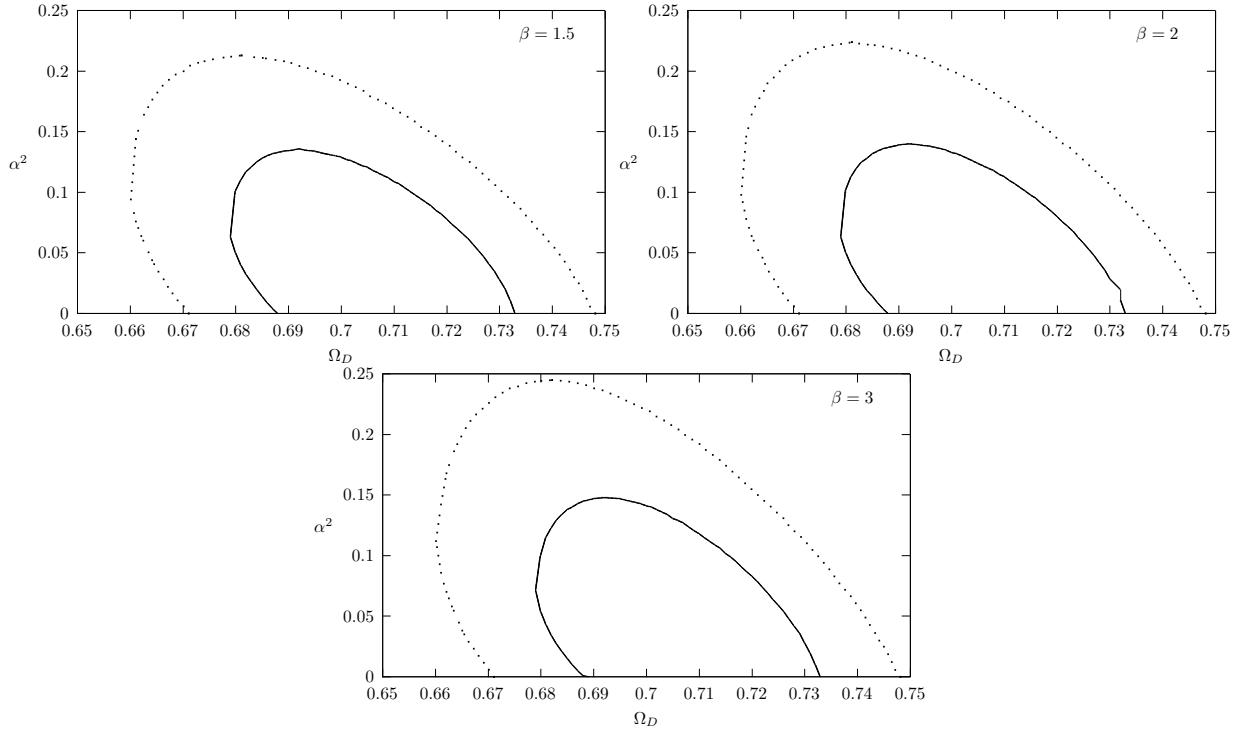


Рис. 1: 95.4% и 68.3% доверительные области в пространстве параметров $\Omega_D - \alpha^2$ из совместного анализа данных наблюдений для модели (11) при $\beta = 1.5, 2, 3$.

$\beta > 1/2$. Таким образом, динамика расширения Вселенной асимптотически стремится к деситтеровской при $t \rightarrow \infty$ (псевдо-разрыв); 2) плотность темной энергии достигает ρ_f for $t_f < \infty$, если $0 < \beta \leq 1/2$; 3) если $\beta < 0$, то в будущем происходит сингулярность типа II.

В разделе 4.4 рассмотрена простейшая Λ CDM-модель на бране Рэндалл-Сандрум. Анализируя данные наблюдений, удалось определить возможное отклонение нашей космологической модели от фридмановской. Данные космологических наблюдений, в принципе, не исключают, что космология реальной Вселенной отличается от фридмановской. Продемонстрирована важность анализа независимых данных наблюдений. Получены жесткие ограничения на допустимый диапазон величины натяжения на бране. Другие модели на бране кратко рассмотрены в следующем разделе. Из-за возросшего интереса к телепараллельным космологическим теориям ($f(T)$ -модели) им посвящен раздел 4.6, где приведены явные формулы для ряда космологических параметров. Значения этих параметров важны при сравнении космологических моделей с данными наблюдений. В разделе 4.7 проанализирована квантовая “петлевая” космологическая модель, и получены ограничения на ее параметры.

В приложении к главе рассмотрена проблема крупномасштабных флуктуаций, активно обсуждаемая в последние годы. Д. Пэйдж показал, что если де ситтеровская Вселенная расширяется в течение не менее 10^{60} л., то в такой Вселенной будут доминировать крупномасштабные квантовые флуктуации (по сравнению с обычными наблюдателями). Неожжи-

данно оказывается, что в фантомных космологических моделях эта проблема может иметь естественное решение (в отличие от стандартной космологической модели). Разрешение данной проблемы связано с тем, что космологическая история Вселенной разделяется фактически на две части. Доля крупномасштабных квантовых флуктуаций в “наблюдаемой” части (в которой могут существовать наблюдатели) весьма незначительна по сравнению с долей наблюдателей. Анализ наблюдательных данных показывает, что допустимый диапазон значений параметров включает такие значения, при которых история “наблюдаемой Вселенной” содержит, главным образом, упорядоченные наблюдения.

В главе 5 рассмотрены космологические модели ускоренного расширения Вселенной без темных компонент, в $f(T)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации. В разделе 5.1 представлены ключевые уравнения космологии в рамках $f(T)$ -гравитации. Для пространственно-плоской метрику Фридмана-Робертсона-Уолкера действие для поля и материи в $f(T)$ -гравитации может быть записано как

$$S = \int d^4x [T + f(T) + L_m].$$

Здесь T - скаляр кручения. Динамическими переменными являются поля $e_A(x^\mu)$. Уравнения движения могут быть получены варьированием действия по динамическим переменным. Для вселенной, заполненной “идеальной жидкостью” с тензором энергии-импульса в виде $T_{\mu\nu} = \text{diag}(\rho, -p, -p, -p)$, где ρ и p - плотность энергии и давление материи, космологические уравнения имеют вид:

$$H^2 = \frac{\rho}{3} - \frac{f(T)}{6} - 2f_{,T}H^2 \quad (13)$$

$$\dot{H} = -\frac{\rho + p}{2(1 + f_{,T} - 12H^2 f_{,TT})}. \quad (14)$$

где $f_{,T}$ и $f_{,TT}$ - первая и вторая производные функции $f(T)$ по переменной T . Скаляр кручения и параметр Хаббла связаны между собой соотношением:

$$T = -6H^2,$$

Для заданной функции $f(T)$ параметр Хаббла можно рассматривать как функцию плотности темной энергии.

