

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
«Томский государственный педагогический университет»

На правах рукописи



Хуршудян Мартирос Жораевич

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ
И УСКОРЕННОЕ РАСШИРЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ

01.04.02 – Теоретическая физика

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук,
доцент Макаренко Андрей Николаевич

Томск – 2016

Оглавление

Введение	4
1 СОВРЕМЕННАЯ КОСМОЛОГИЯ	9
1.1 Уравнения Фридмана	10
1.2 Космическая инфляция	13
1.3 Модели темной энергии	17
1.4 Альтернативные теории гравитации	22
1.5 Наблюдательные ограничения и анализ моделей	24
2 МОДЕЛИ ПРИЗРАЧНОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ	27
2.1 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha H + \beta a^m H^2$	30
2.1.1 Невзаимодействующая модель	31
2.1.2 Взаимодействующая модель	32
2.2 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha H + \beta \rho_{dm}^m H^2$	34
2.2.1 Анализ уравнений состояния и термодинамика	35
2.3 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha \rho_{dm}^m H + \beta H^2$	37
2.3.1 Невзаимодействующая модель	37
2.3.2 Взаимодействующая модель с $Q = 3bH(\rho_{de} + \rho_{dm})$	40
2.3.3 Взаимодействующая модель с $Q = 3bHq(\rho_{de} + \rho_{dm})$	40
2.3.4 Взаимодействующая модель с $Q = 3bH(\rho_{dm} - \rho_{de})$	43
2.3.5 <i>От</i> анализ и анализ уравнений состояния моделей	45
2.4 Выводы	47
3 АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ ПОДХОД	49
3.1 Вселенная с политропным газом	51
3.1.1 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_m^2}{\rho_p + \rho_m} \right)$	51
3.1.2 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p^2}{\rho_p + \rho_m} \right)$	52
3.1.3 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p \rho_m}{\rho_p + \rho_m} \right)$	53
3.1.4 Знакоменяющее взаимодействие	54
3.2 Вселенная с меняющимся политропным газом	55
3.2.1 Взаимодействие $Q = 3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de}$	56
3.2.2 Взаимодействие $Q = 3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm}$	57
3.2.3 Взаимодействие $Q = 3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de})$	58
3.2.4 Взаимодействие $Q = q(3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de})$	60
3.2.5 Взаимодействие $Q = q(3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm})$	60

3.2.6	Взаимодействие $Q = q(3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de}))$	61
3.3	Темная энергия с обрезаниями Ноджири-Одинцова	62
3.3.1	Модели с $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$	62
3.3.2	Модели с нелинейными взаимодействиями	64
3.3.3	<i>От</i> анализ и анализ уравнений состояния моделей	65
3.3.4	Термодинамика	65
3.4	Выводы	67
	Заключение	69
	Список использованной литературы	71

Введение

Актуальность темы. Ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной является одной из основных проблем в современной теоретической физике и космологии [1] – [4]. Согласно астрофизическим наблюдениям, темная энергия ($\approx 70\%$) с отрицательным давлением обеспечивает решение проблемы ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной [5]. С другой стороны, согласно тем же наблюдениям, темная материя необходима для того, чтобы, например, сформировались структуры и для того, чтобы кривая вращения галактики была плоской [6], [7]. В 1917 году Эйнштейн закончил разработку общей теории относительности и применил ее для изучения Вселенной [8] – [11]. Он ввел понятие космологической постоянной, чтобы получить статическую Вселенную. Однако, в современной космологии космологическая постоянная обеспечивает ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной, в то время как общая теория относительности описывает динамику фона [12], [13]. Минимальная модель в современной космологии известна как Λ CDM, где космологическая постоянная вместе с нерелятивистской холодной темной материей составляет основную часть энергетического источника Вселенной, а динамика фона определяется согласно общей теории относительности. Эта модель может объяснить наблюдаемые данные, однако в этом случае возникает проблема известная как проблема космологической постоянной [14] – [16]. Одна из первых попыток решения этой проблемы была связана с понятием динамической темной энергии [5] (и список цитированной там литературы). Почти все модели были введены благодаря феноменологическим предположениям: квинтэссенция, фантом, квинтом и другие модели темной энергии, включая различные голографические модели. Объяснить укоренное расширение можно и с помощью так называемых темных жидкостей, например, газ Чаплыгина (и его модификации) или газ Ван – дер – Ваальса. Решение этой проблемы можно достичь благодаря вязкости [17] – [42] (и список цитированной там литературы).

В научной литературе темная энергия описывается параметром уравнения состояния, которое определяет скорость затухания энергии, влияя таким образом на расширение фона и эволюцию возмущения материи, однако, для полного описания темной энергии также нужны другие параметры. В феноменологическом подходе следует использовать скорость звука $C_s^2 = \delta P / \delta \rho$, которая имеет фундаментальное значение для характеристики возмущения. Согласно распространенной точке зрения, условие $0 \leq C_s^2 \leq 1$ является для принятия модели. Тем не менее, это можно оспорить [43] – [46]. Этот подход широко используется в современной космологии, однако, различные модификации уравнений поля на лагранжевом уровне имеют более фундаментальный характер. Он дает широкий спектр модифицированных теорий относительности и имеет важную роль в современной космологии. В модифицированных теориях темная энергия возникает естественным

образом, однако в этом случае темная энергия зависит от предложенной модификации. В связи с тем, что все подходы направлены для объяснения наблюдательных данных, необходимо иметь соответствующие инструменты, чтобы отличать предложенные модели друг от друга. В частности, требуются геометрические инструменты, среди которых анализ уравнения состояния, анализ Om , $(\omega_{de}, \omega'_{de})$ и иерархический анализ уравнения состояния [47] – [50]. С другой стороны, космологические модели активно изучаются при помощи анализа фазового пространства, что избавляет от необходимости решать уравнения поля. Изучение космологических моделей при помощи термодинамики тоже является интересным подходом.

Другая важная тема в современной космологии – взаимодействие между темными компонентами крупномасштабной Вселенной [51] (и список цитированной там литературы). С одной стороны, наблюдения показывают возможность взаимодействия, а с другой стороны, отсутствует фундаментальная теория, отвечающая на вопрос, почему взаимодействие должно существовать и как возникла эта связь. Можно предложить, что темная энергия может распадаться на темную материю и наоборот. Такие взаимодействия привлекают внимания, позволяя получать изменение направления перехода от одного типа темного компонента к другому в процессе эволюции Вселенной. Множество форм для взаимодействия было рассмотрено для обеих возможностей.

Наблюдаемое ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной – непервая фаза ускоренного расширения в истории Вселенной. Во время космологической инфляции, которая является одной из центральных идей современной космологии, Вселенная также расширяется ускоренно, что вызвано энергией вакуума. Целесообразно описывать космическую инфляцию и ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной в рамках единого подхода. Однако надо помнить, что физика и механизм инфляции в ранней Вселенной полностью отличаются от физики ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной. Инфляционный период не может длиться вечно и должен закончиться достаточно быстро, чтобы не угрожать успехам теории большого взрыва. В этом случае важно иметь механизм, позволяющий закончиться инфляции в определенном месте [52] – [64] (и список цитированной там литературы).

Цель и задачи работы. Целью диссертации является представление новых результатов, относящихся к решению проблем ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной. В частности, представлены новые космологические модели, которые были получены в ходе личных исследований автора и во время различных коллабораций. Обсуждаются две группы моделей, которые рассмотрены в соответствующих главах. Для первой группы моделей, общая теория относительности рассматривалась как теория для описания динамики Вселенной. Рассмотренные космологические модели включают новые феноменологические модификации призрачной темной энергии для объяснения ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной. Рождения частиц в

расширяющейся Вселенной является одним из важных вопросов современной физики. В частности, важно понять физику рождения частиц в ранней Вселенной. Рождение материи в расширяющейся Вселенной является широко обсуждаемой темой и в случае общей теории относительности одним из наиболее интересных результатов является то, что в радиационно-доминированной расширяющейся Вселенной невозможно рождение безмассовых частиц (фотоны, гравитоны или любой другой вид безмассовых частиц). Это связано с тем, что благодаря конформной инвариантности метрики положительные и отрицательные частоты для безмассовых полей не смешиваются в процессе расширения. Тем не менее, картина может быть изменена, если рассмотреть модифицированные теории гравитации, например, $f(R)$ теорию гравитации. Принимая во внимание этот факт, был рассмотрен вопрос рождения безмассовых частиц в соответствующей радиационно-доминированной Вселенной, содержащей предложенные модели призрачной темной энергии. Как и следовало ожидать, в этих моделях наблюдается рождение безмассовых частиц, что делает предложенные модификации более ценным и не только для изучения крупномасштабной Вселенной, но и для изучения ранней Вселенной. Эти результаты могут быть использованы в будущем для разработки соответствующей аналоговой системы, позволяющей изучать физику крупномасштабной Вселенной в лабораториях. К тому же, такая система может быть использована в качестве лаборатории для изучения основ квантовой космологии и гравитации. С другой стороны, во второй группе моделей собраны новые космологические модели с участием новых форм нелинейных взаимодействий между темной энергией и темной материей, а также модели с новой параметризацией уравнения состояния темной энергии. Следует отметить, что в рассматриваемых моделях космологические проблемы решаются либо за счет существования взаимодействия, или же проблемы не возникают вообще.

Научная новизна. Представлены новые космологические модели, где общая теория относительности рассматривалась как теория для описания динамики Вселенной и включающие новые феноменологические модификации призрачной темной энергии. В этих моделях наблюдается рождение безмассовых частиц, что делает предложенные модификации более интересными для изучения ранней Вселенной. Построены новые космологические модели с участием новых форм нелинейных взаимодействий между темной энергией и темной материей, а также новой параметризацией уравнения состояния темной энергии, включая новую модель меняющегося политропного газа и взаимодействующую обобщенную темную энергию с обрезаниями Ноджири - Одинцова. Все результаты, представленные в диссертации, являются новыми и опубликованы в ведущих международных журналах.

Положения, выносимые на защиту:

1. Построены космологические модели на основе новых моделей вариативной призрач-

ной темной энергии. Кроме того, было продемонстрировано рождение безмассовых частиц для расширяющейся Вселенной в эпоху преобладания излучения.

2. Построены космологические модели, основанные на новых формах взаимодействия между темной энергией и темной материей.
3. Построены космологические модели с новым меняющимся политропным газом.
4. Построены космологические модели на основе взаимодействующей обобщенной темной энергии с обрезаниями Ноджири - Одинцова. Все построенные модели реалистично описывают ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной.

Степень разработанности. Описанию различных этапов расширения Вселенной в последние годы было посвящено достаточно большое количество работ. Однако предложить модель, которая бы реалистично описывала всю эволюцию Вселенной, до сих пор не удается. В рамках настоящего диссертационного исследования обсуждаются новые космологические модели с участием различной вариативной прозрачной темной энергии, позволяющей объяснить ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной, а также переход к ускоряющейся Вселенной. Проведено детальное сравнение теоретических результатов с имеющимися наблюдательными данными и ограничениями на параметры моделей, что позволило сделать сравнительный анализ предложенных моделей. Кроме того, было продемонстрировано, что для расширяющейся Вселенной находящейся в фазе преобладания излучения возможно рождение безмассовых частиц. Также обсуждаются различные альтернативные феноменологические модели, в частности, космологические модели, включающие новые формы взаимодействия и новые параметризации уравнения состояния темной энергии, в частности, новую модель меняющегося политропного газа и взаимодействующую обобщенную темную энергию с обрезаниями Ноджири - Одинцова. Во всех случаях для космологических проблем присущих подобным теориям либо находятся решения, либо показано, что проблема не возникает.

Степень достоверности.

Научные положения и выводы полностью обоснованы. Достоверность результатов обеспечиваются: корректностью построения математических моделей, внутренней согласованностью и согласием полученных в диссертации результатов с известными результатами, процитированными в диссертации.

Методы исследования. Результаты, представленные в Главе 2 и в п. 3.3, получены с помощью численного анализа. Результаты, представленные в пп. 3.1 и 3.2, получены с помощью аналитических расчетов.

Теоретическая ценность и практическая значимость. Полученные результаты могут быть использованы для разработки аналоговой системы, позволяющей изучать

физику крупномасштабной Вселенной и основы квантовой космологии и гравитации в лабораториях. Следует отметить, что в рассматриваемых моделях космологические проблемы решаются либо за счет существования взаимодействия, либо проблемы не возникают вообще. Кроме того, модели могут быть использованы для объяснения ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертации, систематически докладывались на различных семинарах в Германии, Франции, Польше и Армении. Результаты были представлены на конференциях: Quantum Field Theory and Gravity 2016 (Томск, 2016), International Workshop Siberian Cosmology Days (Томск, 2016) и Workshop on Current Problems in Physics: Zielona Gora - Lviv (Зелена - Гура, Польша, 2015).

Диссертация организована следующим образом: в главе 1 приводится обсуждение основных идей, используемых в современной космологии. В главе 2 обсуждаются новые космологические модели с участием различных моделей вариативной призрачной темной энергии, позволяющей объяснить ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной и переход к ускоряющейся расширяющейся Вселенной. Также представлены сравнение теоретических результатов с имеющимися данными и ограничения на параметры моделей, что позволило отделить соответствующее поведение от феноменологического поведения. Кроме того, было продемонстрировано рождение безмассовых частиц для соответствующей радиационно-доминированной расширяющейся Вселенной. С другой стороны, вычисленные спектры могут быть использованы в будущем для разработки соответствующих аналоговых систем для изучения физики Вселенной в лабораториях. Эти результаты должны дополнить расчеты оптических свойств аналога. В главе 3 обсуждаются различные альтернативные феноменологические модели. Рассматриваемые космологические модели этой главы можно условно разделить на две группы. В частности, космологические модели этой главы включают либо новые формы взаимодействия, либо новые параметризации уравнения состояния темной энергии, включая новую модель меняющегося политропного газа и взаимодействующую обобщенную темную энергию с обрезаниями Ноджири - Одинцова. Во всех случаях для космологических проблем либо находятся решения, либо проблемы не наблюдаются вовсе. Основные результаты диссертации опубликованы полностью [72] – [74], [103] – [105].

1 СОВРЕМЕННАЯ КОСМОЛОГИЯ

В этой главе рассматриваются основные идеи, связанные с современной космологией, которые активно освещаются в научной литературе. Эти идеи будут использованы для рассмотрения и обсуждения полученных результатов, предлагаемых новых космологических моделей, представленных в главах 2 и 3. Ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной доказывается путем наблюдений. В течение последних лет теоретические идеи вместе с данными наблюдения изменили понимание формирования и эволюции Вселенной, однако множество разных вопросов все еще остаются открытыми. В основном, трактовка физики Вселенной основана на общей теории относительности, которая была предложена Альбертом Эйнштейном по прошествии 11 лет после его специальной теории относительности. Ему удалось продемонстрировать, что идеи времени и пространства должны быть объединены в новую идею пространства – времени. Общая теория относительности демонстрирует взаимосвязь между гравитацией и кривизной пространства – времени: пространство – время искривляется благодаря источнику энергии и его распределению. В четырехмерном пространстве – времени гравитация может быть описана тензором, компоненты которого являются гравитационными потенциалами. Пространство – время является динамическим объектом и при отсутствии гравитационного поля должна воспроизвести пространство Минковского. Это означает, что общая теория относительности должна воспроизвести ньютоновскую динамику и динамику орбиты планет. С другой стороны, она должна объяснить динамику галактик и зарегистрированную барионную радиацию. Более того, в космологических масштабах она должна объяснить динамику Вселенной.

В этой главе обсуждаются уравнения Фридмана, описывающие фоновую динамику крупномасштабной Вселенной для метрики Фридмана – Робертсона – Уокера. Идее космической инфляции, являющейся теоретической основой для описания ускоренного расширения ранней Вселенной, посвящен отдельный параграф. Обсуждаются задачи ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной с возможными решениями, включающими динамические модели темной энергии, модификации общей теории относительности, геометрические методы анализа космологических моделей и алгоритмов для ограничения теоретических моделей для соответствия с наблюдаемыми данными.

1.1 Уравнения Фридмана

В современной космологии существуют несколько важных допущений, одним из которых является космологический принцип. Этот принцип является основой космологической модели большого взрыва. Доступные данные наблюдений свидетельствуют о гладкости крупномасштабной Вселенной, поддерживая космологические принципы. С другой стороны, однородность и изотропность являются важными свойствами крупномасштабной Вселенной, согласно которым все свойства Вселенной одинаковы в каждой точке и во всех направлениях соответственно. Свидетельство представленных допущений исходит непосредственно из ровности температуры космического микроволнового фона. Это позволяет рассматривать Вселенную как пространственное однородное и изотропное трехмерное пространство. Кроме того, оно может либо расширяться, либо сжиматься, может быть либо плоским, либо искривленным. Для описания геометрических свойств пространства – времени используется метрика и все события в пространстве – времени имеют координаты $x^0 = ct$ и три пространственных координаты x^1, x^2, x^3 . Интервал между двумя событиями в пространстве – времени можно записать как

$$dS^2 = g_{ij}dx^i dx^j. \quad (1.1)$$

Самой общей метрикой пространства – времени, описывающей Вселенную, в которой соблюдается космологический принцип, является метрикой Фридмана – Робертсона – Уокера. Она позволяет писать (1.1) в виде

$$dS^2 = (cdt)^2 + a(t)^2 \left[\frac{dr^2}{1 - Kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \right]. \quad (1.2)$$

Это показывает, что зависимость расстояния между двумя точками в пространстве выражается только через масштабный коэффициент $a(t)$.

Остальная часть этого раздела содержит подробную информацию о выводе уравнений Фридмана из подхода Лагранжа, разработанного и впервые примененного в качестве альтернативной формулировки классической механики в 1788 Жозефом Луи Лагранжем. В общей теории относительности подход Лагранжа позволяет получить уравнения Эйнштейна из естественной плотности Лагранжа. Исходя из полного действия теории, которая определяется членом Эйнштейна – Гильберта, а также членом \mathcal{L}_M описывающим поля материи

$$S = \int \left[\frac{1}{2k} R + \mathcal{L}_M \right] \sqrt{-g} d^4x, \quad (1.3)$$

а также вариации этого действия по отношению к метрике, которая равна нулю согласно принципу действия, в конечном итоге дает

$$0 = \delta S = \int \left[\frac{1}{2k} \frac{\delta(\sqrt{-g}R)}{\delta g^{\mu\nu}} + \frac{\delta(\sqrt{-g}\mathcal{L}_M)}{\delta g^{\mu\nu}} \right] \delta g^{\mu\nu} d^4x. \quad (1.4)$$

Поскольку это уравнение должно выполняться для любой вариации $\delta g^{\mu\nu}$, то следовательно

$$\frac{\delta R}{\delta g^{\mu\nu}} + \frac{R}{\sqrt{-g}} \frac{\delta\sqrt{-g}}{\delta g^{\mu\nu}} = -2k \frac{1}{\sqrt{-g}} \frac{\delta\sqrt{-g}\mathcal{L}_M}{\delta g^{\mu\nu}}. \quad (1.5)$$

Это уравнение движения для метрического поля. Правая часть этого уравнения пропорциональна тензору энергии импульса

$$T_{\mu\nu} \equiv \frac{-2}{\sqrt{-g}} \frac{\delta\sqrt{-g}\mathcal{L}_M}{\delta g^{\mu\nu}} = -2 \frac{\delta\mathcal{L}_M}{\delta g^{\mu\nu}} + g^{\mu\nu} \mathcal{L}_M. \quad (1.6)$$

С другой стороны, последнее уравнение показывает, что геометрия $g^{\mu\nu}$ и содержание Вселенной, $T^{\mu\nu}$, связаны друг с другом посредством уравнений поля Эйнштейна

$$R_{ij} - \frac{1}{2}Rg_{ij} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{ij}. \quad (1.7)$$

В стандартной космологии тензор энергии – импульса Вселенной принимается за однородный идеальный жидкость, который характеризуется плотностью $\rho(t)$ и давлением $p(t)$ и выражается как

$$T^{\mu\nu} = (\rho + P)u^\mu u^\nu + P g^{\mu\nu}. \quad (1.8)$$

Теперь, с метрикой Фридмана – Робертсона – Уокера и с упрощенным описанием материи, уравнения Эйнштейна (1.7), упрощаются до уравнений Фридмана

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{Kc^2}{a^2}, \quad (1.9)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3p}{c^2}\right). \quad (1.10)$$

Первое уравнение является ограничением, определяющим временную производную масштабного коэффициента, который определяется через плотности энергии и кривизны. Второе уравнение является уравнением ускорения. Кроме того, эти два уравнения не являются независимыми: второе может выводиться из первого, если учесть адиабатическое расширение Вселенной

$$\frac{d}{dt}[a^3(t)\rho(t)c^2] = -p\frac{da^3(t)}{dt}. \quad (1.11)$$

С другой стороны, можно использовать уравнения Фридмана для определения критической плотности энергии (при $K = 0$)

$$\rho_c \equiv \frac{3H^2}{8\pi G}, \quad (1.12)$$

затем определить параметр плотности

$$\Omega_{tot} \equiv \frac{\rho}{\rho_c}, \quad (1.13)$$

позволяющий установить связь между плотностью полной энергии во Вселенной и локальной геометрией. Зависимость времени от фактора масштабирования $a(t)$ будет определяться путем интегрирования этих дифференциальных уравнений при соответствующих начальных условиях. Уравнения Фридмана показывают, что динамика Вселенной определяется свойствами источника энергии: плотность энергии и давление. Они связаны с уравнением состояния, что дает P как функцию от ρ : в случае баротропной жидкости $P = \omega\rho$. Как это ни странно, но многие полезные космологические источники энергии действительно подчиняются баротропному уравнению состояния (Таблица 1.1). В общем, уравнения состояния, описывающие содержание вещества во Вселенной, могут принимать сложную форму. Различные сложные уравнения состояния будут обсуждаться в следующих разделах этой главы.