Далее рассмотрен общий метод построения эффективных моделей темной энергии. Космологическая динамика в $f(T)$ -гравитации может имитировать Λ CDM-эволюцию в прошлом, но существенно отличаться в будущем. Из уравнения (14) можно получить связь между временем и параметром Хаббла в интегральной форме:

$$t = -\frac{1}{3} \int \frac{du}{u^{1/2}} \frac{d}{du} \ln(6u + f(u) - 2f'(u)u),$$

где $u = H^2$, штрих означает производную по u . Если Вселенная расширяется так, что $\dot{H} > 0$, т.е $3 - f'(u) - uf''(u) < 0$, то плотность материи

$$\rho = 3u + f(u)/2 - xf'(u)$$

уменьшается с ростом H ($\rho'(u) < 0$), как и следовало ожидать. Интегрируя по частям, получим

$$t = -\frac{1}{3} \frac{\ln(6u + f(u) - 2uf'(u))}{u^{1/2}} \Big|_{u_0}^u - \frac{1}{6} \int_{u_0}^u \frac{du}{u^{3/2}} \ln(6u + f(u) - 2uf'(u)).$$

Из данного соотношения следует, что существуют три варианта эволюции Вселенной, определяемые поведением первого слагаемого:

1) первый член сходится при $u \rightarrow \infty$ (второй интеграл в этом случае также сходится), возникает сингулярность в конечном будущем.

2) первый член расходится при $u \rightarrow \infty$. Происходит малый разрыв, сингулярность эффективно устраняется.

3) При $t \rightarrow \infty$ $u \rightarrow u_f$, то есть скорость расширения стремится к постоянной величине в будущем, реализуется де ситтеровский режим расширения.

Выбирая зависимость $6u + f(u) - 2uf'(u)$, можно определить функцию $f(u)$ и, следовательно, плотность материи как функцию u . Принимая во внимание, что

$$\rho = \rho_0/a^3$$

можно получить временную эволюцию масштабного фактора. Из уравнения для переменной t видим, что для $\gamma \leq 1/2$ возникает сингулярность в конечном будущем.

В разделе 5.3 рассмотрены некоторые модели темной энергии с реальным (не эффективным) значением параметра уравнения состояния таким, что $w \leq -1$. Показано, что в $f(T)$ -гравитации Вселенная не обязательно заканчивает свое существование в сингулярности. Возможны два механизма предотвращения финальной сингулярности. Во-первых, благодаря нелинейной связи между плотностью энергии и квадратом параметра Хаббла H^2 Вселенная расширяется не так быстро, как должно быть в эйнштейновской гравитации и фактически вместо большого разрыва режим мы имеем режим малого разрыва.

Рассмотрим случай $f(T) = \alpha(-T/6)^\beta$, где α и β - некоторые постоянные. Используя соотношение $T = -6H^2$, можно переписать уравнение (13) в следующей форме:

$$((-2\beta + 1)\alpha(H^2)^{\beta-1} + 1)H^2 = \frac{\rho}{3}.$$

Полагая, что $\beta > 1$, $\alpha < 0$, можно заключить, что если $|\alpha| \ll (2\beta - 1)^{-1} H_0^{2(1-\beta)}$ (H_0 , напомним, текущее значение хаббловского параметра), то данное уравнение отличается от фридмановского незначительно. Но из уравнения (14) следует, что хаббловский параметр растет со временем и, следовательно, первый член в скобках доминирует на больших временах. Асимптотическое поведение хаббловского параметра есть:

$$H \sim \rho^{1/2\beta}, \quad t \gg 0.$$

Рассматривая случай $g \sim \rho^\gamma$, $\gamma > 0$, можно видеть, что в случае стандартной космологии возникает сингулярность большого разрыва, если $1/2 < \gamma \leq 1$. Но в $F(T)$ гравитации условие эволюции без сингулярностей более мягкое: $\gamma \leq 1 - 1/2\beta$. Таким образом, если $1/2 < \gamma \leq 1 - 1/2\beta$, то реализуется малый разрыв вместо большого, как

это имеет место в эйнштейновской гравитации. Таким образом, эффективное уравнение состояния на поздних временах соответствует первоначальному с точностью до замены $\gamma \rightarrow \gamma - 1/2 + 1/2\beta < \gamma$.

Для примера рассмотрим случай $\beta = 2$. Легко получить для хаббловского параметра:

$$H^2 = \frac{1}{6\alpha} \left(1 - \sqrt{1 - 4\alpha\rho} \right).$$

Для $\rho \ll |\alpha|^{-1}$ имеем, что $H^2 \approx \rho/3$. Если $\rho \gg |\alpha|^{-1}$, то $H^2 \approx (1/3)(\rho/\alpha)^{1/2}$.

Можно также построить модели с “отскоком” в будущем. В этих моделях сингулярность предотвращается тем, что по достижении некоторого момента в будущем Вселенная начинает сжиматься (происходит так называемый “отскок” - bounce).

Уравнение (13) можно рассматривать как дифференциальное уравнение для функции $f(T)$. Используя соотношение между параметром Хаббла и скаляром кручения, можно переписать это уравнение как

$$f'(u) - \frac{f(u)}{2u} = -3 + \frac{\rho(u)}{u}. \quad (15)$$

Мы рассматриваем плотность энергии как функцию H^2 в данном уравнении. Для заданного уравнения состояния можно получить зависимость $\rho = \rho(a)$ и, задав масштабный фактор как функцию времени, мы получим зависимость $\rho = \rho(H^2)$ (в общем случае, конечно, в параметрической форме). Решение уравнения (15) имеет вид:

$$f(u) = Cu^{1/2} - 6u - u^{1/2} \int \frac{\rho(u)du}{u^{3/2}},$$

где C - постоянная интегрирования. Используя уравнение (13), получим для f как функции времени

$$f(t) = Cu^{1/2}(t) - 6u(t) + 2\rho(t) - 6u^{1/2}(t) \int g(\rho(t))dt.$$

В качестве примера рассмотрим простейшую модель фантомной энергии с постоянным параметром $w_0 = p/\rho = -1 - \epsilon/3 = \text{const}$ ($g = \epsilon\rho/3$). Хорошо, известно, что в космологии Фридмана-Эйнштейна масштабный фактор претерпевает разрыв в определенный момент:

$$a(t) = \frac{t_f^{2/\epsilon}}{(t_f - t)^{2/\epsilon}}.$$

Мы полагаем $a(0) = 1$. Сингулярность происходит в момент времени $t_f = 2\epsilon^{-1}\rho_0^{-1/2}$ (ρ_0 - плотность фантомной энергии в нулевой момент времени). Выберем масштабный фактор в форме

$$a_B(t) = \frac{(t_f^2 + t_1^2)^{1/\epsilon}}{(t_1^2 + (t_f - t)^2)^{1/\epsilon}}, \quad (16)$$