Таблица 1.1 – Значения параметра уравнения состояния, позволяющие иметь различные источники энергии во Вселенной из – за баротропной жидкости

Параметр уравнения состояния	Источник энергии
$\omega = 0$	пыль
$\omega = 1/3$	радиация
$\omega \in (1/3, 1)$	жесткая Вселенная
$\omega = 1$	жесткая материя
$\omega \in (-1/3, -1)$	квинтэссенция
$\omega = -1$	космологическая постоянная
$\omega < -1$	фантомная материя
$\omega > 1$	экиротическая материя

1.2 Космическая инфляция

Согласно последним данным наблюдений, широко распространено мнение, что ранняя Вселенная развивается до своего современного состояния, начиная с первой эпохи, когда кварки конденсируются для образования протонов и нейтронов (10^{-4} секунд), в то время как вторая эпоха начинается с достаточного охлаждения Вселенной, когда формировались легкие ядра - нуклеосинтез (1 секунда). Третья эпоха в истории Вселенной связана с эпохой, когда во Вселенной доминировала материя (10^4 лет). Четвертая эпоха связана с образованием космического микроволнового фона, который содержит отпечаток последнего рассеивания света, так как случилось разъединение излучения и материи (10^5 лет). Это также может совпадать с рекомбинацией, когда свободные электроны соединились с ядрами для формирования атомов. И, наконец, пятая эпоха соответствует современной Вселенной с ускоренным расширением (10^{10} лет). В соответствии с теми же данными наблюдений, теория большого взрыва подсказывает, что эволюция Вселенной началась с очень плотного состояния. Согласно этому сценарию во время расширения Вселенная остыла, что привело к разъединению материи и света. Стандартная теория большого взрыва применима к тем эпохам, где Вселенная достаточно холодная. Стандартная модель большого взрыва подверглась ряду важных наблюдательных тестов, затрагивающих проблемы расширения Вселенной, а также вопрос о том сравним ли предсказанный возраст Вселенной с прямыми измерениями возраста объектов в пределах Вселенной. Тем не менее, теория большого взрыва может успешно применяться только если начальные условия выбраны очень тщательно.

Хорошо известно, что стандартная космологическая модель предполагает однородность, изотропность и плоскостность Вселенной в качестве начальных условий и не дает естественного решения проблемы магнитного монополя. Следовательно, нужна теория, которая может найти логические ответы на проблемы, которые не могут решиться в теории большого взрыва. Космическая инфляция является одной из центральных идей современной космологии и связана с очень важным периодом эволюции ранней Вселенной. Что такое инфляция и почему она нужна? Согласно инфляционному сценарию Вселенная проходит через фазу экспоненциального расширения, и в результате этого все масштабы во Вселенной увеличиваются на коэффициент $Z = \exp(H\tau)$, где τ длительность инфляционной фазы, и при достаточно больших Z все упомянутые проблемы теории большого взрыва будут решены.

Инфляционная космология является привлекательной теорией, так как она может объяснить возникновение обсуждаемых начальных условий. Более того, эта идея появилась задолго до измерения флуктуаций космического микроволнового фона, дающих отличное представление о космологических возмущениях в ранней Вселенной. Существует мнение о том, что при более точных измерениях первичных космологических возмущений можно расширять и углублять понятие инфляции. Одна из первых попыток моделирования инфляции была основана на космологических скалярных полях, представляющих

частицы нулевого спина. Если начинать с традиционной отправной точки для моделей физики элементарных частиц и варьировать действие

$$S_\phi = \int d^4x \sqrt{-g} \left(-\frac{1}{2} \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi - V(\phi) \right), \quad (1.14)$$

относительно метрики, описывающее динамику скалярного поля минимально связанного с гравитацией, получается соответствующий тензор энергии – импульса

$$T_{\mu\nu} = \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - g_{\mu\nu} \left(\frac{1}{2} \partial^\sigma \phi \partial_\sigma \phi - V(\phi) \right). \quad (1.15)$$

В однородной Вселенной скалярное поле является функцией только лишь времени, и выражения для эффективной плотности энергии и давления однородного скалярного поля ϕ , полученные путем сравнения тензора энергии – импульса скалярного поля с идеальной жидкостью определяются согласно формулам

$$\rho_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad \text{и} \quad P_\phi = \frac{1}{2} \dot{\phi}^2 - V(\phi) \quad (1.16)$$

где первый член известен как кинетический, а второй как потенциальная энергия. Известно, что потенциальная энергия $V(\phi)$ измеряет насколько внутренняя энергия связана с определенным значением поля. С другой стороны, скалярные поля, как другие системы, пытаются минимизировать энергию, однако, важный момент, который допускает инфляцию, связан с тем, что достижения минимального энергетического состояния не всегда эффективна. Система уравнений динамики космологической геометрии и скалярного поля имеет вид

$$H^2 = \frac{8\pi G}{3} \left[\frac{1}{2} \dot{\phi}^2 + V(\phi) \right], \quad (1.17)$$

$$\dot{H} = -4\pi G \dot{\phi}^2, \quad (1.18)$$

и

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0. \quad (1.19)$$

Можно игнорировать член с кривизной, так как известно, что, как только начинается инфляция, этот член быстро станет незначительным по определению. Когда потенциальная энергия скалярного поля доминирует над его кинетической энергией, можно использовать хорошо известное приближение медленного скатывания, пренебрегая кинетической энергией скалярного поля $\dot{\phi}$ и его ускорением $\ddot{\phi}$, упростив систему уравнений поля следующим образом

$$H^2 \simeq \frac{8\pi G}{3} V(\phi), \quad (1.20)$$

$$3H\dot{\phi} + V'(\phi) \simeq 0, \quad (1.21)$$

с параметрами медленного скатывания

$$\epsilon(\phi) = \frac{M_P^2}{16\pi} \left(\frac{V'}{V} \right)^2 \quad \text{и} \quad \eta(\phi) = \frac{M_P^2}{8\pi} \left(\frac{V''}{V} \right). \quad (1.22)$$

Первый параметр медленного скатывания измеряет наклон потенциала, а второй – кривизну. Необходимые условия для приближения медленного скатывания принимают вид

$$\epsilon \ll 1 \quad \text{и} \quad |\eta| \ll 1. \quad (1.23)$$

Это обозначает, что наклон и кривизна потенциала в единицах Планка должны быть достаточно малы. Используя приближение медленного скатывания было показано, что инфляция предсказывает близ – гауссовский адиабатический спектр возмущений. Это приближение применимо к плоскому потенциалу, так как следует ожидать, что скалярное поле тогда будет медленно скатываться. Потенциал должен также иметь минимум, в котором инфляция может закончиться. Эти условия являются необходимыми, но не достаточными для существования приближения медленного скатывания, потому что скалярное поле может иметь большую скорость. Существует более сложный вариант приближения медленного скатывания, основанный на формулировке инфляции Гамильтона – Якоби, который является необходимым и достаточным. Для того, чтобы иметь последовательную картину с космологией большого взрыва, предполагается, что, в случае, когда инфляционное поле становится меньше, чем кинетическая энергия поля, то в этом случае инфляция должна закончиться. С другой стороны, так как энергия Вселенной целиком имеет вид когерентных колебаний вокруг минимума инфляционного потенциала, холодная Вселенная с низкой энтропией каким-то образом должна преобразоваться в горячую Вселенную с высокой энтропией, где доминирует излучение. Процесс, посредством которого передается энергия инфляционного поля, называется повторный нагрев, а в некоторых моделях инфляции можно наблюдать период предварительного нагрева, когда классическое инфляционное поле очень быстро распадается на частицы из – за широкого параметрического резонанса. Эта стадия не может быть описана с помощью стандартного элементарного подхода, основанного на теории возмущений. Бозоны, полученные на данном этапе в дальнейшем распадаются на другие частицы, которые в конечном итоге становятся термализованными. Видно, что скалярные поля, введенные незадолго до инфляции, могут обеспечить естественную основу для нее. Сегодня известно, что более общие модели инфляции могут включать в себя несколько скалярных полей (классическим примером является гибридная модель инфляции, где одно поле играет традиционную роль инфлатона, в то время как другие необходимы для завершения инфляции) или нестандартные кинетические условия, которые могут дать очень конкретные проявления в первичных космологических возмущениях. Альтернативный способ получения инфляции, отличный от введения скалярного поля, заключается в модифицировании теории гравитации. Известно также, что несмотря на широкий диапазон мотиваций, большин-

ство инфляционных моделей динамически эквивалентны общей теории относительности плюс скалярному полю с некоторым потенциалом $V(\phi)$. Более подробный анализ модификаций для ранней Вселенной оказывается полезным и для объяснения ускоренного расширения нынешней Вселенной. Интенсивно рассматриваемые примеры модификаций для получения инфляционной фазы являются гравитацией с $R + R^2 + \dots$, теория Джордана – Брэнеа – Дике или скалярно – тензорная гравитация. В последних двух теориях гравитационная постоянная может изменяться. Также существуют активные исследования, нацеленные на изучение характера космической инфляции с использованием различных идей, разработанных в современной космологии. Например, можно использовать темные жидкости и струны. С одной стороны, есть попытки произвести необходимые начальные условия для получения Вселенной, которые будут согласоваться с данными наблюдений, а с другой стороны те же данные поддерживают, к примеру, идею открытой инфляции, т.е. туннелирование от ложного вакуума в результате чего создается пузырь и область внутри расширяющегося пузыря выглядит как открытая Вселенная, где стена пузыря соответствует начальной сингулярности. Видно, что эти модели уже сильно отличаются от традиционных моделей инфляции. В результате, видно, что требуются дальнейшие исследования проблем космической инфляции, которые, как и проблемы крупномасштабной Вселенной, имеют важное значение (среди других проблем).

1.3 Модели темной энергии

Ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной является одной из давних проблем современной космологии. Этот факт доказан в ходе наблюдений, однако, существующие симметрии крупномасштабной Вселенной не позволяют добиться окончательного решения этой проблемы. Согласно последним имеющимся данным наблюдений, почти 70% энергии во Вселенной должна быть экзотической материей для того, чтобы заложить соответствующие основы для решения проблем. В научной литературе, экзотическое вещество, которое имеет отрицательное давление называется темной энергией. Ее существование подтверждается только астрофизическими данными и до сих пор не было обнаружено непосредственно. С другой стороны, темная материя относится к другой неизвестной форме вещества. По оценкам количество темной материи в нынешней крупномасштабной Вселенной составляет примерно 26% от энергетического бюджета крупномасштабной Вселенной. Различные энергетические условия могут быть использованы для того, чтобы различать темную энергию и темную материю (Таблица 1.2). Введение идеи темной энергии положило основу поиска правильного кандидата для темной энергии, который нарушает сильное энергетическое условие.

Таблица 1.2 – Четыре энергетических условия, которые используются в современной космологии

Энергетическое условия	Математическое выражение
Нулевое энергетическое условие	$\rho + P \geq 0$
Доминантное энергетическое условие	$\rho \geq 0, \quad \rho \pm P \geq 0$
Сильное энергетическое условие	$\rho + 3P \geq 0, \quad \rho + P \geq 0$
Слабое энергетическое условие	$\rho \geq 0, \quad \rho + P \geq 0$

Идея космологической постоянной Λ , связанной с вакуумной энергией, введенной Эйнштейном, была использована при первой попытке моделирования темной энергии. Если предположить, что появление Λ определяется энергией вакуума, то разница в 120 порядков между теоретическими ожиданиями и значениями наблюдений для космологического постоянного не может быть объяснена. Это одна из основных проблем современной космологии. Для решения указанной проблемы были предложены динамические модели темной энергии. На основе феноменологических предположений в современной научной литературе были предложены различные модели. Успех предложенных феноменологических моделей, побудил исследователей выйти за пределы феноменологии и искать возможное возникновение этих моделей на более фундаментальном уровне. С другой стороны, успех этого подхода не может гарантировать совместимость этих моделей с последними данными наблюдений. Более того, возможное объяснение космической инфляции через скалярные поля побудило исследователей искать решение проблем современной космологии в моделях скалярных полей темной энергии. Одним из альтерна-

тивных подходов является представление динамической темной энергии через скалярное поле, как например, квинтэссенция. Основная идея квинтэссенции состоит в том, что темная энергия в виде изменяющегося во времени скалярного поля медленно перемещается по направлению к минимуму потенциала. Полное действие общей теории относительности, включая квинтэссенции представляется

$$S = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{16\pi G} R + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi - V(\phi) \right] + S_m, \quad (1.24)$$

в то время как эволюция скалярного поля определяется

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} + \frac{dV}{d\phi} = 0, \quad (1.25)$$

где предполагается, что ϕ является пространственно однородным. Параметр уравнения состояния для этой модели, определяется как ($-1 < \omega < 1$)

$$\omega = \frac{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi)}{\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi)}, \quad (1.26)$$

Если динамика скалярного поля такова что кинетическая энергия значительно меньше, чем потенциальная энергия, то ω близка к -1 и скалярное поле ведет себя как космологическая постоянная. С другой стороны, в соответствии с текущими наблюдениями, существует вероятность того, что параметр уравнения состояния может быть меньше, чем -1 . Такое состояние известно, как фантомная фаза. В связи с этим было представлено второе скалярное поле известное как фантом с $\omega < -1$. Канонические скалярные поля не могут реализовать процесс для $\omega < -1$, следовательно надо использовать неканонические скалярные поля с следующим динамическим уравнением для поля

$$\ddot{\phi} + 3H\dot{\phi} - \frac{dV}{d\phi} = 0. \quad (1.27)$$

Что дает

$$\rho = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V(\phi) \quad \text{и} \quad P = -\frac{1}{2}\dot{\phi}^2 - V(\phi). \quad (1.28)$$

С другой стороны, для квинтэссенции с $-1 < \omega < -1/3$ и фантома с $\omega < -1$ реализация пересечения состояния $\omega = -1$ невозможна, поэтому следует подумать о модели темной энергии, которая сможет обеспечить этот переход. В научной литературе такая модель известна как квинтом – модель темной энергии. Другой способ получения отрицательного давления в космологии связан, например, с тахионным скалярным полем, возникающим в теории струн. Можно попробовать упростить ситуацию, подключив такие концепции темной энергии, как темная жидкость. Одной из таких темных жидкостей является баротропная жидкость с постоянным параметром уравнения состояния (Таблица 1.2). В научной литературе активно обсуждается вопрос о возможной модификации

этого простого уравнения состояния. В целом, можно рассмотреть темные жидкости с более общим уравнением состояния, как

$$P_{DE} = P(\rho_{DE}, H, \dot{H}). \quad (1.29)$$

Такие модели также называют неоднородными, однако, это не означает, что Вселенная неоднородна или, что существует вероятность того, что темная энергия может группироваться в нелинейном режиме возмущений. Некоторыми явными примерами темных жидкостей данного типа являются

$$P = -\rho - A\rho^\alpha - BH^{2\beta}, \quad (1.30)$$

и

$$P = \omega_f \rho + \omega_H H^2 + \omega_{dH} \dot{H}. \quad (1.31)$$

Другой интересный подход в этом направлении заключается в рассмотрении неявной связи между P , ρ и H

$$F(P, \rho, H) = 0. \quad (1.32)$$

Интересным примером темных жидкостей, который обсуждается в научной литературе и выражается в странном уравнении состояния, является газ Чаплыгина

$$P = -\frac{A}{\rho}, \quad (1.33)$$

и различные модификации этого уравнения включая, например, обобщенную модель Чаплыгина газа с

$$P = -\frac{A}{\rho^\alpha}. \quad (1.34)$$

Дальнейшие модификации включают в себя различные предположения о форме A . Например, модификация, согласно которой A не является постоянной величиной, а зависит от масштабного коэффициента a . Еще одна интересная модель – жидкость Ван – дер – Ваальса, которая характеризуется следующим уравнением состояния

$$P = \frac{8\omega\rho}{3 - \rho} - 3\rho^2. \quad (1.35)$$

Оказывается, что неоднородные темные жидкости можно понимать, как феномен, управляемый вязкостью. Это дает большой класс вязких темных жидкостей, применимых к проблемам крупномасштабной Вселенной. Различные варианты параметризации вязкой темной энергии были успешно рассмотрены для моделей нынешней Вселенной. Другой моделью темной энергии является голографическая темная энергия, которая основана на голографическом принципе. Модель темной энергии Риччи и прозрачная

модель темной энергии с

$$\rho = \alpha H + \beta H^2, \quad (1.36)$$

и различные модификации относятся к часто обсуждаемым моделям темной энергии.

Одна из центральных идей в современной космологии – взаимодействие между темной энергией и темной материей в крупномасштабной Вселенной. Доказано, что негравитационная связь между темными компонентами крупномасштабной Вселенной может улучшить теоретические результаты. Так как природа темной энергии и темной материи неизвестна, и они выполняют различные функции в нынешней Вселенной, то как правило предполагается, что их эволюции независимы друг от друга. Однако, при рассмотрении негравитационного взаимодействия между темной энергией и темной материей естественно ожидать новую физику. Тем не менее, происхождение этого взаимодействия не установлено. Кроме того, в соответствии с теоретическими результатами, рассмотрение взаимодействия темной материи и темной энергии может также решить проблему космологического совпадения. Изучение взаимодействий в современной космологии является феноменологическим подходом. Самый простой способ для моделирования взаимодействия – это перенос энергии от темной энергии к темной материи следующим образом

$$\dot{\rho}_{DE} + 3H(\rho_{DE} + P_{DE}) = -Q, \quad (1.37)$$

$$\dot{\rho}_{DM} + 3H(\rho_{DM} + P_{DM}) = Q. \quad (1.38)$$

Существуют различные формы линейных и нелинейных взаимодействия, которые рассматриваются в современной космологии. В последнее время стало ясно, что взаимодействия, меняющие знак, также могут быть вовлечены в процессы между темными компонентами крупномасштабной Вселенной, указывающими на изменение направления переноса энергии в процессе эволюции Вселенной. Одна из первых моделей взаимодействия этого рода была реализована с помощью параметра замедления q и имеет следующий вид

$$Q = 3Hbq\rho. \quad (1.39)$$

В рассматриваемом случае ρ может быть либо плотностью энергии эффективной темной жидкости, или плотностью энергии одного из темных компонентов. Примером нелинейного взаимодействия является

$$Q = 3Hb \frac{\rho_{de}\rho_{dm}}{\rho_{de} + \rho_{dm}}, \quad (1.40)$$

или

$$Q = 3Hbq \frac{\rho_{de}\rho_{dm}}{\rho_{de} + \rho_{dm}}, \quad (1.41)$$

с возможными вариациями между плотностью энергии темной энергии и темной материи. Взаимодействие само по себе может быть сгенерировано из модификации общей теории

относительности. В современной научной литературе существует множество точек зрения относительно темной энергии (и ее различных модификаций), поскольку изучение этого вопроса дает теоретические результаты совместимые с данными наблюдений. Тем не менее, по – прежнему нужно искать альтернативные пути решения проблем современной космологии, в частности, в виде модификации общей теории относительности как более фундаментальный подход по сравнению с моделями темной энергии. Краткое обсуждение модифицированных теорий общей теории относительности будут рассмотрены в следующем разделе.

1.4 Альтернативные теории гравитации

Правильная модификация общей теории относительности – еще один способ взглянуть на нерешенные проблемы современной космологии [65] – [66] (и ссылки из этой диссертации). Модификация общей теории относительности была начата сразу же после ее презентации. Причина этого крылась в стремлении получить лучшее представление о предлагаемой новой теории. Интенсивные исследования в этом направлении породили различные модификации общей теории относительности, применимые к проблемам и динамике ранней и нынешней Вселенной. Одним из первых обобщение лагранжиана в Эйнштейна – Гильберта действия

$$S = \frac{1}{2k} \int d^4x \sqrt{-g} f(R), \quad (1.42)$$

дает $f(R)$ теория гравитации. В этой теории уравнения поля являются частными дифференциальными уравнениями четвертого порядка, так как R уже включает в себя вторые производные. Для действия, которое является линейным в R , члены четвертого порядка равны нулю и теория приводится к общей теории относительности. Это уже признак того, что уравнения $f(R)$ теории допускают больше решений, чем общая теория относительности. Для того, чтобы $f(R)$ теория, была теоретически последовательной и совместимой с космологическими экспериментами, должны выполняться следующие допущения:

1. правильная космологическая динамика,
2. правильное поведение гравитационных возмущений,
3. генерирование космологических возмущений, в соответствии с космологическими ограничениями от космического микроволнового фона, крупномасштабной структуры Вселенной и гравитационных волн.