где t_1 - постоянная, причем $t_1 \ll t_f$. Для $t \ll t_f$ масштабный фактор $a_B(t) \sim a(t)$, однако, в момент $t = t_f$ вместо сингулярности большого разрыва происходит отскок. Плотность фантомной энергии равна

$$\rho = \rho_0 a_B^\epsilon(t) = \rho_0 \frac{1 + \delta^2}{\delta^2 + (1 - t/t_f)^2}, \quad \delta = t_1/t_f. \quad (17)$$

Подстановка (16), (17) в(15) дает следующее выражение для $f(t)$:

$$f(t) = \frac{-2\rho_0}{\delta^2 + (1 - t/t_f)^2} \times \left\{ (1 + \delta^2) + \frac{3(1 - t/t_f)^2}{\delta^2 + (1 - t/t_f)^2} + 2(1 - t/t_f)(1 + \delta^2) \frac{1}{\delta} \arctan \frac{1 - t/t_f}{\delta} \right\}. \quad (18)$$

В момент отскока $f(t) = -2\rho_0(1 + \delta^{-2})$. Эффективный параметр состояния равен

$$w_{eff} = -1 - \frac{2\dot{H}}{3H^2} = -1 - \frac{2\tilde{H}'}{3\tilde{H}^2},$$

где штрих означает производную по безразмерному времени $\tilde{t} = t/t_f$ и $\tilde{H} = Ht_f$ - безразмерный параметр Хаббла:

$$\tilde{H} = \frac{2}{\epsilon} \frac{1 - \tilde{t}}{\delta^2 + (1 - \tilde{t})^2}.$$

В момент времени $\tilde{t} = 1 - \delta$ происходит дефантомизация, то есть $w_{eff} = -1$. В момент $\tilde{t} = 1 - \delta\epsilon^{1/2}/(2 + \epsilon)^{1/2}$ происходит смена знака космологического ускорения.

В разделе 5.4 рассмотрены основные уравнения так называемой миметической $f(\mathcal{G})$ -гравитации и представлены космологические модели с различной эволюцией в рамках этой теории. Репараметризация метрики вводит новую степень свободы в космологические уравнения, что позволяет разрешить проблему “темной материи”. Фундаментальными полевыми переменными в теории тяготения являются компоненты метрического тензора $g_{\mu\nu}$. Но можно определить метрику с введением новых степеней свободы. Примером таких моделей является миметическая модель. Интересно отметить, что в рамках такого подхода появляются новые классы космологических решений. Начнем с $f(\mathcal{G})$ гравитации, действие для которой есть

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

Здесь $f(\mathcal{G})$ - глобально дифференцируемая функция от топологического инварианта Гаусса-Бонне \mathcal{G} , определяемого соотношением

$$\mathcal{G} = R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\lambda\sigma}R^{\mu\nu\lambda\sigma},$$

где $R_{\mu\nu}$ и $R_{\mu\nu\lambda\sigma}$ - тензоры Риччи и Римана соответственно. Рассмотрим репараметризованную метрику

$$g_{\mu\nu} = -\hat{g}^{\rho\sigma} \partial_\rho \phi \partial_\sigma \phi \hat{g}_{\mu\nu}.$$

Теперь будем варьировать действие по репараметризованной метрике $\hat{g}_{\mu\nu}$ и миметическому скалярному полю ϕ , а не по $g_{\mu\nu}$. Получающиеся уравнения будут иметь вид:

$$\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 2\frac{\ddot{a}}{a} + 16\frac{\ddot{a}\dot{a}}{a^2} \frac{df_{\mathcal{G}}}{dt} + 8\frac{\dot{a}^2}{a^2} \frac{d^2 f_{\mathcal{G}}}{dt^2} - (f_{\mathcal{G}}\mathcal{G} - f(\mathcal{G})) = -p. \quad (19)$$

Для компоненты (r, r) имеем то же уравнение. Еще одно независимое уравнение получается интегрированием комбинации уравнений Эйнштейна:

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}^2}{a^2} + 4\frac{\dot{a}^2}{a^2} \frac{d^2 f_{\mathcal{G}}}{dt^2} + 4\frac{\dot{a}}{a} \left(\frac{\dot{a}^2}{a^2} + 2\frac{\ddot{a}}{a} \right) \frac{df_{\mathcal{G}}}{dt} + \frac{2}{3}(f_{\mathcal{G}}\mathcal{G} - f(\mathcal{G})) + \frac{\rho}{6} - \frac{p}{2} = -\frac{C}{a^3}, \quad (20)$$

где C - произвольная постоянная.

Комбинируя уравнения (19) и (20), можно получить:

$$\dot{H} + 4H^2 \frac{d^2 f_{\mathcal{G}}}{dt^2} + 4H(2\dot{H} - H^2) \frac{df_{\mathcal{G}}}{dt} = -\frac{1}{2}(\rho + p) - \frac{C}{a^3}.$$

Удобно определить функцию

$$g(t) = \frac{df_{\mathcal{G}}}{dt},$$

для которой справедливо уравнение:

$$4H^2 \frac{dg(t)}{dt} + 4H(2\dot{H} - H^2)g(t) = -\dot{H} - \frac{1}{2}(\rho + p) - \frac{C}{a^3}. \quad (21)$$

Если правая часть данного уравнения равна $B(t) = -\dot{H} - \frac{1}{2}(\rho + p) - \frac{C}{a^3} = 0$, то решение может быть записано в виде

$$g(t) = g_0 \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 \exp \left(\int_0^t H dt \right).$$

Здесь g_0 - постоянная и $H_0 = H(0)$. Для уравнения с ненулевой правой частью решение запишется в виде:

$$g(t) = g_0 \left(\frac{H_0}{H} \right)^2 \exp \left(\int_0^t H dt \right) + \frac{1}{4H^2} \int_0^t dt_1 B(t_1) \exp \left(\int_{t_1}^t H(\tau) d\tau \right).$$

Таким образом, задавая зависимость параметра Хаббла H от времени, можно получить $g(t)$. Функция $f_{\mathcal{G}}(t)$ определяется интегрированием $g(t)$

$$f_{\mathcal{G}}(t) = \int g(t) dt.$$

Используя зависимость инварианта Гаусса-Бонне от времени, можно получить время как функцию $t(\mathcal{G})$ и определить уже $f_{\mathcal{G}}(\mathcal{G})$.

В разделе 5.5 рассмотрена формулировка $f(\mathcal{G})$ -гравитации с множителем Лагранжа.