Для применения модифицированной общей теории относительности к проблемам современной космологии, нужно принять во внимание форму метрики Фридмана – Робертсона – Уокера, которая дает (метрическая теория)

$$H^2 = \frac{k}{3f'}(\rho + \rho_{eff}), \quad (1.43)$$

$$2\dot{H} + 3H^2 = -\frac{k}{f'}(P + P_{eff}), \quad (1.44)$$

где эффективная плотность энергии и давление геометрии имеют следующую форму

$$\rho_{eff} = \frac{Rf' - f}{2f'} - \frac{3H\dot{R}f''}{f'}, \quad (1.45)$$

$$P_{eff} = \frac{\dot{R}^2 f''' + 2H\dot{R}f'' + \ddot{R}f'' + \frac{1}{2}(f - Rf^f)}{f'}. \quad (1.46)$$

Таким образом, параметр уравнения состояния ω_{eff} в модифицированной гравитации выражается следующим образом

$$\omega_{eff} = \frac{P_{eff}}{\rho_{eff}} = \frac{\dot{R}^2 f''' + 2H\dot{R}f'' + \ddot{R}f'' + \frac{1}{2}(f - Rf^f)}{\frac{Rf' - f}{2} - 3H\dot{R}f''}. \quad (1.47)$$

Очевидно, что модификация общей теории относительности устраняет нужду ручного введения темной энергии. Следовательно, целесообразно рассмотреть различные модификации общей теории относительности. Другая модификация является $F(T)$ теория и она всегда производит динамические уравнения второго порядка. Кроме того, активно изучаются скалярно – тензорные, тензорно – векторно – скалярные, скалярно – тензорно – векторные теории, теория Хорава – Лифшица, предложенная для квантовой гравитации и теория Калуцы – Клейна, чтобы ответить на открытые проблемы в современной космологии. Очевидно, для того, чтобы иметь возможность продолжить исследование и понять, применима ли феноменологическая модель к имеющимся проблемам, необходимо иметь соответствующие инструменты, а также доступ к данным наблюдения, позволяющие получить ограничения на модель. В следующем разделе будут рассмотрены необходимые методики, позволяющие получить ограничения. Кроме этого представлены, соответствующие геометрические инструменты, разработанные для сравнения между собой предложенных космологических моделей.

1.5 Наблюдательные ограничения и анализ моделей

Последнее десятилетие было плодотворным для исследования проблем Вселенной и позволило собрать огромное количество научных данных. Такой успех напрямую связан с новыми технологическими разработками. Тем не менее, следует отметить, что не все вопросы нашли ответы. Сравнение теоретических результатов с имеющимися данными наблюдений является очень важной задачей современной космологии, позволяющей получать соответствующие ограничения на моделях и извлекать соответствующую физику. Уравнение Фридмана является одним из наиболее важных уравнений в космологии, и задача состоит в том, чтобы решить это уравнение при различных предположениях относительно содержания Вселенной выраженной при помощи уравнения состояния. Первая физическая величина, получаемая из решения уравнения Фридмана, является параметром Хаббла

$$H = \frac{\dot{a}}{a}. \quad (1.48)$$

Таким образом, первая попытка получить ограничения на параметры модели могут быть предоставлены благодаря данным $H(z)$. Для этого случая требуется свести к минимуму χ_H^2

$$\chi_H^2 = \sum_i \left(\frac{H(z_i, \mathbf{P})^{th} - H(z_i)^{obs}}{\sigma_H^i} \right)^2, \quad (1.49)$$

где $H(z_i, \mathbf{P})^{th}$ представляет теоретическое значение параметра Хаббла H полученное из уравнения Фридмана для определенного красного смещения z_i , а H^{obs} отражает соответствующие оценки параметра Хаббла из различных миссий с ошибкой σ_H^i . Соответствующие ограничения могут быть получены с использованием данных из проекта Supernova Cosmology Project через модуль расстояния $\mu(z)$

$$\mu(z) = 5 \log_{10}(d_L(z)) + \mu_0, \quad (1.50)$$

где $\mu_0 = M_B - 5 \log_{10} h$, с абсолютной величиной M_B и параметром Хаббла h в настоящее время в единицах $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. С другой стороны, расстояние по яркости $d_L(z)$ может быть вычислено с помощью

$$d_L(z) = (1+z) \int_0^z \frac{H_0}{H(z')} dz', \quad (1.51)$$

и в этом случае значения параметров, минимизирующих χ_{SN}^2

$$\chi_{SN}^2 = \sum_i \left(\frac{\mu(z_i, \mathbf{P})^{th} - \mu(z_i)^{obs}}{\sigma_\mu^i} \right)^2. \quad (1.52)$$

должны быть вычислена. Можно также использовать данные из космического микроволнового фона (СМВ) и барионных акустических колебаний (BAO) для получения соот-

ветствующих ограничений. Кроме того, одновременно можно проводить тесты, и целью в данном случае является сведение к минимуму значение суммарной χ_{tot}^2

$$\chi_{tot}^2 = \sum_j \chi_j^2, \quad (1.53)$$

где $j \in \{H, SN, CMB, BAO\}$. Также активно обсуждается вопрос о возможных ограничениях, вызванных данными сильного и слабого гравитационного линзирования. Тот факт, что гравитационное поле изгибает световые лучи, когда они проходят через астрономические объекты, может предоставлять очень важную информацию. Следовательно, гравитационное линзирование является важным астрофизическим инструментом для космологии, изучения формирования структуры и эволюции галактик. Оценка параметров космологической модели в случае сильного гравитационного линзирования основано на соотношении

$$D(z_l, z_s) = \frac{d_A(z_l, z_s)}{d_A(0, z_s)} = \frac{\int_{z_l}^{z_s} dz'/H(z')}{\int_0^{z_s} dz'/H(z')}, \quad (1.54)$$

где z_s и z_l это красное смещение источника и линзы, соответственно, в то время как (в единицах c/H_0)

$$d_A(z_d, z_s) = \frac{1}{1+z_s} \int_{z_d}^{z_s} \frac{H_0}{H(z')} dz'. \quad (1.55)$$

Очевидно, что расстояние углового диаметра d_A несет всю информацию, касающуюся фоновой динамики Вселенной, поэтому

$$\chi_{SGL}^2 = \sum_i \left(\frac{D(z_i, \mathbf{P})^{th} - D(z_i)^{obs}}{\sigma_D^i} \right)^2, \quad (1.56)$$

также могут быть использованы для получения соответствующих ограничений [67] – [70] (и список цитированной там литературы). Еще один интересный аспект в изучении ускоренного расширения нынешней Вселенной, это различные инструменты, способные отличить феноменологические модели друг от друга. Одним из таких инструментов является анализ уравнения состояния с двумя параметрами

$$r = \frac{\ddot{a}}{aH^3} \quad \text{и} \quad s = \frac{r-1}{3(q-1/2)} \quad (1.57)$$

где q является параметром замедления и определяется как

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2}. \quad (1.58)$$

Он был успешно применен для многих космологических моделей. Другие возможностями, позволяющими различать модели темной энергии являются $(\omega'_{de}, \omega_{de})$, Om , $Om\Omega$ и иерархический анализ уравнений состояния. Анализ $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ предполагает изучение поведения темной энергии в $\omega'_{de} - \omega_{de}$ плоскости, где ω'_{de} является производной от па-

раметра уравнения состояния темной энергии по $N = \log a$. Анализ Om предполагает изучить следующий параметр

$$Om = \frac{x^2 - 1}{(1+z)^3 - 1}, \quad (1.59)$$

где $x = H/H_0$, H_0 это значение параметра Хаббла при $z = 0$. Трехточечная диагностика $Om3$ предполагает рассмотрение следующего параметра

$$Om3 = \frac{Om(z_2, z_1)}{Om(z_3, z_1)}, \quad (1.60)$$

где

$$Om(z_2, z_1) = \frac{x(z_2)^2 - x(z_1)^2}{(1+z_2)^2 - (1+z_1)^2}. \quad (1.61)$$

С другой стороны, иерархический анализ уравнений состояния требует вычислить и изучить следующие параметры

$$S_3^{(1)} = A_3, \quad S_4^{(1)} = A_4 + 3(1+q), \quad (1.62)$$

и т.д., где

$$A_n = \frac{a^{(n)}}{aH^n} \quad \text{и} \quad a^{(n)} = \frac{d^n a}{dt^n}. \quad (1.63)$$

Иерархический анализ уравнения состояния для модели Λ CDM равен 1. тем не менее, для моделей с динамической темной энергии $S_n^{(1)}$ принимает различные значения. Модель Λ CDM может быть выбрана в качестве отправной точки, чтобы выявить возможные отклонения. В случае анализа уравнений состояния надо использовать отклонения масштабного фактора второго, третьего и более высокого порядка. Om полагается только на производную первого порядка и объединяет в себе параметр Хаббла и красное смещение. Следовательно, Om является более простым методом диагностики. Принято считать, что различные поведения обсуждаемых параметров указывает на различие этих моделей. В научной литературе существует четкое определение поведения этих параметров, которое дает возможность определить природу темной энергии.

2 МОДЕЛИ ПРИЗРАЧНОЙ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ

Модель призрачной темной энергии, как и другие модели темной энергии были представлены с целью объяснить ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной. В этой главе рассматриваются различные новые феноменологические модификации призрачной темной энергии с учетом последних разработок в современной космологии. Предположение о возникновении первой модели вариативной призрачной темной энергии связано с существованием некой динамики между призрачной темной энергией и испарившейся жидкостью, благодаря чему возник предполагаемый эффект. Более того, следует ожидать, что это происходило на ранних этапах эволюции Вселенной в условиях, которые сегодня невозможно повторить экспериментальным путем [71]. С другой стороны, руководствуясь теоретическими результатами, была рассмотрена вторая модель вариативной призрачной темной энергии. Полученные результаты, связанные с проблемами крупномасштабной Вселенной, представлены в 2 [72]. Касательно других двух моделей вариативной призрачной темной энергии, представленных в этой главе (2.2 и 2.3) были рассмотрены иные предположения, а именно: отношения между плотностью энергии темной материи и плотностью призрачной темной энергии [73], [74]. В соответствующих разделах дается определение моделей вариативной призрачной темной энергии, которые используются для построения космологических моделей и решения проблем крупномасштабной Вселенной. Кроме этого, для двух космологических моделей надлежащим образом был рассмотрен вопрос о появлении безмассовой частицы в радиационно-доминированной расширяющейся Вселенной. Было показано, что рождение безмассовой частицы возможно в рассматриваемых космологических моделях, которым свойственна динамика согласующаяся с общей теорией относительности. Изучение рождения частиц также имеет важное значение при проектировании метаматериальной аналоговой системы, так как форма спектров поможет завершить расчеты оптических свойств метаматериала. Разумеется, такие предположения требуют систематического анализа данных разных источников для подтверждения их жизнеспособности. Каковы условия для рождения частиц в случае динамических фонов? Считается, что частицы появляются, так как положительные и отрицательные частотные части полей смешиваются в процессе расширения Вселенной (согласно Гейзенбергу). Рождение частиц – очень важная тема в современной космологии. Появление материи в расширяющейся Вселенной широко обсуждается с макроскопических, а также с микроскопических точек зрения [75] – [95]. Один из самых интересных выводов из общей теории относительности заключается в том, что безмассовые частицы (фотоны, гравитоны или другие безмассовые частицы) не появляются в радиационно-доминированной Вселенной, потому что положительные и отрицательные частотные функции для безмассовых полей не смешиваются в процессе расширения в

связи с конформной инвариантностью метрики. Тем не менее, картина может быть изменена, если рассматривать модифицированные теории гравитации, например, теорию $f(R)$ – гравитации [96] – [98]. Рождение частиц в расширяющихся условиях происходит из – за квантования поля, однако, отсутствие симметрии Группы Пуанкаре в искривленном пространстве – времени приводит к проблеме определения частиц и вакуумных состояний. Проблема может быть решена с помощью метода диагонализации гамильтонова оператора через трансформацию Боголюбова, а также с подходящим граничным условием для получения конечных результатов для числа созданных частиц. Общее количество рожденных частиц N_k и античастиц \bar{N}_k в соответствии с этим методом определяется следующим образом

$$N_k = \bar{N}_k = |\beta_k(\eta)|^2 = \frac{1}{4\omega_k(\eta)} |\chi'_k|^2 + \frac{\omega_k(\eta)}{4} |\chi_k|^2 - \frac{1}{2}, \quad (2.1)$$

где

$$\omega^2(\eta) = k^2 + m^2 a^2(\eta) - \frac{a''(\eta)}{a(\eta)}, \quad (2.2)$$

и ω_k это частота частицы, k это число Фурье или число волн частицы, а, η это конформное время, которое относится к физическому времени следующим образом

$$\eta = \int \frac{dt}{a}. \quad (2.3)$$

Уравнение движения для разделенных состояний $\chi_k(\eta)$ является дифференциальным уравнением второго порядка с двумя независимыми решениями и выглядит следующим образом

$$\chi''(\eta) + \omega_k^2(\eta)\chi_k(\eta) = 0. \quad (2.4)$$

Кроме того, каждое из решений уравнения (2.4) должно быть нормировано

$$W_k(\eta) = \chi_k(\eta)\chi_{k'}^*(\eta) - \chi_k'(\eta)\chi_k^*(\eta) = -2i. \quad (2.5)$$

С другой стороны, если предположить, что скалярное поле находится в состоянии вакуума в определенный начальный момент времени η_i , следует принять во внимание следующие начальные условия для η_i

$$\chi_k(\eta_i) = 1/\sqrt{\omega_k(\eta_i)} \quad \text{и} \quad \chi_k'(\eta_i) = i\sqrt{\omega_k(\eta_i)}. \quad (2.6)$$

Для описания динамики крупномасштабной Вселенной, которая включает излучение, вариативную призрачную темную энергию, взаимодействующую с темной материей, когда динамика фона определена согласно общей теории относительности, надо учесть следующие уравнения

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3P), \quad (2.7)$$

$$\dot{\rho}_r + 4H\rho_r = 0, \quad (2.8)$$

$$\dot{\rho}_{de} + 3H(\rho_{de} + P_{de}) = -Q, \quad (2.9)$$

$$\dot{\rho}_{dm} + 3H\rho_{dm} = Q. \quad (2.10)$$

В (2.8) учитывается, что излучение описывается с помощью $P_r = (1/3)\rho_r$, в то время как (2.9) и (2.10) математически описывают идею взаимодействия в современной космологии. Уравнения (2.8) – (2.10) предполагают, что эффективная жидкость во Вселенной с высокой точностью может быть описана как

$$\rho = \rho_r + \rho_{de} + \rho_{dm}, \quad (2.11)$$

$$P = P_r + P_{de}, \quad (2.12)$$

потому что темная материя является жидкостью без давления с $P_{dm} = 0$. Космографические и соответствующее исследования дополнительных вопросов, касающиеся моделей вариативной призрачной темной энергии, представлены в трех разделах этой главы, в которых уделяется внимание созданию безмассовых частиц в рамках теории относительности.

2.1 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha H + \beta a^m H^2$

В этом разделе представлены космологические последствия при условии, когда вариативная призрачная темная энергия определенного типа взаимодействует с холодной темной материей. Предполагается, что на протяжении всей эволюции Вселенной динамика радиации не связана с динамикой темной энергии и темной материи. Недавно было сделано предположение, что один из коэффициентов, определяющий плотность энергии призрачной темной энергии является переменной [71]. В [71] рассматривается следующая форма плотности энергии вариативной призрачной темной энергии

$$\rho_{de} = \alpha_0 a^m H + \hat{\beta} H^2, \quad (2.13)$$

вместо

$$\rho_{de} = \alpha H + \hat{\beta} H^2, \quad (2.14)$$

где α_0 , $\hat{\beta}$ и m постоянные. Новая модель вариативной призрачной темной энергии имеет 3 параметра, которые следует определять по данным наблюдений. Плотность вариативной призрачной темной энергии, рассматриваемой в этом пункте, имеет следующий вид [72]

$$\rho_{de} = \alpha H + \beta a^m H^2. \quad (2.15)$$

Получается такая модель вариативной призрачной темной энергии, когда параметризация $\hat{\beta}$ рассматривается в соответствии с масштабным коэффициентом Вселенной в виде степенного закона. С другой стороны, чтобы иметь определенное представление об этой новой космологической модели, было сделано предположение о существовании следующего типа взаимодействия между темной энергией и темной материей

$$Q = 3Hb\rho. \quad (2.16)$$

Это одна из первых попыток представить взаимодействие между двумя темными компонентами. В (2.16) ρ это полная плотность энергии эффективной темной жидкости, которая состоит из рассматриваемой вариативной призрачной темной энергии и темной материи, а b – постоянная. Из (2.16) видно, что переход энергии из темной энергии в темную материю происходит на протяжении всей эволюции Вселенной. Главная задача состоит в том, чтобы обсудить теоретические результаты, соответствующие космографическому анализу этой модели для соответствующих ограничений, накладываемых на параметры модели. Полученные результаты будут использованы для изучения возникновения частиц в соответствующей математической структуре, которая обсуждается в начале этой главы.

2.1.1 Невзаимодействующая модель

Чтобы рассмотреть невзаимодействующую модель, следует принять во внимание, что в (2.9) и (2.10) Q должен быть равен 0. Следовательно, динамика плотностей призрачной темной энергии и холодной темной материи будут определяться из следующих уравнений

$$\dot{\rho}_{de} + 3H(\rho_{de} + P_{de}) = 0, \quad (2.17)$$

$$\dot{\rho}_{dm} + 3H\rho_{dm} = 0. \quad (2.18)$$

Последние два уравнения вместе с (2.7) и (2.8) позволяют получить и изучить космологические параметры. Первый космологический параметр, который будет изучен это параметр замедления q . Рис. 2.1 отображает поведение параметра замедления и параметра уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии (2.15), для различных значений параметра m . Для соответствующих значений параметра m космологическая модель, содержащая невзаимодействующую вариативную призрачную темную энергию, темную материю и излучение, дает переходную Вселенную. Слева на рис. 2.1 видно, что (при $b = 0$) уменьшение m влечет за собой уменьшение шансов получить переходную Вселенную. В частности, когда $m = 0$, что относится к обычной призрачной темной энергии, появление переходной Вселенной невозможно. Это прямо указывает на то, что предполагаемое изменение призрачной темной энергии позволяет легко манипулировать ограничениями на параметры модели и делает модель очень гибкой в отношении будущих данных наблюдений. С другой стороны, рассмотрев параметр замедления q можно увидеть некоторые ограничения, накладываемые на параметр m . В частности, поскольку в соответствии с последними данными наблюдений $0 < q \leq -1$, то может быть получено следующее ограничение на m : $0 < m \leq 1.5$. Справа на рис. 2.2 можно увидеть, что для соответствующих значений параметров также возможно пересечение фантомной линии. На рис. 2.2 представлено поведение параметра уравнения состояния эффективной жидкости, который определяется как

$$\omega_{tot} = \frac{P_{de} + (1/3)\rho_r}{\rho_{de} + \rho_{dm} + \rho_r}, \quad (2.19)$$

и параметры плотности Ω_{de} и Ω_{dm} . Значения Ω_{de} и Ω_{dm} при $z = 0$ показывают, что модель свободна от проблемы космологических совпадений. Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и q для нынешней Вселенной представлены в таблице 2.1. Ограничения, полученные из сравнения модуля расстояния с данными наблюдений дали: $\beta = 1.7$, $\alpha = 0.3$, $m = 1.0$, $H_0 = 0.72$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$ и $\Omega_r \approx 7 \times 10^{-5}$, в то время как красное смещение $z_{tr} \approx 0.42$. Таким образом вариативная призрачная темная энергия в расширяющейся Вселенной будет иметь только квинтэссенциальный характер и при $z = 0$ будет космологической постоянной с $\omega_{de} = -1$. С другой стороны, в крупномасштабной Вселенной, суммарная эффективная жидкость будет характеризоваться только квинтэссенциальным поведением.