Некоторые простые модели модифицированной $f(R)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации, предложенные для объяснения ускоренного расширения Вселенной, исследованы в главе 6 с точки зрения существования в них компактных объектов (нейтронных и кварковых звезд) и возможного подтверждения этих теорий данными астрофизических наблюдений.

В разделе 6.1 кратко затронуты некоторые аспекты астрофизики нейтронных звезд, в частности, проблема гиперонных уравнений состояния. Недавнее открытие пульсаров J1614-2230 и J0348+0432 исключило многие уравнения состояния, предложенные ранее

для нейтронных звезд, включая многие гиперонные и кварковые уравнения состояния. Однако, согласно реалистичным моделям сильных взаимодействий, гипероны должны появляться при плотностях порядка $5-8 \times 10^{14}$ г/см³. Это приводит к “смягчению” уравнения состояния и, следовательно, к уменьшению максимальной массы нейтронной звезды. Искать решение этой загадки можно как в рамках физики элементарных частиц, так и в рамках модифицированной теории тяготения.

Как показано в статье F. Ozel, G. Baym and T. Guver, Phys. Rev. D 82, 101301 (2010) на основе данных по массам и радиусам для трех нейтронных звезд (EXO 1745-248, 4U 1608-52 и 4U 1820-30), чисто нуклонные уравнения состояния (AP4, MP1) являются недостаточно мягкими при высоких плотностях. Но хотя гиперонные уравнения описывают данные по этим звездам лучше, они предсказывают максимальную массу меньше $2M_{\odot}$.

Далее представлены полевые уравнения в модифицированной $f(R)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации. Действие для гравитационного поля и материи для $f(R)$ -гравитации записывается в виде ($G = 1$ и $c = 1$):

$$S = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} f(R) + S_{\text{matter}}, \quad (22)$$

где $f(R)$ - некоторая функция скалярной кривизны R .

Для статической и сферически симметричной звезды метрика может быть записана в форме

$$ds^2 = -e^{2\phi(r)} dt^2 + e^{2\lambda(r)} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (23)$$

Две функции $\phi(r)$ и $\lambda(r)$ зависят только от радиальной координаты. Тензор момента-импульса для материи может быть взят в виде:

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}(e^{2\phi} \rho c^2, e^{2\lambda} P, r^2 P, r^2 \sin^2 \theta P).$$

Здесь ρ и P - плотность энергии и давление материи. Варьируя действие по метрике, получаем следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{f'(R)}{r^2} \frac{d}{dr} [r(1 - e^{-2\lambda})] &= 8\pi\rho + \frac{1}{2} (f'(R)R - f(R)) + \\ &+ e^{-2\lambda} \left[\left(\frac{2}{r} - \frac{d\lambda}{dr} \right) \frac{df'(R)}{dr} + \frac{d^2 f'(R)}{dr^2} \right], \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \frac{f'(R)}{r} \left[2e^{-2\lambda} \frac{d\psi}{dr} - \frac{1}{r} (1 - e^{-2\lambda}) \right] &= 8\pi p + \frac{1}{2} (f'(R)R - f(R)) + \\ &+ e^{-2\lambda} \left(\frac{2}{r} + \frac{d\psi}{dr} \right) \frac{df'(R)}{dr}. \end{aligned} \quad (25)$$

Условие гидростатического равновесия остается таким же, как и в общей теории относительности:

$$\nabla^{\mu} T_{\mu\nu} = 0 \rightarrow \frac{dp}{dr} = -(\rho + p) \frac{d\psi}{dr}. \quad (26)$$

Эти уравнения в случае звезд имеют решения для метрики вида:

$$ds^2 = \Phi ds^2 = -e^{2\psi} dt^2 + e^{2\phi} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (27)$$

В $f(R)$ -гравитации появляется новая степень свободы - скалярная кривизна, которая должна рассматриваться в динамике. В работе подробно изучены пертурбативные решения, для которых скалярная кривизна R определяется уравнениями Эйнштейна в нулевом порядке по малому параметру, т.е $R \sim T$, где T - след тензора энергии-импульса. Уравнение для скалярной кривизны можно получить, взяв след уравнений Эйнштейна:

$$3\Box(f(R) - R) + f'(R)R - 2f(R) = -8\pi(\rho - 3p), \quad (28)$$

$$e^{2\lambda}\Box = \left(\frac{2}{r} + \frac{d\psi}{dr} - \frac{d\lambda}{dr}\right) \frac{d}{dr} + \frac{d^2}{dr^2}.$$

Для заданного уравнения состояния $p = f(\rho)$ можно проинтегрировать уравнения (24)-(28), начиная с центра звезды. Удобно определить гравитационную массу согласно соотношению:

$$e^{-2\lambda} = 1 - \frac{2m}{r}.$$

Предполагая, что добавочный член в лагранжиане мал по сравнению со скалярной кривизной, можно применить методы теории возмущений. Плотность, давление, масса и кривизна могут быть определены как

$$p = p^{(0)} + \alpha p^{(1)} + \dots, \quad \rho = \rho^{(0)} + \alpha \rho^{(1)} + \dots,$$

$$m = m^{(0)} + \alpha m^{(1)} + \dots, \quad R = R^{(0)} + \alpha R^{(1)} + \dots$$

Функции $\rho^{(0)}$, $p^{(0)}$, $m^{(0)}$ и $R^{(0)}$ удовлетворяют обычным уравнениям Толмена-Оппенгеймера-Волкова. Слагаемые, содержащие $h(R)$, предполагаются первого порядка малости по параметру α .

Для нахождения самосогласованного решения удобно воспользоваться эквивалентным описанием задачи в терминах скалярно-тензорной теории. Для $f(R)$ -гравитации можно построить эквивалентную теорию Бранса-Дикке с действием для гравитационного поля:

$$S_g = \frac{1}{16\pi} \int d^4x \sqrt{-g} (\Phi R - U(\Phi)).$$

После конформного преобразования $\tilde{g}_{\mu\nu} = \Phi g_{\mu\nu}$ действие можно переписать в эйнштейновской калибровке:

$$S_g = \frac{1}{16\pi G} \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \left(\tilde{R} - 2\tilde{g}^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - 4V(\phi) \right),$$

где $\phi = \frac{\sqrt{3}}{2} \ln \Phi$, а переопределенный потенциал в эйнштейновской картине $V(\phi)$ равен $V(\phi) = \Phi^{-2}(\phi)U(\Phi(\phi))/4$. Метрика пространства-времени выбирается в виде, формально совпадающем с (27), но с переопределенными функциями $\tilde{\psi}$ и $\tilde{\lambda}$. Получающиеся уравнения для метрических функций $\tilde{\lambda}$ и $\tilde{\psi}$ совпадают фактически с обычными уравнениями