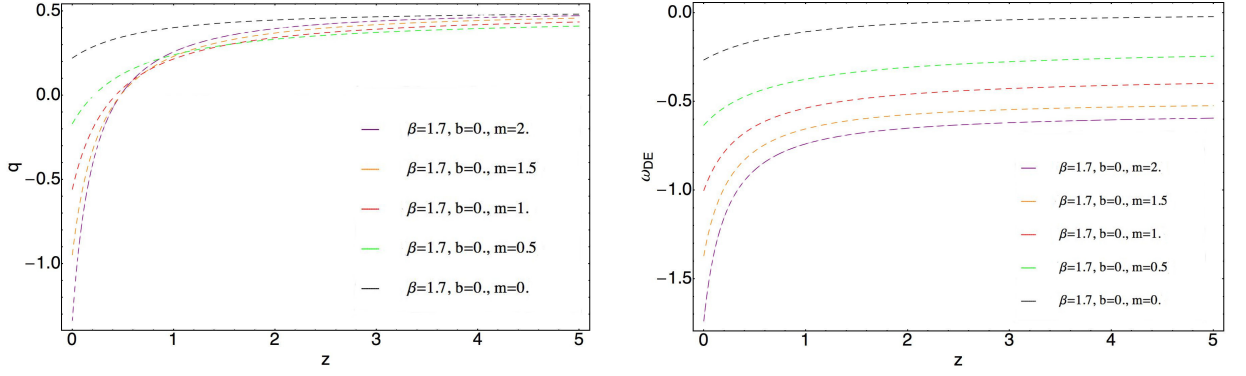


Рисунок 2.1 – График поведения параметра замедления q и ω_{de} вариативной призрачной темной энергии (2.15), по отношению к красному смещению z . $m = 0$ относится к обычной призрачной темной энергии

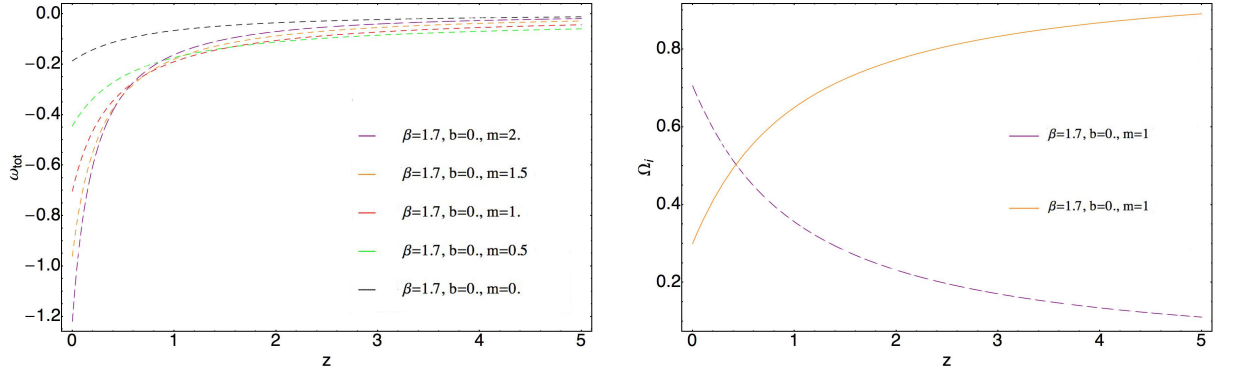


Рисунок 2.2 – График поведения параметра уравнения состояния эффективной жидкости и $\Omega_i = \rho_i/3H^2$ по отношению к красному смещению z . Фиолетовая кривая соответствует Ω_{de} , а оранжевая кривая соответствует Ω_{dm} . $m = 0$ соответствует обычной призрачной темной энергии

Таблица 2.1 – Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и q для нынешней Вселенной для различных значений параметра m , когда $\Omega_{dm} \approx 0.3$, $\Omega_r \approx 7 \times 10^{-5}$, при $b = 0$ и $H_0 = 0.72$. $m = 0$ соответствуют обычной призрачной темной энергии

m	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	q
1	(9.9, -2.937)	(-5.96, -0.973)	-0.51
0.5	(3.854, -1.531)	(-2.38, -0.605)	-0.121
0.0	(3.069, -2.974)	(-1.68, -0.237)	0.268

2.1.2 Взаимодействующая модель

Плотность энергии темной материи в случае взаимодействующей модели согласно (2.10) и (2.16) выглядит следующим образом

$$\dot{\rho}_{dm} + 3H(1-b)\rho_{dm} = 3Hb\rho_{de}. \quad (2.20)$$

Уравнение (2.20) вместе с (2.7), (2.8) и (2.9) позволяют получить и изучать поведение космологических параметров. В этом случае параметр m оказывает значительное влияние на состояние параметра замедления q и параметр уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии, представленный в (2.15) (см. рис. 3 из [72]). Поведение параметра замедления уже налагает некоторые ограничения на m . Последующее сравнение теоретических результатов с данными наблюдения показывает, что максимальное соответствие модуля расстояния с данным наблюдения возможно при $\beta = 0.7$, $\alpha = 0.3$, $b = 0.03$, $m = 0.5$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$, $\Omega_r \approx 7 \times 10^{-5}$, $H_0 = 0.72$, а красное смещение $z_{tr} \approx 0.42$. Наблюдая за поведением Ω_{dm} и Ω_{de} и значениями при $z = 0$ можно видеть, что эта модель также свободна от проблемы совпадений (рис. 4 из [72]). В нижней части рисунков 3 и 4 из [72], представлена поведения q , ω_{de} , ω_{tot} и Ω_i в зависимости от параметра взаимодействия b для фиксированных значений параметра m . В таблицах 2.2 и 2.3 представлены нынешние значения параметров (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и q . В результате сравнения теоретических результатов с данными наблюдения осталось лишь квинтэссенциальное состояние темной энергии и суммарной эффективной жидкости. Кроме того, были выявлены соответствующие ограничения на параметры моделей, необходимые для радиационно-доминированной Вселенной, развитие которой обеспечивает совместимость крупномасштабной Вселенной с последними данными наблюдений. В этих моделях для рождения безмассовых частиц в радиационно – доминированной Вселенной (взаимодействующих и невзаимодействующих) требуется некоторое время. Кроме того, общее число появившихся безмассовых частиц для обеих моделей возрастающая функция. В ходе анализа выяснилось, что рождение безмассовых частиц согласно рассматриваемым космологическим моделям принимает периодический характер в нынешней крупномасштабной Вселенной.

Таблица 2.2 – Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и q для нынешней Вселенной при различных значениях параметра m , когда $\Omega_{dm} \approx 0.3$, $\Omega_r \approx 7 \times 10^{-5}$, $b = 0.03$ и $H_0 = 0.72$. $m = 0$ соответствуют обычной призрачной темной энергии. $\alpha = 0.3$ и $\beta = 1.7$

m	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	q
1	(10.73, -2.827)	(-6.315, -1.099)	-0.648
0.5	(3.838, -1.246)	(-2.361, -0.732)	-0.299
0.0	(2.213, -1.084)	(-1.29, -0.364)	0.130

Таблица 2.3 – Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и q для нынешней Вселенной при различных значениях параметра взаимодействия b , когда $\Omega_{dm} \approx 0.3$, $\Omega_r \approx 7 \times 10^{-5}$, $m = 0.5$, $H_0 = 0.72$, $\alpha = 0.3$ и $\beta = 1.7$

b	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	q
0.0	(3.797, -1.475)	(-2.348, -0.612)	-0.132
0.01	(3.796, -1.382)	(-2.348, -0.652)	-0.174
0.05	(3.938, -1.161)	(-2.393, -0.812)	-0.343

2.2 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha H + \beta \rho_{dm}^m H^2$

Рассматривается другая модель вариативной призрачной темной энергии, дающая модель Вселенной, для которой теоретические результаты согласуются с последними данными наблюдений. В этой модели эффективная жидкость является радиационной жидкостью в ранней вселенной и переходит в темную энергию в крупномасштабной Вселенной. Предложенная модель вариативной призрачной темной энергии имеет следующую плотность энергии [73]

$$\rho_{de} = \alpha H + \beta \rho_{dm}^m H^2, \quad (2.21)$$

где α , β и m являются постоянными, а ρ_{dm} является плотностью темной материи. Такая модификация открывает более глубокое понимание предпосылок для формирования темной энергии в ранней Вселенной ввиду существования темной материи. Космографический анализ модели обсуждается в связи с новым параметром m вариативной призрачной темной энергии, который определяется уравнением (2.21), а также параметром взаимодействия b с целью объяснить известные данные наблюдений. Значения двух других параметров модели, а именно α и β , были получены во время сравнения модуля расстояния с данными наблюдений для лучшего соответствия. Кроме того, используются недавние результаты эксперимента PLANCK 2015. В связи с тем, что будет рассматриваться вопрос о рождении частиц в радиационно-доминированной Вселенной, то конфигурация модели, которая соответствует нынешней Вселенной, должна быть фиксированной, принимая во внимания данные наблюдения. Легко увидеть, что (2.21), (2.9) с (2.16) позволяют получить параметр уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии

$$\omega_{de} = \frac{A\Omega_{dm}^2 + B\Omega_{dm} + C}{3(6H(\Omega_{de} - 1) - \alpha)\Omega_{de}\Omega_{dm}}, \quad (2.22)$$

где $A = 6H\Omega_{de} - 18bH - \alpha$, $B = -\Omega_{de}(\alpha + 6H(-3b(m+1) + 3m + 1)) + 2\alpha(2 - 3(b-1)m) + 6H\Omega_{de}^2$, а $C = -6bm\Omega_{de}(\alpha - 3H\Omega_{de})$. Для этой модели параметр замедления принимает следующий вид

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{1}{2}(2 - (1 - 3\omega_{de})\Omega_{de} - \Omega_{dm}). \quad (2.23)$$

Также важно изучить параметр уравнения состояния эффективной жидкости, который в данном случае

$$\omega_{tot} = \frac{P_{de} + (1/3)\rho_r}{\rho_{de} + \rho_{dm} + \rho_r}, \quad (2.24)$$

может быть записан другим образом, принимая во внимание выражения Ω_{de} и Ω_r

$$\omega_{tot} = \omega_{de}\Omega_{de} + \frac{1}{3}\Omega_r. \quad (2.25)$$

Поведение ω_{de} и параметра замедления q представлено на рис. 2.3. Верхний ряд демонстрирует влияние параметра m когда $b = 0.01$, $\alpha = 0.75$ и $\beta = 0.85$. Увеличение m ведет

к увеличению красного смещения и увеличению нынешних значений параметра замедления q и ω_{de} . Нижний ряд рисунка 2.3 отражает поведение ω_{de} и параметра замедления q с учетом параметра взаимодействия b . Видно, что в нынешней Вселенной параметр b оказывает существенное влияние на эти параметры. Более того, увеличение b ведет к увеличению красного смещения для переходной Вселенной и к увеличению значений q и ω_{de} для нынешней Вселенной. Стоит отметить, что конфигурация нынешней Вселенной закрепляется через $\Omega_{de} \approx 0.7$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$ и $\Omega_r \approx 0.3 \times 10^{-5}$. Это значит, что в нынешней Вселенной отсутствует проблема космологического совпадения, поэтому минимальной моделью будет являться невзаимодействующая модель. Однако, взаимодействия предоставляют относительно простой механизм для получения радиационно-доминированной Вселенной. Следовательно, в этом случае космология взаимодействующей темной энергии является предпочтительным сценарием. Сравнение модуля расстояния с данными наблюдений с целью добиться лучшего соответствия привело к следующим ограничениям на параметры модели: $b = 0.01$, $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.85$, $m = -0.2$, $H_0 = 0.69$, $\Omega_{de} \approx 0.7$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$ и $\Omega_r \approx 0.3 \times 10^{-5}$. Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$, и q для нынешней Вселенной представлены в таблице 2.4. Поведение Ω_{de} и Ω_{dm} представлены на рис. 2 из [73].

Таблица 2.4 – Значения (r, s) , $(\omega'_{de}, \omega_{de})$, и q , а также значения красного смещения для переходной Вселенной для различных значений параметра m . $b = 0.01$, $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.85$, $H_0 = 0.69$, $\Omega_{de} \approx 0.7$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$ и $\Omega_r \approx 0.3 \times 10^{-5}$. $m = 0$ относится к обычной призрачной темной энергии

m	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	q	z_{tr}
0.0	(2.247, -0.711)	(-1.173, -0.576)	-0.085	0.18
-0.1	(2.515, -0.745)	(-1.033, -0.647)	-0.177	0.3
-0.15	(2.852, -0.842)	(-1.057, -0.707)	-0.233	0.38
-0.2	(3.381, -0.996)	(-1.171, -0.761)	-0.297	0.42
-0.4	(8.883, -2.268)	(-3.237, -1.042)	-0.658	0.58

2.2.1 Анализ уравнений состояния и термодинамика

Чтобы определить термодинамику вариативной призрачной темной энергии (2.21) следует начать с первого закона термодинамики

$$TdS_{de} = dE_{de} + P_{de}dV, \quad (2.26)$$

где темная энергия, темная материя, радиация и горизонт событий предполагаются в тепловом равновесии, поэтому они имеют одинаковую температуру

$$T = \frac{H}{2\pi}. \quad (2.27)$$

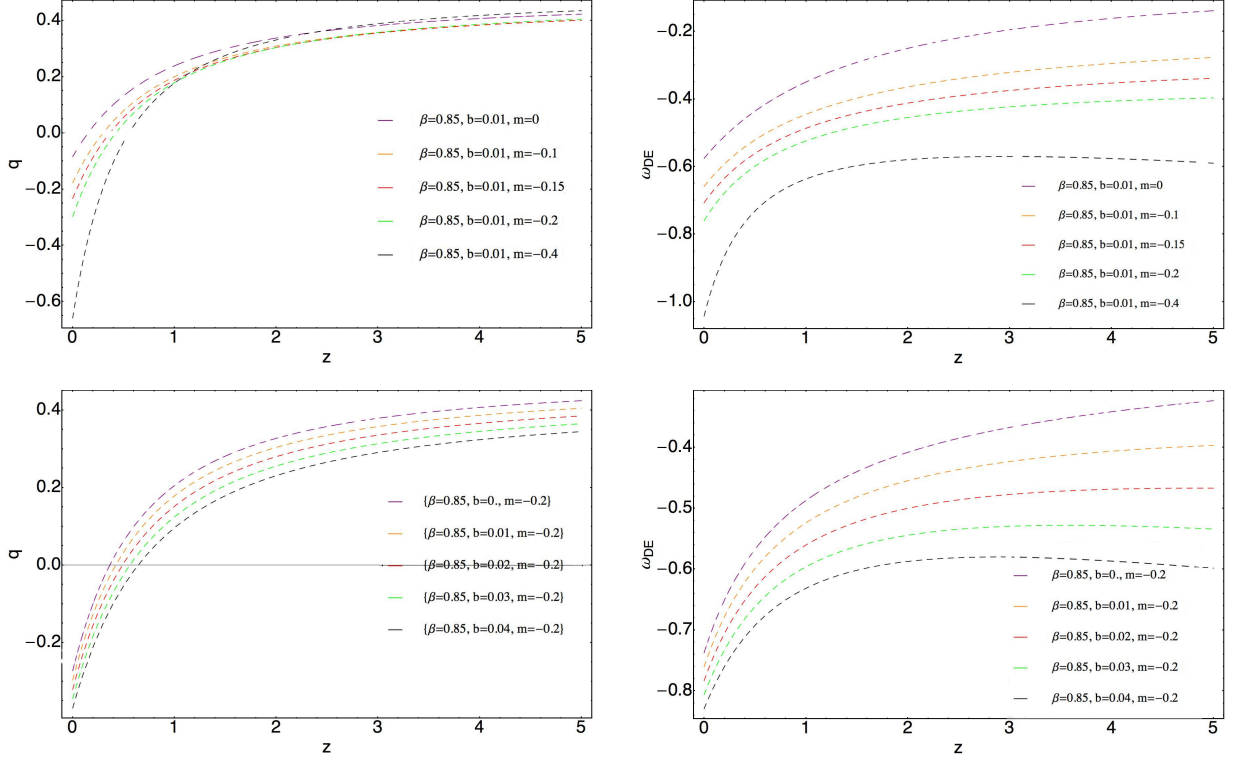


Рисунок 2.3 – График поведения параметра замедления q и ω_{de} взаимодействующей вариативной призрачной темной энергии (2.21) относительно красного смещения z . $m = 0$ относится к обычной призрачной темной энергии

Более того, чтобы получить dS_{de} следует принять во внимание, что $E_{de} = \rho_{de}V$, $P_{de} = \omega_{de}\rho_{de}$ и

$$V = \frac{4\pi}{3} \frac{1}{H^3}. \quad (2.28)$$

В результате расчетов, из (2.26) для dS/dH получается

$$\frac{dS_{de}}{dH} = \frac{8\pi^2}{3H^4} \left(-\alpha - 9H\omega_{de}\Omega_{de} - 3H\Omega_{de} + \frac{6m(b\Omega_{de} + (b-1)\Omega_{dm})(\alpha - 3H\Omega_{de})}{\Omega_{dm}((3\omega_{de} - 1)\Omega_{de} - \Omega_{dm} + 4)} \right), \quad (2.29)$$

где ω_{de} вытекает из (2.22). Случай $b = 0$, относится к термодинамике невзаимодействующей модели призрачной темной энергии. На рис. 3 из [73] отображено поведение $S_3^{(1)}$ согласно (1.62). Легко увидеть, что $S_3^{(1)}$ является хорошим индикатором для этой модели, который показывает возможные отклонения от модели Λ CDM. В рамках космографического анализа показано, что предложенная космологическая модель является подходящей для нынешней Вселенной. Более того, эффективная жидкость является радиационно-подобной жидкостью в радиационно-доминированной Вселенной и развивается в квинт-эссенциальную модель темной энергии для нынешней Вселенной. Описанная в начале этой главы математическая формулировка рождения безмассовых частиц демонстрирует их рождение в радиационно-доминированной Вселенной в соответствии с рассматриваемой космологической моделью (см. рис. 4 из [73]).

2.3 Космологическая модель с $\rho_{de} = \alpha\rho_{dm}^m H + \beta H^2$

В 2 и 2.2 предметом изучения было ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной, где вариативная призрачная темная энергия определенного типа может взять на себя роль темной энергии. Модель вариативной призрачной темной энергии, рассмотренная в этом разделе, является другой феноменологической модификацией призрачной темной энергии и завершает логическую цепочку рассматриваемых модификаций. Модель вариативной призрачной темной энергии, рассматриваемая в этом разделе имеет следующую плотность энергии [74]

$$\rho_{de} = \alpha\rho_{dm}^m H + \beta H^2, \quad (2.30)$$

где α , β и m константы, которые следует определять по данным наблюдений. Рассмотренная модель темной энергии (2.30), сравниваемая с призрачной темной энергией ($\rho_{de} = \alpha_0 H + \beta H^2$) модифицируется с учетом коэффициента α_0 как функция энергетической плотности темной материи. В частности, рассматривается степенная функция от плотности энергии темной материи. Модель призрачной темной энергии (2.30) может рассматриваться как пример обобщённых неоднородных жидкостей, представленных в [41] и [42]. Ввиду того, что предлагается новая космологическая модель, следует в первую очередь, рассмотреть сценарий, когда темная энергия и темная материя не взаимодействуют. С другой стороны, для полноты исследований, необходимо рассмотреть различные формы взаимодействия между двумя компонентами. Было использовано наилучшее соответствие между теоретическими результатами и расстоянием по яркости, чтобы получить предварительные ограничения на модели. Результаты, приведенные ниже соответствуют этим ограничениям.

2.3.1 Невзаимодействующая модель

В современной космологии не взаимодействующая модель является минимальной моделью по сравнению с взаимодействующей моделью и должны быть рассмотрены в первую очередь. Невзаимодействующая модель соответствует $Q = 0$ и в этом случае описывается через параметр уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии следующего вида

$$\omega_{de} = \frac{(2m - 1)(\beta - 3\Omega_{de})}{\Omega_{de}(\beta + 3\Omega_{de} - 6)}. \quad (2.31)$$

Легко увидеть, что для Вселенной где $\Omega_{de} \rightarrow 0$ $\omega_{de} \rightarrow \infty$, в то время как при $\Omega_{de} = 1$, $\omega_{de} = 2m - 1$. С другой стороны, параметр замедления q , согласно (2.31) принимает следующий вид

$$q = \frac{(6 - 9m)\Omega_{de} + \beta(3m - 1) - 3}{\beta + 3\Omega_{de} - 6}. \quad (2.32)$$

К тому же, несмотря на $\omega_{de} \rightarrow \infty$, параметр замедления q является вполне определенной функцией β и m

$$q = \frac{\beta(3m - 1) - 3}{\beta - 6}, \quad (2.33)$$

В то время как для $\Omega_{de} = 1$

$$q = \frac{(\beta - 3)(3m - 1) - 3}{\beta - 3}. \quad (2.34)$$

Следующие условия: $q \in [-1, 0)$, $\omega_{de} \in [-1, 0)$ и, для простоты, $0 \leq \beta < 1$, для крупномасштабной Вселенной налагают следующие ограничения на Ω_{de} и новый параметр m

$$\frac{1}{3} < \Omega_{de} \leq 1, \quad (2.35)$$

$$\frac{\beta - \beta\Omega_{de} - 3\Omega_{de}^2 + 3\Omega_{de}}{2\beta - 6\Omega_{de}} \leq m < \frac{\beta - 6\Omega_{de} + 3}{3\beta - 9\Omega_{de}}. \quad (2.36)$$

Рассматриваемая модель является космологической моделью, в которой динамика параметра уравнения состояния ω_{de} и Ω_{de} , после некоторых вычислений может быть выражена в показателях Ω_{de} , β и m следующим образом

$$\frac{d\omega_{de}}{dN} = -\frac{3(1 - 2m)^2 (\Omega_{de} - 1) (\beta - 3\Omega_{de}) ((\beta - 6)\beta + 6\beta\Omega_{de} - 9\Omega_{de}^2)}{\Omega_{de}^2 (\beta + 3\Omega_{de} - 6)^3}, \quad (2.37)$$

$$\frac{d\Omega_{de}}{dN} = \frac{3(2m - 1) (\Omega_{de} - 1) (\beta - 3\Omega_{de})}{\beta + 3\Omega_{de} - 6}. \quad (2.38)$$

На рис. 2.4 и 2.5 представлено поведение параметра замедления, ω_{de} , ω_{tot} и Ω_i соответственно, демонстрируется как новый параметр, полученный из феноменологической модификации влияет на поведение этих параметров. Изучив графики на рис. 2.4 и 2.5 можно сделать вывод что при высоком красном смещении увеличение m уменьшит параметр замедления, параметр уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии и уравнения состояния эффективной жидкости.