Толмена-Оппенгеймера-Волкова, в которых включены плотность энергии и давление скалярного поля ϕ (тильды для простоты записи опущены):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} [r(1 - e^{-2\lambda})] = 8\pi e^{-4\phi/\sqrt{3}} \rho + e^{-2\lambda} \left(\frac{d\phi}{dr} \right)^2 + V(\phi), \quad (29)$$

$$\frac{1}{r} \left[2e^{-2\lambda} \frac{d\psi}{dr} - \frac{1}{r} (1 - e^{-2\lambda}) \right] = 8\pi e^{-4\phi/\sqrt{3}} p + e^{-2\lambda} \left(\frac{d\phi}{dr} \right)^2 - V(\phi), \quad (30)$$

Условие гидростатического равновесия может быть переписано в виде:

$$\frac{dp}{dr} = -(\rho + p) \left(\frac{d\psi}{dr} - \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{d\phi}{dr} \right). \quad (31)$$

Наконец, последнее уравнение движение для скалярного поля эквивалентно уравнению (28) в $f(R)$ теории:

$$\square\phi + \frac{dV(\phi)}{d\phi} = -\frac{4\pi}{\sqrt{3}} e^{-4\phi/\sqrt{3}} (\rho - 3p). \quad (32)$$

Модифицированные уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова численно решены с использованием теории возмущений в разделе 6.3 для ряда известных уравнений состояния (заданных аналитически). Модели нейтронных звезд с большими магнитными полями (магнетары) в $f(R)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации рассмотрены в разделе 6.4. Для описания сверхплотной материи в магнитном поле использована простая модель с октетом барионов, взаимодействующих через мезонные поля σ , ρ , ω . Появление гиперонов приводит к смягчению уравнения состояния материи, однако, это смягчение может компенсироваться и даже перекрываться при сильных магнитных полях. Рассмотрен случай быстро и медленно меняющегося (с концентрацией барионов) магнитного поля.

В простой модели с $f(R) = R + \beta R^3$ возможно получить модели с массой $M \sim 2M_\odot$ для простых уравнений состояния в моделях GM2 и GM3, расширенных на гиперонный сектор. Например, для уравнений состояния gm2nph и gm3nph можно получить звезды с массой две солнечных при $\beta = -40$ и $\beta = -45$ (в единицах $r_0^4 = G^4 M_\odot^4 / c^8$) соответственно (см. рис.2). В ОТО максимальные массы звезд для данных уравнений состояния равны $1.66M_\odot$ (gm2nph) и $1.57M_\odot$ (gm3nph).

Для более реалистичной модели

$$f(R) = R + \alpha R^2 + \beta R^3$$

увеличение максимальной массы нейтронной звезды имеет место при $\beta < 0$, если кубическое слагаемое превосходит квадратичное по абсолютной величине. Соотношение между массой и радиусом незначительно отличается от такового для модели тяготения только с кубическим слагаемым по кривизне.

Другой интересной особенностью является возможность существования в модифицированной гравитации второй ветви стабильных звезд с большими плотностями в центре (и

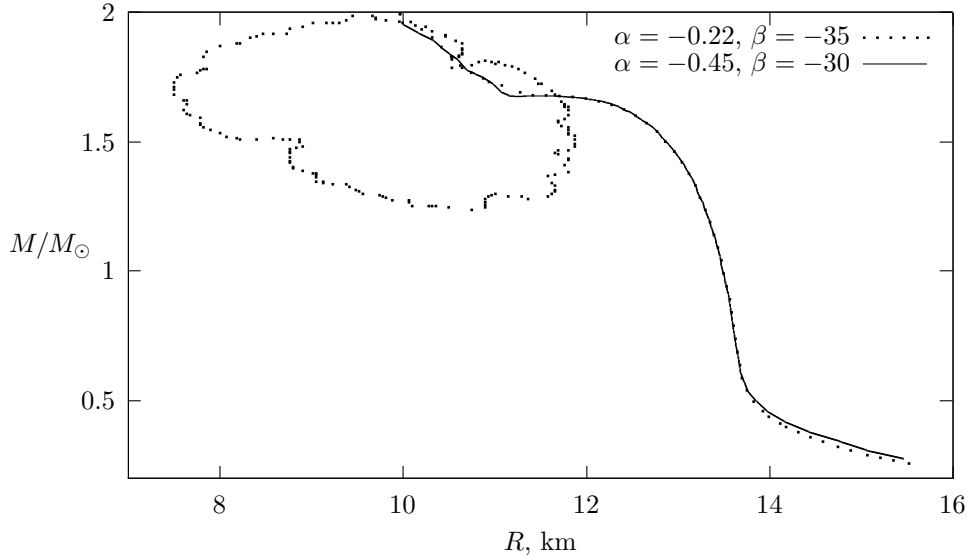


Рис. 2: Диаграммы масса-радиус для уравнений состояния gm2nph и gm3nph EoS в модифицированной теории тяготения $f(R) = R + \beta R^3$ с максимальной массой $\sim 2M_\odot$ для некоторых значений β . Для сравнения приведены диаграммы масса-радиус в ОТО. Соответствующие центральные плотности для звезд с максимальной массой равны 3.48×10^{15} г/см³ ($\beta = -40$) и 3.34×10^{15} г/см³ ($\beta = -45$).

сильными магнитными полями в случае магнетаров). Для магнитного поля используется модель, в которой оно зависит только от плотности барионов:

$$B = B_s + B_0 (1 - \exp(-\gamma_2 (n/n_s)^{\gamma_1})), \quad (33)$$

где B_s - магнитное поле на поверхности звезды (10^{15} Гс). В качестве значений параметров γ и β рассмотрены $\gamma_1 = 2$, $\gamma_2 = 0.05$ (медленно изменяющееся поле) и $\gamma_1 = 3$, $\gamma_2 = 0.02$ (быстро изменяющееся поле). Величина $B_0 = B_c B_0^*$, где $B_c = 4.414 \times 10^{13}$ Гс - критическое поле для электрона.

Для сильного магнитного поля соотношение между массой и радиусом значительно отличается от такового в ОТО только для звезд, масса которых близка к максимальной. Например, для $\gamma_1 = 3$, $\gamma_2 = 0.02$ вторая ветвь стабильных звезд (для которых $dM/d\rho_c > 0$) может появляться при высоких центральных плотностях (см. рис. 3 и табл. 1).

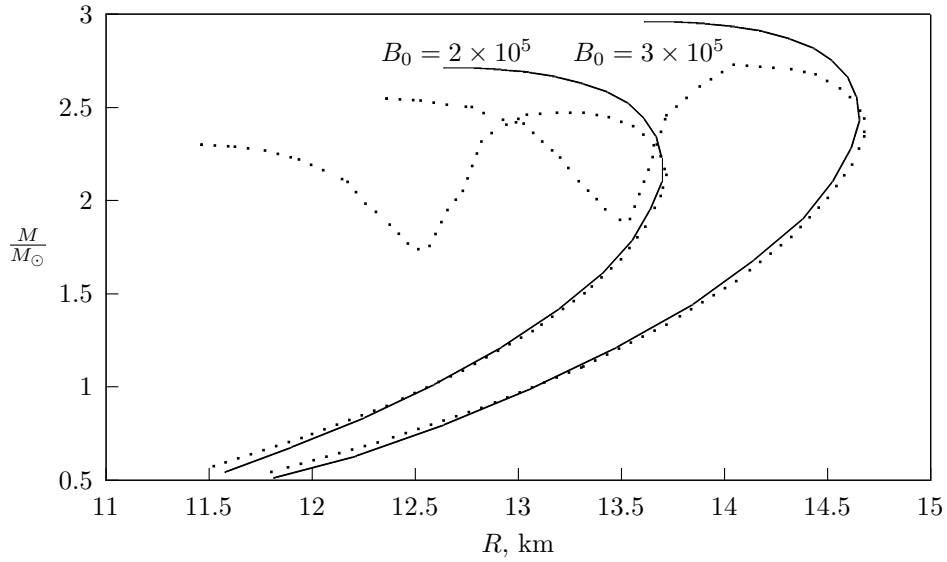


Рис. 3: Диаграмма масса-радиус для уравнения состояния Тупел-Волтер (ТВ) (пунктирные линии) и в ОТО (сплошные линии) для $\alpha = 0.5$ (в единицах r_0^2) в случае $B_0 = 2 \times 10^5$ и 3×10^5 . Возникает вторая ветвь стабильных звезд.

Таблица 1: Параметры нейтронных звезд на второй ветви стабильности для уравнения состояния ТВ и квадратичной $f(R)$ гравитации ($\gamma_1 = 3$, $\gamma_2 = 0.02$). Для звезд с максимальной массой приведены плотность и магнитное поле в центре звезды.

$B_0,$ 10^5	$\alpha,$ r_0^2	$M_{max},$ M_\odot	$R,$ км	$\rho_c,$ 10^{15} г/см ³	$B_c,$ 10^{18} Гс
2	0.5	2.29	11.45	2.64	5.96
3	0.5	2.55	12.45	2.50	6.07

Увеличение максимальной массы нейтронной звезды происходит и в более реалистичной $f(R)$ модели гравитации с квадратичным и кубическим членами. Таким образом, аналитические модели $f(R)$ -гравитации с квадратичными и кубическими членами дают требуемый наблюдениями максимальный предел массы и в то же время могут давать решение “гиперонной загадки”.

Наконец, в разделе 6.5 рассмотрены непертурбативные модели кварковых звезд с реалистичным уравнением состояния в простейшей R^2 -гравитации. В рамках теории возмущений предполагается, что метрика за пределами поверхности звезды описывается решением Шварцшильда. Для самосогласованного решения необходимо интегрировать уравнения Толмена-Оппенгеймера-Волкова от поверхности звезды при $\rho = p = 0$. На поверхности звезды должны выполняться следующие условия сшивки: ($r = r_s$):

$$\lambda_{in}(r_s) = \lambda_{out}(r_s), \quad R_{in}(r_s) = R_{out}(r_s), \quad R'_{in}(r_s) = R'_{out}(r_s).$$

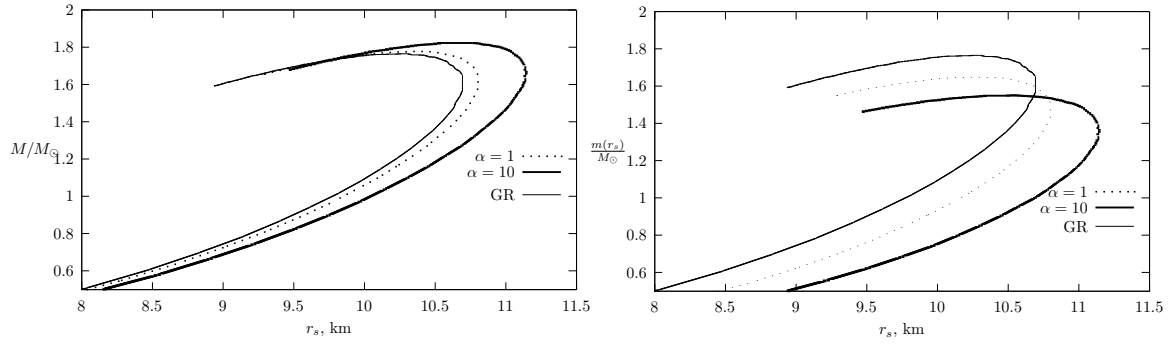


Рис. 4: Диаграмма масса-радиус (слева) в модели $f(R) = R + \alpha R^2$ и в ОТО для кварковых звезд с уравнением состояния $p = c(\rho - 4B)$ ($B = 60$ МэВ/фм³, $c = 0.28$). Справа представлена зависимость звездной массы $m(r_s)$ от радиуса (картина Йордана).

Пространство должно быть асимптотически плоским, то есть

$$\lim_{r \rightarrow \infty} R(r) = 0, \lim_{r \rightarrow \infty} m(r) = \text{const.}$$

Рассмотрение задачи для простого кваркового уравнения состояния $p = c(\rho - 4B)$ показывает следующее (см. рис. 4 и табл. 2). Для заданной центральной плотности существует единственное значение скалярной кривизны в центре, при котором существует стабильная звезда (в R^2 -гравитации). В соответствующей скалярно-тензорной теории необходима точная “подстройка” скалярного поля. Увеличение значения α приводит к увеличению гравитационной массы для удаленного наблюдателя. Но интерпретация Интерпретация этого факта зависит от картины, в которой мы работаем. Рассматривая $f(R)$ -теорию непосредственно, можно сказать, что увеличение массы происходит благодаря появлению “гравитационной сферы” вокруг звезды с некоторой эффективной массой. В скалярно-тензорной теории в конформной калибровке мы также имеем дилатонную сферу (дисферу) вне звезды, но ее вклад в гравитационную массу, измеряемую удаленным наблюдателем, незначителен. Для гиперонных уравнений состояния мы имеем подобную картину.

Таблица 2: Свойства кварковых звезд для простого уравнения состояния $p = c(\rho - 4B)$ с $c = 0.28$ и $B = 60$ МэВ/фм³ в R^2 -гравитации.

$\alpha,$ r_0^2	$M_{max},$ M_\odot	$m(r_s),$ M_\odot	$r_s,$ км	$\rho_c,$ 10^{15} г/см ³
0	1.764	1.764	10.26	2.17
1	1.778	1.649	10.38	2.26
10	1.832	1.552	10.68	2.54

В *Заключении* подводятся основные результаты и выводы диссертационной работы:

1. С помощью метода линеаризации для космологических уравнений на бране Рэндалл-Сандрум построены модели с выходом из инфляционной стадии при различном выборе

эволюции скалярного поля. Удалось получить и решения, в которых ускоренное расширение происходит в течение конечного времени.