Увеличение m повлечет за собой увеличение показателей этих же параметров при низком красном смещении. Картина поведения Ω_{de} и Ω_{dm} (рис. 2.5) представлена согласно ограничениям параметров модели, для лучшего соответствия теоретических результатов с модулю расстояния при $\beta = 0.75$ и $m = -0.2$. Анализ поведения параметра замедления показывает, что переход от замедленной расширяющейся Вселенной к нынешней ускоренной расширяющейся Вселенной возможен благодаря правильной динамике ω_{de} , ω_{tot} и Ω_{de} . Более того, увеличение m ведет к уменьшению переходного красного смещения. Разницу между космологическими моделями, содержащими призрачную темную энергию ($m = 0$) и вариативную призрачную темную энергию можно увидеть на рис. 2.4 и 2.5, соответственно. Один из способов изучения модели темной энергии является реконструкция ее термодинамики. Для данной модели, в случае отсутствия взаимодействия,

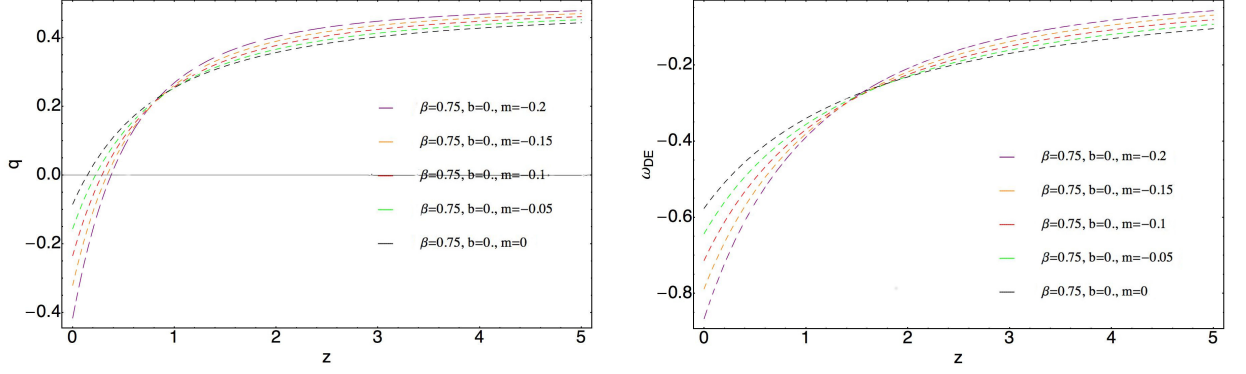


Рисунок 2.4 – График поведения параметра замедления q и ω_{de} не взаимодействующей вариативной призрачной темной энергии (2.30) относительно красного смещения z . $m = 0$ соответствует обычной призрачной темной энергии

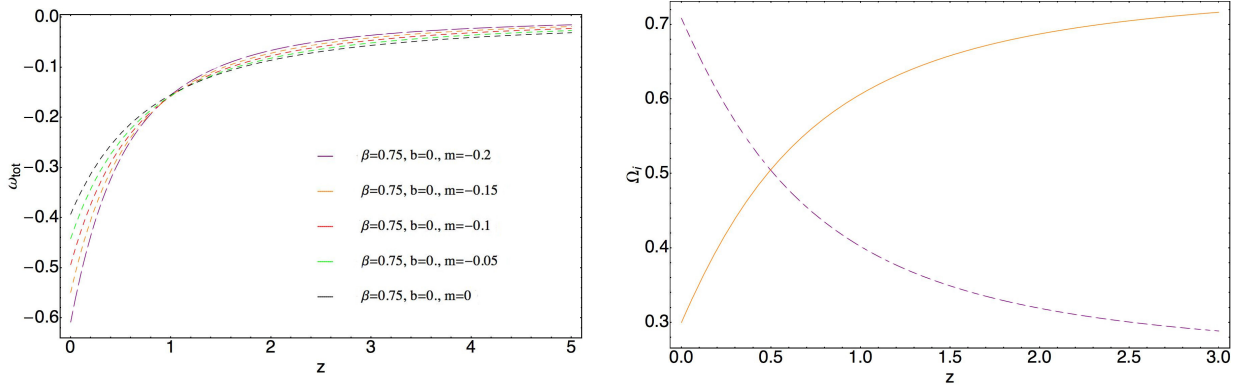


Рисунок 2.5 – График поведения параметра уравнений состояния ω_{tot} эффективной жидкости и Ω_i относительно красного смещения z . Рассматриваемое поведение относится к не взаимодействующей вариативной призрачной темной энергии. Поведение Ω_{de} представлено синей кривой на плоскости $\Omega_i - z$ в то время как оранжевая кривая отражает поведение Ω_{dm} (для $m = -0.2$)

получается следующее уравнение, объясняющее динамику энтропии

$$T \frac{dS_{de}}{dH} = - \frac{4\pi ((6 - 9m)\Omega_{de} + \beta(3m - 1) - 3) (\Omega_{de} (\beta + 3\Omega_{de} - 6m - 3) + \beta(2m - 1))}{H^2 (\beta + 3\Omega_{de} - 6) (-3(m - 1)\Omega_{de} + \beta m - 3)}, \quad (2.39)$$

Анализ уравнений состояния является одним из способов, помогающим различать модели темной энергии. Для анализа рассматриваемых моделей следует изучать два параметра

$$r = 1 + \frac{9(\omega_{de}(\omega_{de} + 1)\Omega_{de})}{2} + \frac{9(\Omega_{de} - 1)(1 - 2m)^2(\beta - 3\Omega_{de})((\beta - 6)\beta + 6\beta\Omega_{de} - 9\Omega_{de}^2)}{2\Omega_{de}(\beta + 3\Omega_{de} - 6)^3} \quad (2.40)$$

$$s = \frac{2(3\Omega_{de}(-3(m-1)\Omega_{de} + 2\beta m - 6) + ((\beta - 12)\beta + 18)m + 9)}{(\beta + 3\Omega_{de} - 6)^2}. \quad (2.41)$$

2.3.2 Взаимодействующая модель с $Q = 3bH(\rho_{de} + \rho_{dm})$

Во – первых, рассматриваемая взаимодействующая модель призрачной темной энергии является моделью с взаимодействием (2.16). Очевидно, что рассмотрение взаимодействия изменит рассмотренные выше результаты. В частности, в случае рассматриваемого взаимодействия, параметр уравнения состояния и параметр замедления будут изменяться следующим образом

$$\omega_{de} = \frac{-\Omega_{de}(6b(m-1) + \beta + (6m-3)\Omega_{de} - 2\beta m - 6m + 3) + 2b(\beta m - 3) + \beta - 2\beta m}{(\Omega_{de} - 1)\Omega_{de}(\beta + 3\Omega_{de} - 6)}, \quad (2.42)$$

$$q = -\frac{3(2m-1)(3b - \beta + 3)}{\beta + 3\Omega_{de} - 6} + \frac{3bm}{\Omega_{de} - 1} - 3m + 2. \quad (2.43)$$

Очевидно, что для $\Omega_{de} \rightarrow 0$, $\omega_{de} \rightarrow \infty$, но q является конечной и равняется

$$q = -\frac{3(2m-1)(3b - \beta + 3)}{\beta - 3} - 3bm - 3m + 2, \quad (2.44)$$

с другой стороны, когда $\Omega_{de} \rightarrow 1$, то ω_{de} и q стремятся к бесконечности, поэтому для этой модели следует исключить условие, когда $\Omega_{de} = 1$. Начиная с первого закона термодинамики получается следующее дифференциальное уравнение, описывающее динамику энтропии вариативной призрачной темной энергии

$$T \frac{dS_{de}}{dH} = \frac{4\pi}{3H^2} \left(\frac{18(2m-1)(3b - \beta + 3)}{\beta + 3\Omega_{de} - 6} - \frac{18bm}{\Omega_{de} - 1} + A + A_1 \right), \quad (2.45)$$

где

$$A = \frac{(\beta - 3)^2 m (2m - 1)}{(m - 1)^2 (-3(m - 1)\Omega_{de} + \beta m - 3)}, \quad (2.46)$$

и

$$A_1 = \frac{3(2 - 3m)\Omega_{de}}{m - 1} + \frac{(2m - 1)(-\beta + 3m(3m - 5) + 9)}{(m - 1)^2}. \quad (2.47)$$

На рис. 3 и 4 из [74] представлен график поведения параметра замедления q , параметра уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии, параметра уравнения состояния эффективной жидкости и поведение Ω_{de} и Ω_{dm} соответствующих разным показателям параметра b для фиксированных значений β и m .

2.3.3 Взаимодействующая модель с $Q = 3bHq(\rho_{de} + \rho_{dm})$

В этом разделе рассматривается другая космологическая модель, которая включает определенный тип знака меняющегося взаимодействие. В целом, теоретические или практические доводы против этой концепции отсутствуют. Более того, с точки зрения фено-

менологии будет интересно изучить космологические модели этого рода ввиду того, что иногда могут наблюдаться интересные с точки зрения космологии возможности. Рассмотренная здесь модель взаимодействия меняющегося знака включает параметр замедления и имеет следующий вид

$$Q = 3bHq(\rho_{de} + \rho_{dm}). \quad (2.48)$$

На рис. 2.6 и 2.7 изображено поведение параметра замедления q , параметра уравнения состояния вариативной призрачной темной энергии, параметра уравнения состояния эффективной жидкости, поведение Ω_{de} и Ω_{dm} , соответствующее разным значениям параметра b для фиксированных значений β и m . Рассматриваемое взаимодействие (2.48) не влияет на красное смещение фазового перехода. Более того, значения космологических параметров для разных значений b довольно похожи и взаимодействующие модели, нельзя отличить от невзаимодействующих. Значения (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для нынешней Вселенной представлены в таблице 2.5. Рассматриваемая модель является моделью Вселенной, где

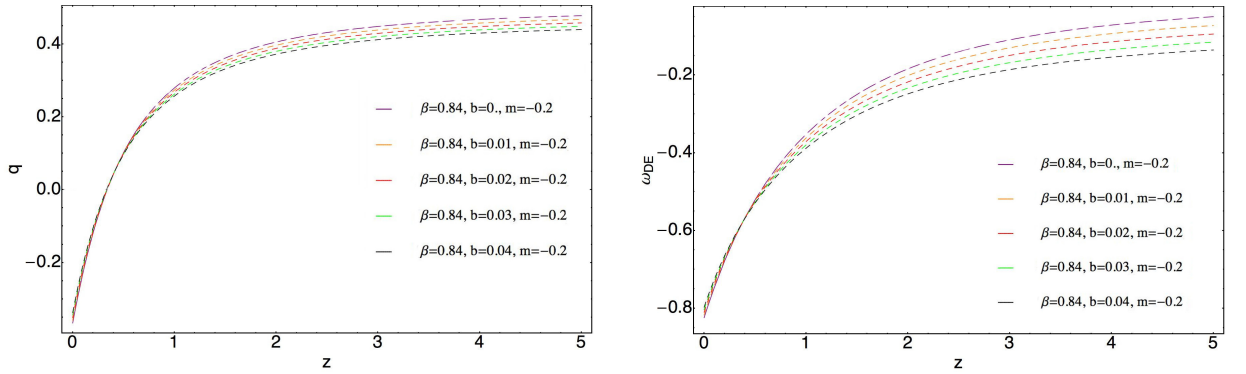


Рисунок 2.6 – График поведения параметра замедления q и ω_{de} взаимодействующей вариативной призрачной темной энергии (2.30) относительно красного смещения z . $m = 0$ относится к обычной призрачной темной энергии. Взаимодействие приводится в (2.48)

Таблица 2.5 – Значения (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для различных значений параметра b . $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.84$, $m = -0.2$, $H_0 = 0.7$, $\Omega_{de} \approx 0.7$ и $\Omega_{dm} \approx 0.3$. Взаимодействие приводится в уравнении (2.48)

b	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$
0.00	(5.250, -1.636)	(-1.896, -0.824)
0.01	(5.217, -1.638)	(-1.826, -0.817)
0.02	(5.184, -1.639)	(-1.756, -0.810)
0.03	(5.149, -1.638)	(-1.686, -0.804)
0.04	(5.114, -1.637)	(-1.616, -0.797)

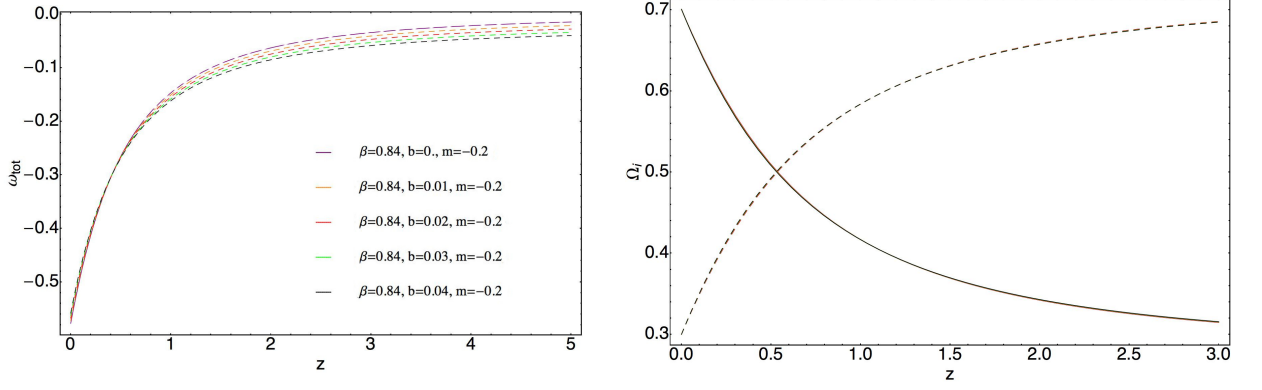


Рисунок 2.7 – График поведения параметра уравнения состояния ω_{tot} эффективной жидкости и Ω_i относительно красного смещения z . $m = 0$ относится к обычной призрачной темной энергии. Поведение Ω_{de} представлено синей кривой на плоскости $\Omega_i - z$, в то время как оранжевая кривая отражает поведение Ω_{dm} (для $m = -0.2$). Рассмотренное поведение соотносится с взаимодействующей вариативной призрачной темной энергии (2.30), при взаимодействии, описанном в (2.48)

$$\omega_{de} = \frac{-\Omega_{de} (3b(m-1) + \beta + (6m-3)\Omega_{de} - 2\beta m - 6m + 3) + b(\beta m - 3) + \beta - 2\beta m}{\Omega_{de} (\Omega_{de} (9b(m-1) + \beta + 3\Omega_{de} - 9) + b(9 - 3\beta m) - \beta + 6)}, \quad (2.49)$$

$$q = -\frac{(\Omega_{de} - 1) (\beta + (9m - 6)\Omega_{de} - 3\beta m + 3)}{\Omega_{de} (9b(m-1) + \beta + 3\Omega_{de} - 9) + b(9 - 3\beta m) - \beta + 6}. \quad (2.50)$$

и динамика энтропии вариативной призрачной темной энергии (2.30) огласно первому закону термодинамики будет иметь следующий вид

$$T \frac{dS_{de}}{dH} = \frac{4\pi (\Omega_{de} (\beta + (9m - 6)\Omega_{de} - 3(\beta + 2)m + 6) + \beta(2m - 1))}{H^2 (-3(m-1)\Omega_{de} + \beta m - 3)} - \frac{12\pi\omega_{de}\Omega_{de}}{H^2}. \quad (2.51)$$

Здесь ω_{de} выводится из (2.49). Рассмотрев уравнение (2.50) становится очевидно, что при $\Omega_{de} = 1$, $q = 0$, поэтому, чтобы получить крупномасштабную Вселенную с ускоренным расширением, где $q \in [-1, 0)$, $\omega_{de} \in [-1, 0)$ и, для простоты, $0 \leq b < 1$ с $0 \leq \beta < 1$ необходимо следующее

$$\frac{1}{3} < \Omega_{de} < 1, \quad (2.52)$$

$$\frac{(\Omega_{de} - 1) (\Omega_{de} (-9b + \beta + 3\Omega_{de} - 3) + 3b - \beta)}{((3b - 2)\Omega_{de} - b + 2) (\beta - 3\Omega_{de})} \leq m < \frac{\beta - 6\Omega_{de} + 3}{3\beta - 9\Omega_{de}}. \quad (2.53)$$

Для Вселенной, где $\Omega_{de} = 0$

$$q = \frac{(\beta - 3\beta m + 3)}{b(9 - 3\beta m) - \beta + 6}. \quad (2.54)$$

2.3.4 Взаимодействующая модель с $Q = 3bH(\rho_{dm} - \rho_{de})$

Взаимодействия (2.48) является одной из возможностей для представления взаимодействия, которое может менять знак в течении эволюции Вселенной. В действительности, разница между плотностями энергии темной энергии и темной материи может быть использована для достижения желаемого результата, как в случае, представленном ниже

$$Q = 3bH(\rho_{dm} - \rho_{de}). \quad (2.55)$$

Согласно этой модели при $\rho_{de} > \rho_{dm}$ темная материя перейдет в темную энергию, в противном случае темная энергия перейдет в темную материю. Учитывая взаимодействие (2.55) получается Вселенная, где параметр уравнения состояния имеет следующий вид

$$\omega_{de} = \frac{A_3 + 2b(\beta m - 3) + \beta - 2\beta m}{(\Omega_{de} - 1)\Omega_{de}(\beta + 3\Omega_{de} - 6)}, \quad (2.56)$$

и параметр замедления определен следующим образом

$$q = -\frac{3(2m - 1)(b(2\beta - 9) - \beta + 3)}{\beta + 3\Omega_{de} - 6} - \frac{3bm}{\Omega_{de} - 1} + 6bm - 6b - 3m + 2, \quad (2.57)$$

где $A_3 = \Omega_{de}(3(4b(m - 1) - 2m + 1)\Omega_{de} - 2b(2\beta m + 3m - 9) + (\beta + 3)(2m - 1))$.

Чтобы получить крупномасштабную Вселенную с ускоряющимся расширением, где $q \in [-1, 0)$, $\omega_{de} \in [-1, 0)$ и, для простоты, $0 \leq b < 1$ с $0 \leq \beta < 1$, необходимо

$$\frac{1}{3} < \Omega_{de} < 1 \quad (2.58)$$

$$\frac{(\Omega_{de} - 1)(\Omega_{de}(-12b + \beta + 3\Omega_{de} - 3) + 6b - \beta)}{2((2b - 1)\Omega_{de} - b + 1)(\beta - 3\Omega_{de})} \leq m < \frac{(\Omega_{de} - 1)(6(3b - 1)\Omega_{de} - 9b + \beta + 3)}{3((1 - 2b)\Omega_{de} + b - 1)(\beta - 3\Omega_{de})}. \quad (2.59)$$

На рис. 7 и 8 из [74] изображено поведение параметра замедления q , параметр уравнения состояния ω_{de} , параметр уравнения состояния эффективной жидкости ω_{tot} а также поведение Ω_{de} и Ω_{dm} . Рассматриваемая модель является космологической моделью, в которой переход от замедленной расширяющейся Вселенной к ускоренной нынешней крупномасштабной Вселенной возможен благодаря корректному поведению рассматриваемых космологических параметров. Очевидно, что другая модель взаимодействия с $\rho_{de} - \rho_{dm}$ также может быть рассмотрена. Разница между этими двумя моделями заключается в знаке параметра b . Если в уравнениях, рассмотренных в этом разделе вместо b будет использоваться $|b|$, то сразу получается описание двух моделей. Результаты, относящиеся к этим двум моделям взаимодействия, сравниваются на рис. 7 и 8 из [74]. Как следует из верхнего ряда рис. 7 для нынешней Вселенной взаимодействие (2.55) уменьшит параметр замедления q , в то время как взаимодействие $Q = 3Hb(\rho_{de} - \rho_{dm})$ увеличит этот же параметр. С другой стороны, красное смещения для фазового перехода в ускоряющую

Вселенную в первом случае будет снижаться с увеличением параметра взаимодействия b , а во втором случае он будет уменьшатся. Кроме того, для низких красных смещений взаимодействие будет играть противоположную роль по сравнению с его ролью в высоких красных смещениях, то есть в первом случае параметр замедления будет увеличиваться (нижний левый график), когда как для второго случая с взаимодействием $Q = 3Hb(\rho_{de} - \rho_{dm})$ он будет уменьшаться. Нижняя часть этого же графика и верхняя часть рис. 8 демонстрируют соответствующее поведение ω_{de} и ω_{tot} . С другой стороны, нижняя часть рис. 8 показывает влияние рассматриваемых взаимодействий на Ω_{de} и Ω_{dm} . В рассмотренных случаях динамика энтропии вариативной призрачной темной энергии примет следующий вид

$$T \frac{dS_{de}}{dH} = \frac{4\pi (\Omega_{de} (\beta + (9m - 6)\Omega_{de} - 3(\beta + 2)m + 6) + \beta(2m - 1))}{H^2 (-3(m - 1)\Omega_{de} + \beta m - 3)} - \frac{12\pi\omega_{de}\Omega_{de}}{H^2}, \quad (2.60)$$

где ω_{de} выводится из (2.56), а параметр взаимодействия b был изменен на $|b|$. Значения параметров (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для обоих случаев представлены в таблицах 2.6 и 2.7 соответственно.

Таблица 2.6 – Значения (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для нынешней Вселенной для различных значений параметра b . $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.84$, $m = -0.2$, $H_0 = 0.7$, $\Omega_{de} \approx 0.7$ и $\Omega_{dm} \approx 0.3$. Взаимодействие приводится в (2.55)

b	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$
0.00	(5.250, -1.636)	(-1.896, -0.824)
0.01	(5.267, -1.659)	(-1.902, -0.816)
0.02	(5.283, -1.682)	(-1.908, -0.808)
0.03	(5.298, -1.704)	(-1.913, -0.800)

Таблица 2.7 – Значения (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для нынешней Вселенной для различных значений параметра b . $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.84$, $m = -0.2$, $H_0 = 0.7$, $\Omega_{de} \approx 0.7$ и $\Omega_{dm} \approx 0.3$. Взаимодействие выводится из $Q = 3Hb(\rho_{de} - \rho_{dm})$

b	(r, s)	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$
0.00	(5.250, -1.636)	(-1.896, -0.824)
0.01	(5.232, -1.613)	(-1.889, -0.832)
0.02	(5.213, -1.590)	(-1.882, -0.841)
0.03	(5.193, -1.568)	(-1.875, -0.848)

2.3.5 Om анализ и анализ уравнений состояния моделей

Были разработаны различные методы для того, чтобы различать модели темной энергии. Во время обсуждения космографии предложенных моделей были оценены значения параметров (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$, которые являются одними из первых, которые следует изучить для глубокого и корректного понимания моделей темной энергии, для нынешней Вселенной. В случае рассмотрения новых космологических моделей будет целесообразно уделить внимание изучению вопроса, позволяющему понять возможные отличия этих моделей от других космологических сценариев, в частности от модели Λ CDM. Для этой цели необходимо провести детальное изучение параметра Om а также иерархический анализ уравнений состояния рассмотренных моделей. Для Λ CDM $Om = \Omega_{m0}$, то есть в этом случае $Om = 0.3$ будет рассматриваться в качестве системы отсчета для данного анализа. На рис. 2.8 представлено поведение параметров Om и S_3 для невзаимодействующей модели, для разных значений m , для космологической модели рассматриваемой в 2.3.1. Параметр Om находится выше линии $Om = 0.3$. Более того, увеличение m (начинающееся с соответствующих значений m) скажется только на увеличении параметра Om . Для набора параметров невзаимодействующей модели, учитывая лучшее соответствие теоретическим результатам с модулем расстояния (в этом случае синяя линия на левом графике для $m = -0.2$) параметр Om является возрастающей функцией для высоких красных смещений, а для низких – убывающей функцией. Убывающее поведение, наблюдаемое для параметра Om , исчезнет с увеличением m . На правом графике рис. 2.8 представлено S_3 . Видно, что это хороший индикатор для анализа моделей. Увеличение параметра m сказывается на увеличении разницы между рассматриваемыми моделями и Λ CDM. Параметр S_3 является возрастающей функцией и увеличение m повлияет на увеличение значений этого параметра в нынешней Вселенной. На рис. 2.9 представле-

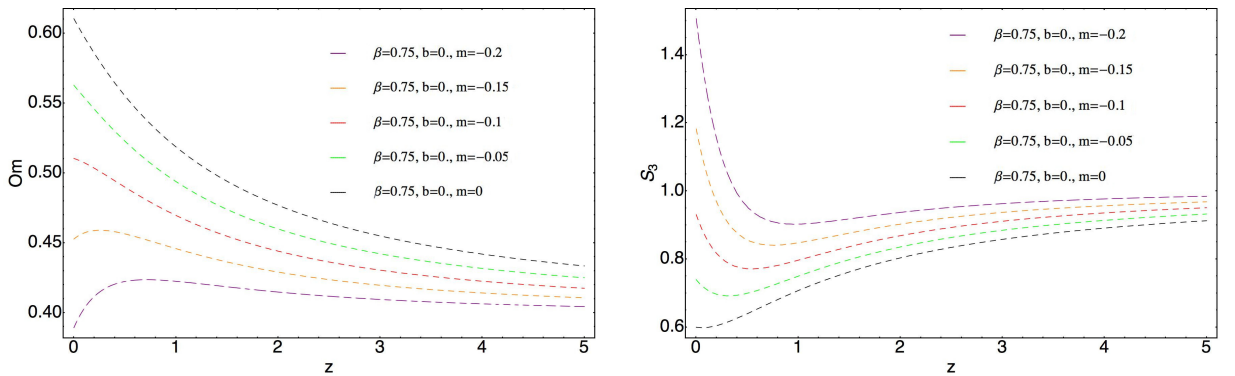


Рисунок 2.8 – График поведения Om и S_3 относительно красного смещения z . Анализ представляет космологическую модель с невзаимодействующей вариативной призрачной темной энергией (2.30)

на зависимость Om и S_3 от красного смещения для космологической модели, в которой взаимодействие между темными компонентами представлено в уравнении (2.16). Левый

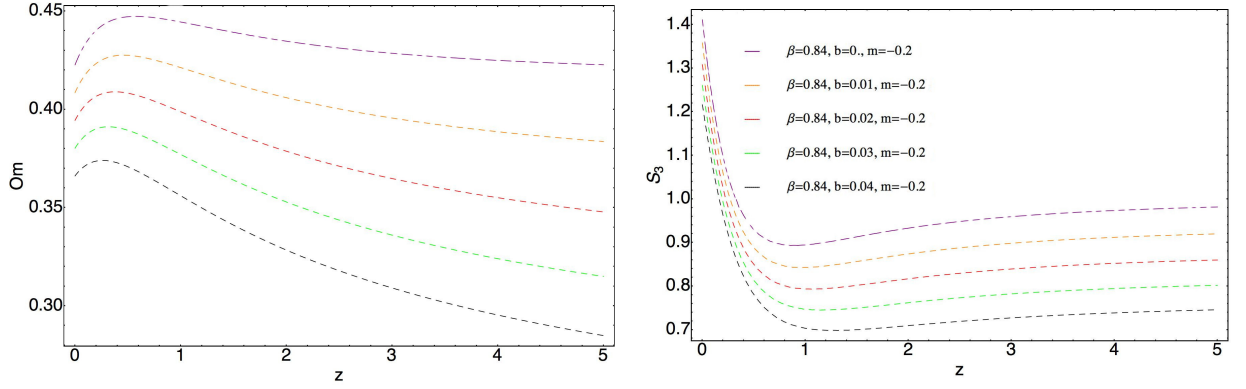


Рисунок 2.9 – График поведения Om и S_3 относительно красного смещения z . Взаимодействие приводится в (2.16). Поведение параметра Om дано относительно тех же значений параметров, как и в случае S_3

график на рис. 2.9 демонстрирует, что взаимодействия такого типа увеличивает значения параметра Om по сравнению с невзаимодействующей моделью, когда увеличивается значение параметра b , описывающего силу взаимодействия. То же самое можно сказать о параметре S_3 , представленном на правом графике рис. 2.9. С другой стороны, с учетом взаимодействия (2.48), увеличение b скажется на уменьшении Om . Однако для красных смещений $z < 1.1$, сущность параметра Om будет меняться, способствуя появлению возрастающей функции (см. левый график рис. 11 из [74]). Поведение параметра S_3 , представленное на правом графике того же рисунка, указывает на то, что S_3 является убывающей и возрастающей функцией для низких красных смещений. Графики на рис. 12 из [74] относятся к моделям, рассмотренным в подразделе 2.3.4. По сравнению с параметром S_3 анализ Om наиболее целесообразен (при низких красных смещениях) для того, чтобы провести различия между взаимодействующими моделями при различных значениях параметра b . С другой стороны, оба параметра являются хорошими показателями для того, чтобы различать рассмотренные модели от модели Λ CDM.

2.4 Выводы

Ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной является одной из давних проблем космологии. Предпринимаются попытки найти решение этой проблемы, и в данной главе было продемонстрировано решение (которое относится не только к ускоренному расширению), использующее новую концепцию вариативной призрачной темной энергии. В 2 была рассмотрена модель вариативной призрачной темной энергии. Был проведен космологический анализ невзаимодействующей и взаимодействующей модели темной энергии в присутствии радиации. Для обоих случаев было установлено, что модели свободны от проблемы совпадений. Сравнение теоретических результатов с данными наблюдения позволяет выявить ограничения, налагаемые на параметры моделей. Изучение космологических параметров путем оценки значений (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ для нынешней Вселенной завершил анализ космологических параметров. Ограничения, налагаемые на параметры моделей, позволяют достичь лучшего соответствия модуля расстояния с данным наблюдения. Было изучено создание безмассовых частиц в радиационно-доминированной Вселенной согласно рассмотренным космологическим моделям. Количественный анализ показывает, что в радиационно-доминированной Вселенной, которая развивается и становится крупномасштабной Вселенной, возможно рождение безмассовых частиц, т.е. данная взаимодействующая динамическая темная энергия в рамках общей теории относительности может быть использована для создания безмассовых частиц. Однако, из наблюдений был сделан вывод, что рождение безмассовых частиц не начнется мгновенно согласно рассмотренным сценариям. Налицо соответствие полученных теоретических результатов и недавно опубликованных результатов PLANCK 2015 [99]. С другой стороны, в 2.2 была рассмотрена модель вариативной призрачной энергии следующего вида: $\rho_{de} = \alpha H + \beta \rho_{dm}^m H^2$. Сравнивая с оригинальным призрачной темной энергии, коэффициент у H^2 был параметризован через плотность энергии темной материи. Был проведен космографический анализ предложенной модели в присутствии холодной темной материи и радиации. Была зафиксирована конфигурация нынешней Вселенной, принимая во внимания данные эксперимента PLANCK 2015, а также сравнение модулей расстояния из теоретических результатов и доступных данных наблюдения. Были получены следующие значения параметров: $b = 0.01$, $\alpha = 0.75$, $\beta = 0.85$, $m = -0.2$, $H_0 = 0.69$, $\Omega_{de} \approx 0.7$, $\Omega_{dm} \approx 0.3$ и $\Omega_r \approx 0.3 \times 10^{-5}$, при переходного красного смещения 0.42. В результате изучения было выявлено, что для данной формы взаимодействия взаимодействующая модель более предпочтительна, чем невзаимодействующая. Изучение поведения космологических параметров было дополнено путем оценки современных значений (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$. Кроме того, было получено термодинамическое описание рассматриваемой модели темной энергии. Было представлено детальное рассмотрение этой модели через иерархический анализ уравнения состояния. Были выработаны ограничения, налагаемые на параметры модели способствуют наилучшему соответствию данным наблюдения с модулям расстояния, было изучено рождение безмассовых частиц

в радиационно–доминированной Вселенной согласно рассматриваемой космологической модели. Количественный анализ показывает, что в радиационно–доминированной Вселенной, которая развивается и становится крупномасштабной Вселенной, возможно рождение безмассовых частиц, т.е. взаимодействующая динамическая темная энергия в рамках общей теории относительности может быть использована для создания безмассовых частиц. В 2.3 была выработана космографическая модель, относящаяся к крупномасштабной Вселенной, которая включает другую модель вариативной призрачной темной энергии. Рассмотренная вариативная призрачная темная энергия является еще одной феноменологической модификацией призрачной темной энергии. Эта модификация связана с физикой, которая выступает в роли связующего звена между холодной темной материей и геометрией (с точки зрения параметра Хаббла). В частности, феноменологическое рассмотрение такого рода происходит из – за наличия возможной неминимальной связи (пока неизвестной) между геометрией и нерелятивистской материей. Изучение рождения безмассовых частиц в случае этой новой модели вариативной призрачной темной энергии является темой для отдельного разговора, в частности, когда будет выполнено детальное сравнение теоретических результатов с данными наблюдений, а также будут найдены соответствующие ограничения на параметры. С другой стороны, исследование, проведенное в 2.3 показывает, что невзаимодействующие модели призрачной темной энергии для соответствующих значений параметра m дают теоретические результаты, которые в целом не противоречат данным наблюдения. Было рассмотрено влияние различных форм взаимодействия на космологию. Ввиду активного обсуждения знакозменяющего взаимодействия, были рассмотрены соответствующие сценарии, включающие подобные взаимодействия. Всего было рассмотрено 3 вида знакозменяющего взаимодействия. С другой стороны, в случае невзаимодействующей и взаимодействующей модели, изучив поведение параметров замедления была установлена фаза перехода от замедленной расширяющейся Вселенной к крупномасштабной Вселенной. Кроме этого были установлены значения (r, s) и $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ параметров для нынешней Вселенной, которые дополняют анализ моделей путем анализа Ω_m и иерархического анализа уравнения состояния. Как и ожидалось, этих двух анализов оказалось достаточно, чтобы выявить различие между новыми моделями и стандартной моделью Λ CDM.

3 АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ ПОДХОД

Целью этой главы состоит в представлении различных космологических моделей, обеспечивающих альтернативный взгляд на проблему ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной. В частности, будет уделяться особое внимание моделям, где динамика фона согласуется с общей теорией относительности, однако используются экзотические формы уравнения состояния и взаимодействия между темной энергией и темной материей. Вместо непосредственного решения уравнений поля для этих моделей, был выполнен анализ фазового пространства. Известно, что в фазовом пространстве представлены все возможные состояния динамической системы. Для анализа динамической системы взаимодействующих политропных газов, рассматриваемых в этой главе (см, например, [100]), были введены новые параметры

$$x = \frac{\rho_p}{3H^2}, \quad (3.1)$$

$$y = \frac{P_p}{3H^2}, \quad (3.2)$$

$$z = \frac{\rho_m}{3H^2}, \quad (3.3)$$

и

$$N = \ln a. \quad (3.4)$$

С другой стороны, для того, чтобы получить рациональные решения, должны быть использованы следующие ограничения: $0 \leq x \leq 1$, $0 \leq z \leq 1$ и

$$x + z = 1. \quad (3.5)$$

Параметр состояния для газа принимает следующую форму

$$\omega_p = \frac{P_p}{\rho_p} = \frac{y}{x}, \quad (3.6)$$

а для эффективной жидкости параметр состояния будет выглядеть как

$$\omega_{eff} = \frac{P_p}{\rho_p + \rho_m} = y. \quad (3.7)$$

Нетрудно догадаться, что в этом случае параметр замедления принимает следующую форму

$$q = -1 - \frac{\dot{H}}{H^2} = \frac{1}{2}(1 + 3y). \quad (3.8)$$

Существует огромное количество статей, которые изучают различные космологические модели при помощи анализа фазового пространства и алгоритмов для нахождения и классификации критических точек автономной системы [100] – [102] (некоторые из этих алгоритмов).

С другой стороны, в 3.3 будут рассмотрены конкретные модели обобщенной голографической темной энергии с обрезаниями Ноджири – Одинцова, которая определяется как [21]

$$\rho_{de} = \frac{3c^2}{L^2}, \quad (3.9)$$

с

$$\frac{c}{L} = \frac{1}{L_f} [\alpha_0 + \alpha_1 L_f + \alpha_2 L_f^2] \quad (3.10)$$

где L_f это горизонт будущего, который определяется как

$$L_f = a \int_t^\infty \frac{dt}{a}, \quad (3.11)$$

где c , α_0 , α_1 и α_2 постоянные. Подробное обоснование выбора этих моделей можно найти в [21], где продемонстрирована возможность объединения ранней и поздней Вселенной на основе фантомной космологии. Более того, один из интересных результатов (среди прочих), который рассматривался в [21] относится к вероятности фантомного – нефантомного перехода, появление которого дает возможность появления во Вселенной эффективных фантомных уравнений состояния как на ранних, так и на поздних этапах. Как правило, колеблющаяся Вселенная может иметь несколько фантомных и нефантомных фаз. Форма представленная в (3.10) можно рассматривать как частный случай общей формы

$$\frac{c}{L} = \frac{1}{L_f} \sum_i \alpha_i L_f^i. \quad (3.12)$$

Легко заметить, что $\dot{L}_f = H L_f - 1$.

Результаты, представленные в этой главе, полностью достигнуты автором во время его индивидуальных исследований и опубликован полностью [103] – [105].

3.1 Вселенная с политропным газом

Уравнения состояния для политропного газа

$$P_p = K \rho_p^{1+1/n}, \quad (3.13)$$

где K и n являются постоянными, находит важное применение в астрофизике, поэтому его изучение в рамках космологии тоже может представлять определенный интерес. С другой стороны, существует множество видов взаимодействия, феноменологически введенных между темными компонентами Вселенной, которые способны решать важные космологические проблемы. Этим вызвано стремление анализировать различные космологические модели, когда используются различные формы взаимодействия, например, нелинейные взаимодействия. Здесь рассматриваются космологические модели с нелинейно взаимодействующим политропным газом (обмен между компонентами является нелинейным процессом) с холодной темной материей [103]. В этом разделе рассматриваются две феноменологические возможности – а именно, примеры нелинейных взаимодействий и нелинейных знакоменяющих взаимодействий. В частности, будут рассмотрены космологические сценарии, когда между темными компонентами Вселенной имеют место следующие взаимодействия

$$Q = 3Hb \left(\rho + \frac{\hat{\rho}}{\rho} \right), \quad (3.14)$$

и

$$Q = 3Hbq \left(\rho + \frac{\hat{\rho}}{\rho} \right), \quad (3.15)$$

где ρ – это плотность энергии эффективной жидкости, либо одного из компонентов эффективной жидкости. $\hat{\rho} = \rho_i \rho_j$ является продуктом плотности энергий темной энергии и темной материи. Известно, что фазовое пространство содержит все возможные состояния системы. Поэтому, вместо решения уравнений для некоторых начальных состояний, удобнее будет произвести анализ фазового пространства и понять качественное поведение космологической модели. Аттракторы представляют особый интерес для космологии, поскольку они предлагают относительно простой способ понять поведение крупномасштабной Вселенной для большого количества начальных условий.

3.1.1 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_m^2}{\rho_p + \rho_m} \right)$

В этой части представлены аттракторы, которые относятся к взаимодействующим политропным моделям темной энергии. В целях исследования была предположена явная форма взаимодействия Q . Для первой модели рассматривается следующее взаимодействие

$$Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_m^2}{\rho_p + \rho_m} \right). \quad (3.16)$$

Автономная система этой модели выглядит следующим образом

$$x' = -3b(2 + (x - 2)x) - 3(1 - x)y, \quad (3.17)$$

$$y' = 3y(1 + y) - \frac{3(1 + n)y(x + y + b(2 + (x - 2)x))}{nx}. \quad (3.18)$$

В этом случае существует только одна физически стабильная и приемлемая критическая точка (E.1.1)

$$(x, y) = \left(\frac{2b - 1 + \sqrt{1 - 4b^2}}{2b}, -1 \right), \quad (3.19)$$

когда

$$n \leq -1, \quad 0 < b < \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2n^2 - 1}{n^2}} - \frac{1}{4n}, \quad (3.20)$$

или

$$-1 < n < 0, \quad 0 < b < \frac{1}{2}. \quad (3.21)$$

Это решение – масштабирующийся аттрактор так как

$$r = \frac{\Omega_m}{\Omega_p} = \frac{\sqrt{1 - 4b^2}}{2(1 - 2b^2)} - \frac{1}{2}, \quad (3.22)$$

является постоянной. Дальнейший анализ показывает, что масштабирующийся аттрактор описывает состояние Вселенной, где параметр уравнения состояния эффективной жидкости $\omega_{eff} = -1$, параметр замедления $q = -1$, а параметр уравнения состояния политропного газа показывает фантомное поведение (квинтэссенциальное поведение невозможно) при

$$\omega_p = -\frac{2b}{2b + \sqrt{1 - 4b^2} - 1}, \quad (3.23)$$

когда

$$n \leq -1, \quad 0 < b \leq \frac{1}{2\sqrt{2}}, \quad (3.24)$$

или

$$-1 < n < 0, \quad 0 < b < \frac{1}{2}, \quad (3.25)$$

или

$$-\sqrt{\frac{1 - 4b^2}{(1 - 8b^2)^2}} + \frac{2b}{1 - 8b^2} < n \leq -1, \quad \frac{1}{2\sqrt{2}} < b < \frac{1}{2}, \quad (3.26)$$

3.1.2 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p^2}{\rho_p + \rho_m} \right)$

Во второй модели рассматривается следующая форма взаимодействия

$$Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p^2}{\rho_p + \rho_m} \right). \quad (3.27)$$

Для этой модели существует только один масштабирующий аттрактор, который имеет форму (E.1.2)

$$(x, y) = \left(\frac{\sqrt{1 - 4(b-1)b} - 1}{2b}, -1 \right), \quad (3.28)$$

Данное решение выводится из автономной системы

$$x' = -3b(1 + x^2) - 3(1 - x)y, \quad (3.29)$$

$$y' = 3y(1 + y) - \frac{3(1 + n)y(b + x(1 + bx) + y)}{nx}. \quad (3.30)$$

Как видно $\omega_{eff} = -1$, $q = -1$, в то время как

$$\omega_p = -\frac{2b}{\sqrt{1 - 4(b-1)b} - 1}, \quad (3.31)$$

и

$$r = \frac{\Omega_m}{\Omega_p} = \frac{2b + \sqrt{1 - 4(b-1)b}}{2(1 - b)}. \quad (3.32)$$

Рассматриваемый масштабирующий аттрактор представляет Вселенную, где политропный газ является фантомной энергией, при выполнении одного из следующих условий

$$n \leq -1, \quad 0 < b < \frac{n-1}{2n}, \quad (3.33)$$

или

$$-1 < n < 0, \quad 0 < b < 1. \quad (3.34)$$

3.1.3 Взаимодействующая модель с $Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p \rho_m}{\rho_p + \rho_m} \right)$

Здесь будет рассматриваться космологическая модель, в которой используется взаимодействие следующего вида

$$Q = 3Hb \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p \rho_m}{\rho_p + \rho_m} \right). \quad (3.35)$$

Среди четырех полученных решений из автономной системы только одно является физически целесообразным и принимает следующую форму (E.1.3)

$$(x, y) = \left(\frac{1 + b - \sqrt{1 + (5b-2)b}}{2b}, -1 \right), \quad (3.36)$$

Соответствующий анализ показывает, что данное решение является масштабирующимся аттрактором и политропный газ фантомной энергией, когда

$$n \leq -1, \quad 0 < b < \frac{2n-5}{10n} + \frac{1}{10} \sqrt{\frac{5+4n^2}{n^2}}, \quad (3.37)$$

или

$$-1 < n < 0, \quad 0 < b < 1. \quad (3.38)$$

Для этой модели $\omega_{eff} = -1$, $q = -1$,

$$\omega_p = -\frac{2b}{1+b-\sqrt{1+(5b-2)b}}, \quad (3.39)$$

и

$$r = \frac{\Omega_m}{\Omega_p} = \frac{3b + \sqrt{1+(5b-2)b} - 1}{2(1-b)}. \quad (3.40)$$

3.1.4 Знакоменяющее взаимодействие

Взаимодействия, рассмотренные в 3.1.1 – 3.1.3, отображают исключительно переход от темной энергии в темную материю. Недавно было обнаружено, что во время эволюции Вселенной, направления этого перехода может меняться. Это значит, что обмен между темной материей и темной энергией имел место в истории Вселенной. Знакоменяющее взаимодействие, рассмотренное в этом пункте, построено с использованием параметра замедления из взаимодействия, рассмотренного в 3.1.1 – 3.1.3. В частности, рассматриваются следующие формы для Q

$$Q = 3Hbq \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_m^2}{\rho_p + \rho_m} \right), \quad (3.41)$$

$$Q = 3Hbq \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p^2}{\rho_p + \rho_m} \right), \quad (3.42)$$

и

$$Q = 3Hbq \left(\rho_p + \rho_m + \frac{\rho_p \rho_m}{\rho_p + \rho_m} \right). \quad (3.43)$$

В ходе анализа выяснилось, что полученные критические точки нестабильны. По сравнению с формами взаимодействия 3.1.1 – 3.1.3, соответствующее знакоменяющее взаимодействие не позволяет сформировать аттракторы. Соответствующие критические точки приводятся в таблице 3.1.