2. Предложены варианты разрешения проблемы “инфракрасной расходимости” в физике космологической постоянной. Во-первых, априорные вероятности в мультиверсе можно задавать с использованием “убегающей” меры Линде-Ванчурина. Для наблюдателя вероятность найти себя во Вселенной с тем или иным значением космологической постоянной следует вычислять с использованием так называемого аргумента “последнего дня”. Также удалось показать, что вероятность найти себя во Вселенной с нулевым значением космологической постоянной, оказывается равной нулю, если использовать в качестве космологической меры в мультиверсе усреднение вероятностей по четырехмерному объему пространства-времени.

3. Космологическая постоянная с математической точки зрения может рассматриваться как спектральный параметр в уравнении Шредингера для “волновой функции” - масштабного фактора. Роль потенциала играет в этом случае комбинация плотности и давления материи (скалярного поля). Спектр значений космологической постоянной будет дискретным, если расширение Вселенной сменяется сжатием в будущем. Единственное значение энергии вакуума возможно при реализации в будущем сингулярности типа *sudden future*.

4. Подробно рассмотрены модели темной энергии в космологии Эйнштейна-Фридмана и на бране Рэндалл-Сандрум с различными вариантами эволюции в будущем, включая малый и большой разрывы, сингулярности различных типов и квази-деситтеровский режим. Эволюция Вселенной может быть стабильна в течение миллиардов лет до “мягкой сингулярности”. Анализ данных астрофизических наблюдений по сверхновым типа Ia, барионным осцилляциям, флуктуациям плотности материи и зависимости параметра Хаббла от красного смещения позволил определить допустимые значения параметров рассмотренных моделей. Эти модели описывают данные наблюдений практически с такой же точностью, как и стандартная космологическая модель.

5. Показано, что в космологических моделях с малым и большим разрывом может быть решена проблема доминирования крупномасштабных квантовых флуктуаций над обычными наблюдателями.

6. Построены эффективные модели темной энергии в $f(T)$ - и миметической $f(\mathcal{G})$ -гравитации и предложены возможные механизмы устранения сингулярностей в $F(T)$ -гравитации. Эти модели в настоящем и прошлом могут имитировать Λ CDM-модель.

7. Построены модели нейтронных звезд в простых моделях $f(R)$ -гравитации с использованием реалистичных уравнений состояния. Установлено, что в модифицированной гравитации возможно существование более компактных и плотных (по сравнению с ОТО) звезд. Иными словами, возникает вторая ветвь стабильных звезд. Уравнения состояния для сверхплотной материи, исключаемые данными наблюдений в рамках ОТО, могут быть приемлемыми в моделях $f(R)$ -гравитации с кубическим слагаемым по кривизне. Это ка-

сается ряда “мягких” уравнений с гиперонами: с их использованием в модифицированной теории тяготения можно получить требуемый верхний предел массы звезды ($\sim 2M_{\odot}$) и реалистичное соотношение масса-радиус. В случае магнетаров для простой модели гравитации с $f(R) = R + \alpha R^2$ могут существовать также более компактные звезды с экстремально большими магнитными полями (6×10^{18} Гс по сравнению с 4×10^{18} Гс в ОТО) в центре звезды.

8. Рассмотрен непertурбативный метод решения уравнений Толмена-Оппенгеймера-Волкова в $f(R)$ -гравитации применительно к простейшей модели с $f(R) = R + \alpha R^2$ и уравнению состояния для кварковой материи. Показано, что гравитационная масса звезды с точки зрения удаленного наблюдателя растет с увеличением α . Интерпретация этого факта, однако, может быть различной. Непосредственное рассмотрение $f(R)$ -гравитации позволяет сказать, что увеличение массы происходит благодаря появлению “гравитационной сферы” вокруг звезды с некоторой эффективной массой. В скалярно-тензорной теории в конформной калибровке тоже можно говорить о возникновении гравитирующей сферы (дисферы) вне звезды, но ее вклад в гравитационную массу незначителен.

Список основных публикаций по теме диссертации

Статьи в журналах, включенных в перечень ВАК Министерства образования и науки РФ:

1. Astashenok, A.V. The Dressing Procedure for the Cosmological Equations and the Indefinite Future of the Universe / A.V. Yurov, V.A. Yurov, A.V. Astashenok // Grav. Cosmol. - 2008. - Vol. 14, no. 1. - P. 8-16.
2. Astashenok, A.V. Astronomical Bounds on a Future Big Freeze Singularity / A.V. Yurov, A.V. Astashenok, P.F. Gonzalez-Diaz // Grav. Cosmol. - 2008. - Vol. 14, no. 3. - P. 205-212.
3. Astashenok, A.V. The linearization method and new classes of exact solutions in cosmology / A.V. Astashenok, A.V. Yurov // Theor. Math. Phys. - 2009. - Vol. 158, no. 2 - P. 262-269.
4. Astashenok, A.V. An Infrared Divergence in the cosmological measure theory and the anthropic reasoning / A.V. Yurov, V.A. Yurov, A.V. Astashenok, A.Ya. Shpilevoi // Eur. Phys. J. C. - 2011. - Vol. 71. - P. 1740-1748.
5. Astashenok, A.V. Cosmological measure with volume averaging and the vacuum energy problem / A.V. Astashenok, A.D. Popolo // Class. Quant. Grav. - 2012. - Vol. 29, 085014. - P. 1-11.
6. Astashenok, A.V. Phantom Cosmology without Big Rip Singularity / A.V. Astashenok, S. Nojiri, S.D. Odintsov, A.V. Yurov // Phys. Lett. B. - 2012. - Vol. 709, no. 4-5. - P. 396-403.
7. Astashenok, A.V. Scalar dark energy models mimicking Λ CDM with arbitrary future evolution / A.V. Astashenok, S. Nojiri, S.D. Odintsov, R.J. Scherrer // Phys. Lett. B. - 2012. - Vol. 713, no. 3. - P. 145-153.
8. Astashenok, A.V. The Big Trip and Wheeler-DeWitt equation / A.V. Yurov, A.V. Astashenok and V.A. Yurov // Astrophys. Space Sci. - 2012. - Vol. 342, no. 1. - P. 1-7.

9. Astashenok, A.V. Equation-of-state formalism for dark energy models on the brane and the future of brane universes / A.V. Astashenok, E. Elizalde, S.D. Odintsov, A.V. Yurov // Eur. Phys. J. C. - 2012. - Vol. 72. - P. 2260-2272.