Таблица 3.1 Критические точки для моделей, в которых нелинейное взаимодействие дается через уравнения (3.41) – (3.43).

К.Т.	Q	x	y
E.2.1	(3.41)	$\frac{1+2b\pm\sqrt{1-4b^2}}{2b}$	-1
E.2.2	(3.42)	$\frac{1\pm\sqrt{1-4b(1+b)}}{2b}$	-1
E.2.3	(3.43)	$\frac{1}{2}(1\pm\sqrt{5})$	0
E.2.4	(3.43)	$\frac{b-1\pm\sqrt{1+(2+5b)b}}{2b}$	-1

3.2 Вселенная с меняющимся политропным газом

В этом разделе будет рассмотрена новая феноменологическая модель темной жидкости, способная объяснить ускоренное расширение нынешней Вселенной и фазовый переход к этой ускоренно расширяющейся Вселенной [104]. Недавние открытия в современной космологии, нацеленные на понимание ускоренного расширения крупномасштабной Вселенной, включают различные сценарии и подходы. Один из известных и признанных подходов заключается в моделировании содержания Вселенной с помощью темной жидкости. Примером темной жидкости является газ Чаплыгина, и в современной космологии существует ряд важных исследований с использованием уравнения газа Чаплыгина. Политропный газ и газ Чаплыгина обеспечивают явную функциональную зависимость давления от энергетической плотности газа. Более того эта зависимость нелинейна. Здесь рассматриваемая модель меняющегося политропного газа выстроена аналогично меняющемуся газу Чаплыгина следующего вида

$$P_c = A\rho_c - \frac{BH^{-k}}{\rho^\alpha}, \quad (3.44)$$

и имеет следующее уравнение состояния

$$P_{de} = AH^{-k}\rho_{de}^{1+1/n}, \quad (3.45)$$

где A , B , k и n являются постоянными. Космологические модели, рассмотренные в этом разделе, содержат холодную темную материю без давления в качестве второго компонента нынешней Вселенной. Кроме того, предполагается, что существует взаимодействие между этими компонентами. Соответствующие аттракторы могут быть обнаружены, когда форма взаимодействия между темной энергией и темной материей явно определена. В этом случае рассматриваются формы взаимодействия, которые получаются из следующей общей формы

$$Q = q^m (3Hb\rho_i + \gamma\dot{\rho}_i), \quad (3.46)$$

m , b и γ постоянные, а индекс i обозначает плотность энергии эффективной жидкости или одного из темных компонентов. Кроме того, соответствующие ограничения на параметр уравнения состояния меняющегося политропного газа, на параметр уравнении состояния эффективной жидкости и на параметр замедления позволяют отделить физически обоснованное поведение моделей от прочих. В случае рассматриваемых моделей все аттракторы можно вывести аналитическим путем. Поэтому возможно (заранее) наложить некоторые ограничения на параметры моделей и организовать исследование. Это сделано для того, чтобы упростить и сократить обсуждение проблемы. Аналитические формы аттракторов позволяют легко манипулировать налагаемыми ограничениями и обсуждать соответствующее последствия в свете новых данных наблюдений. Анализ начинается с моделей, которые содержат взаимодействия, относящиеся к $m = 0$ в (3.46) с

$q \in [-1, 0)$, $\omega_{de} \in [-1.05, 0)$, $k \in (-2, 2)$ и $n \in (-2, 2)$. Нижний предел ω_{de} согласуется с ограничениями эксперимента PLANCK 2015 [99].

3.2.1 Взаимодействие $Q = 3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de}$

Первая космологическая модель, которая будет рассмотрена, принимает следующее взаимодействие

$$Q = 3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de}, \quad (3.47)$$

между изменяющейся политропной темной энергией (3.45) и холодной темной материей без давления. Взаимодействие (3.47) является частным примером, полученным из (3.46). Автономная система этой модели выглядит следующим образом

$$x' = 3x(1+y) - \frac{3(x+bx+y)}{1+\gamma}, \quad (3.48)$$

$$y' = \frac{3}{2}(2+k)(1+y)y - \frac{3(1+n)(x+bx+y)y}{n(1+\gamma)x}. \quad (3.49)$$

В этом случае существует лишь одна физически целесообразная критическая точка (C.1.1)

$$(x, y) = \left(\frac{1}{1+b}, -1 \right). \quad (3.50)$$

Непосредственный подсчет дает

$$r = \frac{\Omega_{dm}}{\Omega_{de}} = b, \quad (3.51)$$

что показывает, что решение проблемы космологического совпадения во Вселенной зависит от параметра b из (3.47). C.1.1 аттрактор описывает состояние Вселенной, где параметр уравнения состояния эффективной жидкости $\omega_{eff} = -1$, $q = -1$, в то время как параметр уравнения состояния изменяющейся политропной темной энергии имеет следующий вид

$$\omega_{de} = -1 - b. \quad (3.52)$$

С другой стороны, из (3.52) можно увидеть, что во Вселенной темная жидкость будет фантомной темной энергией. Легко увидеть, что C.1.1 существует и соответствующая Вселенная обладает представленными свойствами в трех случаях: когда $n \in (-2, -1]$ и $k \in (-2, 2)$, $n \in (-1, 0)$ и $k \in (-2, 2)$, или $n \in (1, 2)$ и $k \in (2/n, 2)$, соответственно. Во всех случаях $b \in (0, 1/20]$ и $\gamma \in [0, 1)$. Кроме того, для соответствующих ограничений на параметры модели C.1.1 масштабирующийся аттрактор либо устойчивый узел, либо устойчивый фокус. Поведение космологических параметров, представленных на рис. 3.1 отображает фазовый переход к ускоренно расширяющейся Вселенной. На основе рис. 3.1 возможно сделать общий вывод касательно влияния взаимодействия (3.47) на q , Ω_{de} и Ω_{dm} . В таблице 3.2 представлены значения $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и (r, s) для нынешней Вселенной, с

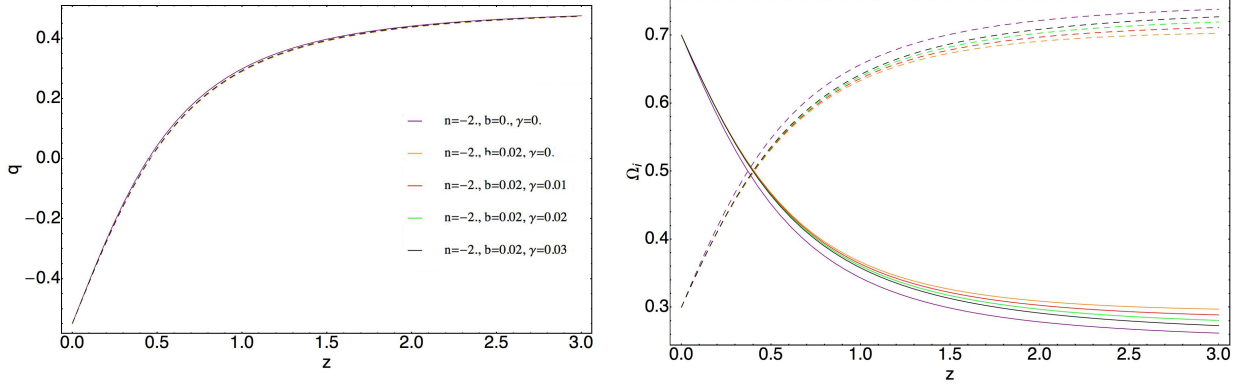


Рисунок 3.1 – График поведения параметра замедления, q , Ω_{de} и Ω_{dm} относительно красного смещения z , при $H_0 = 0.72$, $\Omega_{de}^0 = 0.7$ и $\Omega_{de}^0 = 0.3$. Взаимодействие дается через (3.47). Пунктирные линии на $\Omega_i - z$ представляют Ω_{dm} , а сплошные линии относятся к Ω_{de}

учетом наблюдаемого поведения космологических параметров на рис. 3.1.

Таблица 3.2 – Значения $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и параметров (r, s) для космологической модели, где $H_0 = 0.72$, $\Omega_{de}^0 = 0.7$ и $\Omega_{de}^0 = 0.3$, а взаимодействие представлено уравнением (3.47). Значение параметров соответствуют поведению космологических параметров, представленных на рис. 3.1

b	γ	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	(r, s)
0.0	0.0	(-0.453, -0.998)	(4.982, -1.266)
0.02	0.0	(-0.483, -0.998)	(4.857, -1.226)
0.02	0.01	(-0.483, -0.998)	(4.858, -1.226)
0.02	0.02	(-0.482, -0.998)	(4.859, -1.227)
0.02	0.03	(-0.482, -0.998)	(4.861, -1.228)

3.2.2 Взаимодействие $Q = 3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm}$

Вторая рассматриваемая космологическая модель принимает следующую форму взаимодействия

$$Q = 3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm} \quad (3.53)$$

между изменяющейся политропной темной энергией (3.45) и холодной темной материей без давления. Для данной модели было найдено два аттрактора (таблица 3.3). Однако, аттрактор $C.2.2$, где $x = 1$ и $y = 0$ не может описать ускоренное расширение крупномасштабной Вселенной. Аттрактор $C.2.1$ где $x = 1$ и $y = -1$ описывает состояние Вселенной с $\omega_{eff} = -1$, $\omega_{de} = -1$ и $q = -1$. Более того, аттрактор $C.2.1$ дает следующее

$$Det = \frac{9(-1+b)(-2+kn)}{2n(-1+\gamma)}, \quad (3.54)$$

Таблица 3.3 – Критические точки для космологической модели, в которой взаимодействие между меняющимся политропным темным жидкостью (3.45) и холодной темной материей дается через (3.53)

К.Т.	x	y	Тип стабильности	Ускорение
$C.2.1$	1	-1	Устойчивый узел	Да
$C.2.2$	1	0	Устойчивый узел	Нет

и

$$Tr = -\frac{3k}{2} + \frac{3}{n} - \frac{3(-1+b)}{-1+\gamma}, \quad (3.55)$$

существует, когда к параметрам модели применяются $k \in (-2, -1]$ и $n \in (2/k, 0)$, $k \in (-1, 1]$ и $n \in (-2, 0)$ и $k \in (1, 2)$ или $n \in (-2, 0)$ или $n \in (2/k, 2)$ Для всех случаев $b \in [0, 1)$ и $\gamma \in [0, 1)$. Аттрактор $C.2.1$ описывает Вселенную де Ситтера. График поведения космологических параметров, представленных на рис. 2 из [104] демонстрирует фазовый переход к ускоряющейся расширяющейся Вселенной. Помимо этого, можно сделать общий вывод касательно влияния взаимодействия (3.53) на q , Ω_{de} и Ω_{dm} . В таблице 3.4 представлены значения $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и (r, s) для нынешней Вселенной.

Таблица 3.4 – Значения $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и (r, s) для нынешней Вселенной, где $H_0 = 0.72$, $\Omega_{de}^0 = 0.7$ и $\Omega_{dm}^0 = 0.3$, а взаимодействие представлено уравнением (3.53). Значение параметров соответствуют поведению космологических параметров, представленных на рис. 2 из [104]. $m = -2$.

b	γ	$(\omega'_{de}, \omega_{de})$	(r, s)
0.0	0.0	(-0.453, -0.998)	(4.982, -1.266)
0.02	0.0	(-0.466, -0.998)	(4.928, -1.249)
0.02	0.01	(-0.459, -0.998)	(4.955, -1.258)
0.02	0.03	(-0.447, -0.998)	(5.011, -1.227)

3.2.3 Взаимодействие $Q = 3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de})$

Другая возможность – это космологическая модель, в которой взаимодействие между темными компонентами имеет следующий вид

$$Q = 3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de}). \quad (3.56)$$

Для этой модели существует лишь один аттрактор (C.3.1) с

$$(x, y) = (1 - b, -1), \quad (3.57)$$

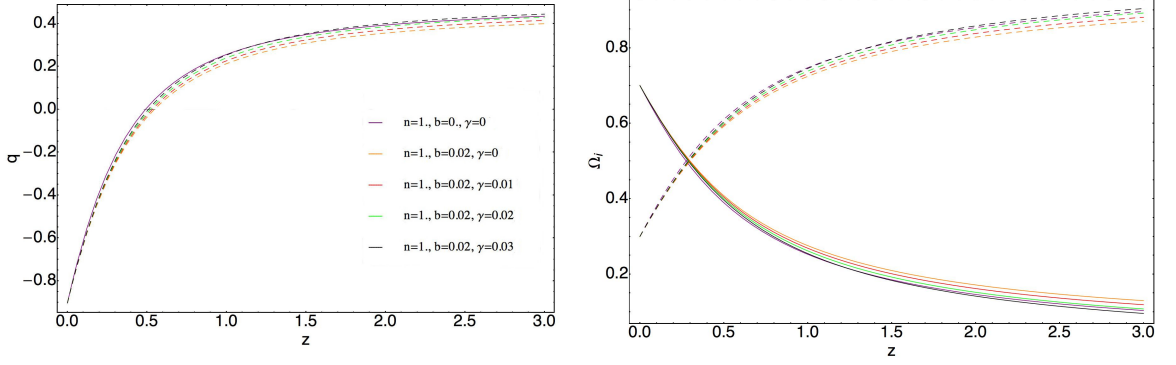


Рисунок 3.2 – График поведения параметра замедления q , Ω_{de} и Ω_{dm} относительно красного смещения z при $H_0 = 0.72$, $\Omega_{de}^0 = 0.7$ и $\Omega_{de}^0 = 0.3$. Пунктирные линии в графиках представляют Ω_{dm} , а сплошные относятся к Ω_{de}

$\omega_{eff} = -1$, $q = -1$ и

$$\omega_{de} = -\frac{1}{1-b}. \quad (3.58)$$

Для этой модели

$$Det = \frac{9k}{2} - \frac{9}{n}, \quad (3.59)$$

и след матрицы Якоби

$$Tr = \frac{6(-1+\gamma) + 3n(2+k-b(4+k)+2\gamma)}{2(-1+b)n}, \quad (3.60)$$

указывает на следующие ограничения на параметры модели: $k \in (-2, 1]$ и $n \in (2/k, 0)$, $k \in (-1, 1]$ и $n \in (-2, 0)$ и для $k \in (1, 2)$ или $n \in (-2, 0)$ или $n \in (2/k, 2)$, с целью получения масштабирующего аттрактора C.3.1 с

$$r = \frac{\Omega_m}{\Omega_p} = \frac{b}{1-b}. \quad (3.61)$$

Для всех случаев $b \in [0, 1/21]$ и $\gamma \in [0, 1)$. очевидно, что это решение опишет фантомную крупномасштабную Вселенную, как можно судить по (3.58), при $b \in (0, 1)$, в то время как при $b = 0$ соответствующей крупномасштабной Вселенной политропная темная жидкость будет существовать при $\omega_{de} = -1$. График поведения космологических параметров, представленный на рис. 3.2 показывает фазовый переход к ускоренной расширяющейся Вселенной.

3.2.4 Взаимодействие $Q = q(3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de})$

В следующих трех пунктах будут рассмотрены знакоменяющие взаимодействия, полученные из (3.46), которые относятся к $m = 1$. Первая модель знакоменяющего взаимодействия имеет следующий вид

$$Q = q(3Hb\rho_{de} + \gamma\dot{\rho}_{de}). \quad (3.62)$$

Для взаимодействия (3.62) между темной материей и темной энергией (3.45) будет получена только одна критическая точка (С.4.1 которая является либо устойчивым узлом, либо устойчивым фокусом) с

$$(x, y) = \left(\frac{1}{1-b}, -1 \right), \quad (3.63)$$

$\omega_{de} = -1 + b$, $\omega_{eff} = -1$ и $q = -1$. С другой стороны, для данной модели $\Omega_{dm}/\Omega_{de} = -b$. Так как предполагается, что для параметра взаимодействия $0 \leq b < 1$ то, чтобы сделать С.4.1 физически обоснованным остается только одна опция $b = 0$. Поэтому С.4.1 описывает состояние крупномасштабной Вселенной, в которой будет доминировать только политропная темная энергия, представленная в уравнении (3.45). Это пример Вселенной де Ситтера. Ограничения на параметры модели с целью получения аттрактора С.4.1 выглядят следующим образом: если $\gamma \in [0, 1)$ и $b = 0$, то либо $k \in (-2, 1]$ и $n \in (2/k, -1]$ или $k \in (-1, 2)$ и $n \in (-2, -1]$, при $k \in (1, 2)$ и $n \in (2/k, 2)$, то $\gamma \in [0, \frac{-2+n(2+k)}{n(2+k)})$ и $b = 0$, в то время как при $n \in (-1, 0)$ и $k \in (-2, 2)$, то $\gamma \in [0, 1)$ и $b = 0$. Рассматриваемая модель является другой моделью, которая включает фазовый переход к ускоряющейся расширяющейся Вселенной.

3.2.5 Взаимодействие $Q = q(3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm})$

Если рассматривается взаимодействие следующего вида

$$Q = q(3Hb\rho_{dm} + \gamma\dot{\rho}_{dm}), \quad (3.64)$$

между изменяющейся политропной темной энергией и темной материей, то для соответствующих ограничений на параметры модели будут использоваться аттракторы из таблицы 3.5.

Однако только один из них, а именно, аттрактор С.5.1, опишет ускоряющуюся расширяющуюся Вселенную ввиду того, что он предоставляет матрицу Якоби со следующим детерминантом

$$Det = \frac{9(1+b)(-2+kn)}{2n(1+\gamma)}, \quad (3.65)$$

и следом

$$Tr = -\frac{3k}{2} + \frac{3}{n} - \frac{3(1+b)}{1+\gamma}. \quad (3.66)$$

Таблица 3.5 – Критические точки для космологической модели, в которой взаимодействие между меняющейся политропной темной жидкостью (3.45) описывается уравнением (3.64). Физически целесообразный аттрактор $C.5.1$ получается при $k \in (-2, -1]$, $n \in (2/k, 0)$, $k \in (-1, 1]$, $n \in (-2, 0)$ и для $k \in (1, 2]$ либо $n \in (-2, 0)$ или $n \in (2/k, 0)$. $b \in [0, 1)$ и $\gamma \in [0, 1)$

К.Т.	x	y	Тип стабильности	Ускорение
$C.5.1$	1	-1	Устойчивый узел	Да
$C.5.2$	1	0	Устойчивый узел	Нет

Более того, согласно этому решению Вселенная является примером Вселенной де Ситтера с $q = -1$, $\omega_{de} = -1$ и $\omega_{eff} = -1$. Это еще одна космологическая модель, которая допускает фазовый переход к ускоряющейся расширяющейся Вселенной (рис. 6 из [104]).