10. Astashenok, A.V. Confronting dark energy models mimicking Λ CDM epoch with observational constraints: future cosmological perturbations decay or future Rip? / A.V. Astashenok, S.D. Odintsov // Phys. Lett. B. - 2013. - Vol. 718, no. 4-5. - P. 1194-1202.

11. Astashenok, A.V. Brane cosmology from observational surveys and its comparison with standard FRW cosmology / A.V. Astashenok, E. Elizalde, J. de Haro, S.D. Odintsov, A.V. Yurov // Astrophys. Space Sci. - 2013. - Vol. 347, no. 1. - P. 1-13.

12. Astashenok, A.V. Further stable neutron star models from $f(R)$ gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // JCAP. - 2013. - 1312, no. 040. - P. 1-21.

13. Astashenok, A.V. The cosmological constant as an eigenvalue of a Sturm-Liouville problem / A.V. Yurov, A.V. Astashenok, E. Elizalde // Astrophys. Space Sci. - 2014. - Vol. 349, no. 1. - P. 25-32.

14. Astashenok, A.V. Effective Dark Energy Models and Dark Energy Models with Bounce in frames of F(T) Gravity / A.V. Astashenok // Astrophys. Space Sci. - 2014. - Vol. 351, no. 1. - P. 377-383.

15. Astashenok, A.V. Maximal neutron star mass and the resolution of hyperon puzzle in modified gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // Phys. Rev. D. - 2014. - Vol. 89, no. 10. - P. 103509-1-103509-8).

16. Astashenok, A.V. New exact cosmologies on the brane / A.V. Astashenok, A.V. Yurov, S.V. Chervon, E.V. Shabanov, M. Sami // Astrophys. Space Sci. - 2014. - Vol. 353, no. 2. - P. 319-328.

17. Astashenok, A.V. Magnetic neutron star from modified gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // Astrophys. Space Sci. - 2015. - Vol. 355, no. 2 - P. 333-341.

18. Astashenok, A.V. Extreme neutron stars from Extended Theories of Gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // JCAP. - 2015. - 1501, no. 01. - P. 001-1-001-18.

19. Astashenok, A.V. Nonperturbative models of quark stars in $f(R)$ gravity / A.V. Astashenok, S. Capozziello, S.D. Odintsov // Phys. Lett. B. - 2015. - Vol. 742. - P. 160-166.

20. Astashenok, A.V. Modified Gauss-Bonnet gravity with the Lagrange multiplier constraint as mimetic theory / A.V. Astashenok, V. Oikonomu, S.D. Odintsov // Class. Quant. Grav. - 2015. - Vol. 32, no. 18, 185007. - P. 1-24.

21. Astashenok, A.V. Phantom cosmology and Boltzmann brains problem / A.V. Yurov, A.V. Astashenok, V.A. Yurov // Grav. Cosmol. - 2016. - Vol. 22, no. 2. - P. 212-219.

22. Astashenok, A.V. From neutron to quark stars in mimetic gravity / A.V. Astashenok, S.D. Odintsov // Phys. Rev. D. - 2016. - Vol. 94, no. 6. - P. 063008-1-063008-8.

Статьи в других научных изданиях:

23. Astashenok, A.V. The new method of Friedmann equations solving and spacetime without events horizons / A.V. Yurov, A.V. Astashenok // Proceedings of the International

Conference “Problems of Practical Cosmology” (St.-Petersburg, 23-27 June 2008) / TIN, St.-Petersburg, 2008. - P. 151-158.

24. Асташенок, А.В. Об одном методе построения точных решений космологических уравнений Эйнштейна / А.В. Асташенок // Вестник РГУ им. И. Канта. - 2007. - №3, С. 22-26.

25. Astashenok, A.V. Neutron star models in frames of $f(R)$ gravity / A.V. Astashenok // AIP Conf. Proc. - 2014. - Vol. 1606. - P. 99-104.

26. Astashenok, A.V. Neutron and quark stars in $f(R)$ gravity / A.V. Astashenok // Int. J. Mod. Phys.: Conf. Series - 2016. - Vol. 41. - P. 1660130-1-1660130-9.

Аннотация

Космологические модели темной энергии и их приложения

Исследованы различные модели, предложенные для объяснения ускоренного расширения Вселенной. В рамках стандартной космологической модели рассмотрена проблема космологической постоянной. В частности, показано, что проблема нулевого значения космологической постоянной не возникает, если рассчитывать вероятности в мультиверсе, используя усреднение числа наблюдателей по четырехмерному объему пространства-времени. При задании определенных условий на эволюцию Вселенной значение космологической постоянной играет роль спектрального параметра и, следовательно, возможно получить ее значение, не прибегая к антропному принципу. В фантомной космологии проанализировано большое количество космологических моделей на предмет соответствия данным астрофизических наблюдений и определены допустимые диапазоны их параметров. Изучены и ряд эффективных моделей темной энергии в рамках $f(T)$ - и $f(\mathcal{G})$ -гравитации. Разработана реконструкционная схема для модифицированной гравитации при заданной динамике масштабного фактора. Для некоторых простых моделей $f(R)$ -гравитации рассмотрены астрофизические следствия. В рамках таких моделей может существовать вторая ветвь стабильных нейтронных звезд, более компактных по сравнению со звездами в общей теории относительности. В $f(R)$ -гравитации с кубическим слагаемым по кривизне некоторые уравнения состояния, исключаемые наблюдательными ограничениями в теории Эйнштейна, дают приемлемый верхний предел массы и реалистичное описание соотношения между массой и радиусом нейтронных звезд. Данные результаты дают возможность для наблюдательного подтверждения теорий модифицированной гравитации.

Abstract

Cosmological models of dark energy and its applications

Various cosmological models for explaining of accelerated expansion of Universe are investigated. In frames of standard cosmological model the problem of cosmological constant is considered. Particularly it is showed that problem of zero value of cosmological constant doesn't appear for cosmological measure with averaging of number of observers over 4-volume of spacetime. The value of cosmological constant can play role of spectral parameter. Therefore it is possible to obtain this value without antropic principle but for given conditions on Universe evolution. In frames of phantom cosmology a large number of cosmological models are analyzed from viewpoint of observational data analysis. The effective models of dark energy in frames of $f(T)$ - and $f(\mathcal{G})$ gravities are considered. The reconstruction scheme for modified gravity for given cosmological dynamics is presented. For simple models of $f(R)$ gravity astrophysical consequences are considered. In frames of such models the second branch of stable neutron stars can appears. These stars are more compact in comparison with stars in General Relativity. For $f(R)$ gravity with cubic term on scalar curvature some equations of state excluded in Einstein theory give the accepted mass limit of star and realistic mass-radius relation for neutron stars. These results give possibility of observational verification of modified gravity.