3.2.6 Взаимодействие $Q = q(3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de}))$

Автономная система космологической модели, в которой взаимодействие между рассматриваемой темной энергией и темной материей имеет следующий вид

$$Q = q(3Hb(\rho_{dm} + \rho_{de}) + \gamma(\dot{\rho}_{dm} + \dot{\rho}_{de})), \quad (3.67)$$

имеет одну критическую точку (C.6.1)

$$(x, y) = (1 + b, -1), \quad (3.68)$$

с $q = -1$, $\omega_{eff} = -1$ и

$$\omega_{de} = -\frac{1}{1+b}. \quad (3.69)$$

Однако, C.6.1 является физически целесообразным решением при $b = 0$, это означает, что аттрактор C.6.1 описывает Вселенную де Ситтера для соответствующих ограничений на параметры модели. Кроме того, след

$$Tr = \frac{3(2 + 3b - (2 + b + k(1 + b))n + 2(1 + n)\gamma)}{2(1 + b)n}, \quad (3.70)$$

и детерминант

$$Det = \frac{9k}{2} - \frac{9}{n}, \quad (3.71)$$

соответствующей матрицы Якоби показывает, что аттрактор C.6.1 является либо устойчивым узлом или устойчивым фокусом. Значения $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и (r, s) для разных значений параметров модели для нынешней Вселенной, которые демонстрируют рассматриваемый фазовый переход, показаны на таблице 5 в [104]. Рис. 7 из [104] демонстрирует фазовый переход к ускоряющейся расширяющейся Вселенной. Более того, он представляет график поведения Ω_{de} и Ω_{dm} .

3.3 Темная энергия с обрезаниями Ноджири-Одинцова

В целях упрощения используются ограничения $\alpha_0 \in [0, 1]$, $\alpha_1 \in [0, 1]$ и $\alpha_2 \in [0, 1]$ на параметры модели темной энергии. Кроме того, были использованы результаты с максимальным соответствием модулю расстояния с наблюдательными данными, чтобы в ходе обсуждения получить наиболее точные ограничения на α_0 , α_1 , α_2 , а также на параметр взаимодействия b .

3.3.1 Модели с $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$

Обобщенная голографическая модель темной энергии в [21] включает возможность использования произвольного обрезания как функцию от L_f , фактора масштабирования, H и т.д. и их производных. В [105] рассматривается особый класс такой обобщенной модели темной энергии с обрезком Ноджири-Одинцова как в уравнении (3.10). Космологическая модель крупномасштабной Вселенной, в которой взаимодействие между темной энергией и темной материей происходит через $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$ содержит темную энергию со следующим параметром состояния

$$\omega_{de} = -\frac{3bH^2L_f + 2\sqrt{\Omega_{de}}\dot{L}_f(\alpha_1 + 2\alpha_2L_f) + H\Omega_{de}(HL_f + 2)}{3H^2L_f\Omega_{de}}, \quad (3.72)$$

в то время как параметр замедления q принимает следующую форму

$$q = \frac{(1 - 3b)H^2L_f - 2\sqrt{\Omega_{de}}\dot{L}_f(\alpha_1 + 2\alpha_2L_f) - H\Omega_{de}(HL_f + 2)}{2H^2L_f}. \quad (3.73)$$

Это модель крупномасштабной Вселенной, где фазовый переход к ускоряющемуся расширению Вселенной происходит при $z_{tr} \approx 0.682$ когда $b = 0$. С другой стороны, при повышении значения параметра взаимодействия b красное смещение z_{tr} будет повышаться с соответствующим уменьшением нынешних значений параметра замедления q , который определяется в уравнении (3.73). Влияние взаимодействия можно обнаружить на динамике Ω_{de} и Ω_{dm} . По сравнению с невзаимодействующей моделью, увеличение параметра взаимодействия b повысит скорость увеличения количества Ω_{de} приводя к соответствующему уменьшению Ω_{dm} . Однако в этой модели отсутствует проблема космологического совпадения; предоставленная информация о поведении параметра замедления, Ω_{de} и Ω_{dm} может быть найдена на рис. 3.3. Более того уравнение состояния эффективной жидкости указывает на квинтэссенциальную крупномасштабную Вселенную. С другой стороны, увеличение значения b скажется на уменьшении параметра уравнения состояния эффективной жидкости. Было обнаружено интересное поведение параметра состояния темной энергии. Так, для современной эпохи значение параметра состояния темной энергии находится в пределах ограничений, недавно полученных в ходе эксперимента Planck 2015 для $b \in [0, 0.03]$. Кроме этого увеличение b приводит к увеличению

ω'_{de} и уменьшению ω_{de} для нижних красных смещений. С другой стороны, для высоких красных смещений с увеличением параметра b природа параметра состояния поменяется с квинтэссенциальной на фантомную. Если бы квинтэссенциальная природа требовалась для темной энергии в ходе эволюции Вселенной, то на параметр b налагалось бы ограничение $b \in [0, 0.005]$. Нынешние значения параметра замедления q , $(\omega_{de}, \omega'_{de})$ взаимодействующей темной энергии, (r, s) и значение переходного красного смещения для некоторых значений параметра взаимодействия b представлены в таблице 3.6.

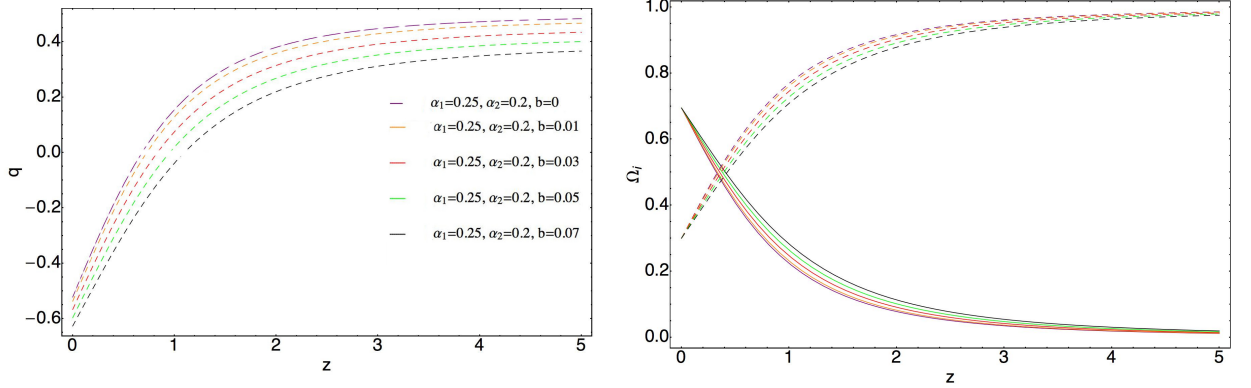


Рисунок 3.3 – График поведения параметра замедления q , Ω_{de} и Ω_{dm} по отношению к красному смещению z для космологической модели, где взаимодействие между темной энергией и темной материей описывается через $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$. Поведение Ω_{de} и Ω_{dm} представлено согласно тем же значениям параметров, что и для поведения параметра замедления q . Сплошные линии на $\Omega_i - z$ отражают поведение Ω_{de} , в то время как пунктирные линии относятся к поведению Ω_{dm} . Рассматриваемая модель свободна от проблемы космологических совпадений

Таблица 3.6 – Нынешние значения параметра замедления q , $(\omega_{de}, \omega'_{de})$ взаимодействующей темной энергии, (r, s) и значение переходного красного смещения z_{tr} для нескольких значений параметра взаимодействия b , когда взаимодействие описывается через $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$. Лучшего соответствия теоретических результатов с данными наблюдения удалось добиться при $H_0 = 0.7$, $\alpha_0 = 0.15$, $\alpha_1 = 0.25$, $c = 0.75$

b	q	$(\omega_{de}, \omega'_{de})$	(r, s)	z_{tr}
0.0	-0.522	(-0.978, 0.249)	(2.86, -0.61)	0.682
0.01	-0.537	(-0.993, 0.257)	(2.76, -0.57)	0.728
0.03	-0.567	(-1.022, 0.269)	(2.57, -0.49)	0.832
0.05	-0.596	(-1.051, 0.279)	(2.39, -0.42)	0.954
0.07	-0.626	(-1.079, 0.284)	(2.23, -0.36)	1.101

3.3.2 Модели с нелинейными взаимодействиями

В этом подразделе будут рассмотрены модели, в которых взаимодействие между темной энергией и темной материей представлено как

$$Q = 3bH \frac{\rho_{de}\rho_{dm}}{\rho_{de} + \rho_{dm}}, \quad (3.74)$$

что дает Вселенную, в которой параметр состояния темной энергии и параметр замедления выраженный через Ω_{de} , α_1 , α_2 и b имеет следующий вид

$$\omega_{de} = \frac{1}{3} \left(3b\Omega_{de} - 3b - \frac{2\dot{L}_f(\alpha_1 + 2\alpha_2 L_f)}{H^2 L_f \sqrt{\Omega_{de}}} - \frac{2}{HL_f} - 1 \right) \quad (3.75)$$

и

$$q = \frac{3bH^2 L_f \Omega_{de}^2 - H\Omega_{de}(H(3bL_f + L_f) + 2) - 2\sqrt{\Omega_{de}}\dot{L}_f(\alpha_1 + 2\alpha_2 L_f) + H^2 L_f}{2H^2 L_f}. \quad (3.76)$$

Рис. 3 из [105] отображает график поведения параметра замедления q , Ω_{de} и Ω_{dm} для космологических моделей, в которых взаимодействие представлено через $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$, уравнением (3.74),

$$Q = 3bH \frac{\rho_{de}^2}{\rho_{de} + \rho_{dm}}, \quad (3.77)$$

и

$$Q = 3bH \frac{\rho_{dm}^2}{\rho_{de} + \rho_{dm}}. \quad (3.78)$$

Анализ показал, что для одинаковых значений параметров моделей, принятие во внимание взаимодействия $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$, по сравнению с невзаимодействующим случаем с $b = 0$ и другими формами нелинейного взаимодействия, дает наивысшее значение для переходного красного смещения z_{tr} . Более того, другие формы взаимодействий, (3.74), (3.77) и (3.78), также повысят переходное красное смещение. С другой стороны, соответствующее увеличение красного смещения скажется на уменьшении нынешних значений параметра замедления, а максимальные современные значения параметра замедления будут приемлемы при $b = 0$, в то время как минимальное значение параметра замедления q будет наблюдаться при $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$. Увеличение значения b для взаимодействующих моделей существенно повлияет на z_{tr} только для модели, которая описывается взаимодействием $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$. Было обнаружено, что динамика параметров Ω_{de} и Ω_{dm} содержит подходящую информацию о типе и форме взаимодействий. Изучение поведения параметров состояния моделей темной энергии показало, что для соответствующих значений параметров моделей для высокого красного смещения для темной энергии наблюдается фантомное поведение в случае взаимодействий, представленных через $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$ и (3.78). С другой стороны, в случае невзаимодействующей модели темной энергии и модели темной энергии с членами взаимодействия, (3.74) и

(3.77), наблюдается квинтэссенциальная природа темной энергии при высоком красном смещении. Однако, независимо от формы природы наблюдаемой при высоком красном смещении, в ходе эволюции темная энергия изменяет свою природу, способствуя появлению либо квинтэссенциальной Вселенной, либо фантомной Вселенной, где значение параметра состояния находится в пределах ограничений, налагаемых данными наблюдений. Наблюдаемая фантомная природа темной энергии при высоких красных смещениях имеет соответствующий отпечаток на параметре замедления q . Более того, повышение значения b скажется на уменьшении параметра Хаббла при высоком красном смещении.

3.3.3 *Om* анализ и анализ уравнений состояния моделей

График поведения (зависящий от красного смещения), который относится к анализу *Om* можно увидеть на рис. 5 из [105]. Хорошо известно, что параметр *Om* модели Λ CDM равен Ω_{dm}^0 и в этом случае $\Omega_{dm}^0 = 0.3$. Это будет приниматься во внимание, чтобы увидеть возможные отклонения от стандартной космологической модели Λ CDM. Более того для невзаимодействующей модели и для моделей с взаимодействиями, (3.74) и (3.77), при высоком красном смещении параметр *Om* является постоянной, в то время как при низком красном смещении это возрастающая функция красного смещения. С другой стороны, для моделей с взаимодействием $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$ и (3.78), параметр *Om* является возрастающей функцией. Более того, для высокого красного смещения взаимодействующая темная энергия характеризуется фантомной природой, а параметр *Om* возрастает. Очевидно, что анализ *Om* хороший инструмент для того, чтобы отличать рассматриваемые космологические модели друг от друга. Оба графика на рис. 5 из [105] позволяют увидеть разницу между моделями основываясь на значении параметра взаимодействия b . Результаты, относящиеся к анализу моделей с помощью *Om3* представлены на рис. 6 в [105]. В ходе анализа выяснилось, что при низком красном смещении существует очень короткий период в истории Вселенной, когда предполагаемые модели сливаются в одну с прекращением какого-либо взаимодействия; даже при высоком и низком красном смещении рассматриваемые модели показывают качественно разное поведение. Анализ с *Om3* ясно указывает на отклонения от Λ CDM. Результаты, относящиеся к иерархическому анализу уравнения состояния, показывают, что S_3 в иерархии хорошо определена и дает верное понимание моделей (рис. 7 из [105]). Ясно, что при рассмотрении моделей этот параметр хорошо подходит для низкого красного смещения. В этом случае для высокого красного смещения, как уже было показано, должен быть использован анализ с *Om* или *Om3*.

3.3.4 Термодинамика

Изучение темной энергии и космологических моделей с использованием термодинамики предоставляет возможность понять поведение систем и активно обсуждается в со-

временной литературе. Начиная с первого закона термодинамики

$$TdS_i = dE_i + P_i dV, \quad (3.79)$$

можно показать, что обобщенный второй закон термодинамики в данном случае выглядит следующим образом

$$\dot{S}_{tot} = \dot{S}_{de} + \dot{S}_{dm} + \dot{S}_h, \quad (3.80)$$

где $E_i = \rho_i V$ это энергия компонента, $V = 4\pi L^3/3$ это объем системы, а $S_h = 8\pi^2 L^2$ это энтропия, ассоциирующаяся с горизонтом, в то время как S_{dm} и S_{de} это энтропия, которая ассоциируется с темной материей и темной энергией соответственно. Изучение вопроса обоснованности обобщенного второго закона термодинамики для рассматриваемых космологических моделей происходит с помощью графиков в [105], где демонстрируется обоснованность второго обобщенного закона термодинамики для рассматриваемых моделей.

Обоснованность обобщенного второго закона термодинамики приводит к дополнительным ограничениям на параметры модели, в частности, предоставляет возможность установить допустимый верхний предел параметра взаимодействия. Собирая результаты, полученные из космографического анализа, можно прийти к выводу, что для того, чтобы получить жизнеспособную космологическую модель для параметра взаимодействия следует учитывать следующий диапазон $b \in [0, 0.01)$, когда фантомная природа темной энергии допускается при высоком красном смещении.

3.4 Выводы

В этой главе были описаны различные альтернативные подходы к решению проблем ускоряющейся расширяющейся крупномасштабной Вселенной. Так, в 3.1 были рассмотрены космологические сценарии с взаимодействующим политропным газом. Вместо того, чтобы решать дифференциальные уравнения для некоторых начальных условий, был проведен анализ фазового пространства. Фазовое пространство содержит все возможные состояния системы, поэтому предлагает качественное понимание космологических сценариев. Были рассмотрены некоторые примеры нелинейных взаимодействий между темными компонентами Вселенной. Были выявлены соответствующие критические точки и аттракторы. Три рассмотренные формы нелинейных взаимодействий дают аттракторы, которые относятся к состоянию, когда политропный газ является фантомной энергией. Вдобавок, руководствуясь тем, что, используя параметр замедления возможно построить знакоменяющее взаимодействие, были рассмотрены три космологические модели с нелинейным знакоменяющим взаимодействием. Новые эффекты взаимодействия, выведенные из нелинейных взаимодействий с использованием параметра замедления представлены в 3.1.1 – 3.1.3. Полученные критические точки были нестабильны. Другие формы нелинейного взаимодействия, полученные из (3.14) – (3.15) представляют большой интерес для более глубокого понимания позднего поведения соответствующих космологических моделей. С другой стороны, в 3.2 была предложена модель изменяющейся политропной темной энергии особой формы. Были рассмотрены и изучены различные взаимодействующие космологические модели с изменяющейся политропной темной энергией, где темная материя рассматривается как холодная темная материя без давления. Было сделано предположение о существовании двух классов взаимодействий между темными компонентами крупномасштабной Вселенной. Для каждого сценария был проведен анализ фазового пространства и с налагаемыми ограничениями на параметры модели, были обнаружены возможные космологические последствия для соответствующей Вселенной. Также были выявлены соответствующие аттракторы. Более того, анализ фазового пространства этих моделей показывает, что во всех случаях Вселенная с низким красным смещением является Вселенной де Ситтера. Однако космологические взаимодействующие модели с фиксированным знаком обладают масштабирующимся аттрактором, т. е. включают решение проблемы космологического совпадения. Особый интерес представляют решения *C.1.1* и *C.3.1*. Согласно этим решениям нынешняя Вселенная содержит фантомную темную энергию. В свете эксперимента PLANCK 2015 упомянутые решения следует оставить для дальнейшего рассмотрения [99]. Были вычислены значения параметров $(\omega'_{de}, \omega_{de})$ и (r, s) для нынешней Вселенной. Все модели содержат фазовый переход от замедленной расширяющейся Вселенной к ускоряющейся расширяющейся Вселенной.

В 3.3 рассматриваются космологические модели с обобщенной голографической энергией с обрезком Ноджири – Одинцова. Был проведен подробный анализ взаимодействующих и невзаимодействующих моделей и систематическое сравнение теоретических ре-

результатов с наблюдательными данными. Помимо космографического анализа для каждого случая были высчитаны и приведены в соответствующей таблице нынешние значения параметра замедления q , $(\omega_{de}, \omega'_{de})$, (r, s) и значения переходного красного смещения z_{tr} для нескольких значений параметра взаимодействия b . В ходе рассмотрения обобщенной голографической темной энергии с обрезком Ноджири – Одинцова (особая модель) на ранних этапах изучения была выявлена возможность объединенной ранней и поздней Вселенной на основе фантомной космологии. Более того, существующий интерес к этой модели темной энергии вызван вероятностью симметрии фантомного – нефантомного перехода, который проявляется таким образом, что Вселенная может иметь эффективное фантомное уравнение состояния как в ранний, так и в поздний период. В целом этот вопрос еще не изучен, но есть возможность, что Вселенная может иметь несколько фантомных и нефантомных фаз, которые делают такие модели очень привлекательными. В особенности, в ходе исследования, было выявлено, что для значений параметров модели при отсутствии взаимодействия между темной энергией и темной материей, когда имеется только лишь квинтэссенциальная модель темной энергии, соответствующая форма взаимодействия может интересным образом изменить положение вещей. В ходе изучения поведения параметра уравнения состояния было выявлено, что для соответствующих значений параметров моделей для высокого красного смещения темная энергия характеризуется фантомным поведением в случае взаимодействий, описываемых $Q = 3Hb(\rho_{de} + \rho_{dm})$ и (3.78). С другой стороны, в случае невзаимодействующей модели темной энергии и подходящего взаимодействия, (3.74) и (3.77), наблюдается квинтэссенциальная природа темной энергии при высоком красном смещении. Однако, независимо от наблюдаемой природы при высоких красных смещениях, в ходе эволюции происходит изменение природы темной энергии, и при низком красном смещении существует либо квинтэссенциальная Вселенная, либо фантомная Вселенная, где значение параметра состояния находится в пределах ограничений, которые налагаются данными наблюдений. Получение изменения в поведении параметра состояния темной энергии указывают на вероятность определения формы взаимодействия между темной энергией и темной материей. Более того каждая форма взаимодействия оставляет уникальный след на параметре состояния темной энергии, а также след на динамике других космологических параметров, переходном красном смещении и нынешних значениях этих параметров. Принимая во внимание возможность изучения моделей темной энергии через термодинамику, была проверена действенность второго закона термодинамики для всех рассмотренных феноменологических моделей. Это позволило завершить изучение моделей используя Om , $Om3$, тем самым подтверждая, что эти параметры позволяют ясно увидеть возможные отклонения от стандартной модели Λ CDM. Вдобавок эти инструменты хорошо подходят для того, чтобы отличать рассматриваемые модели друг от друга. С другой стороны график поведения параметра S_3 , показывает, что этот параметр хороший инструмент для изучения моделей для низких красных смещений.

Заключение

Целью данной работы является поиск решений проблем, существующих в современной космологии, используя различные феноменологические предположения, связанные с содержанием энергетического бюджета крупномасштабной Вселенной. В частности, в главе 2 были представлены три новые модели призрачной темной энергии, космографический анализ которых непосредственно указывал на возможность получить теоретические результаты хорошо совместимые с уже имеющимися данными наблюдений, касающимися перехода к текущей ускоренной фазе расширения. Кроме того, проблема космологического совпадения не возникает в случае рассматриваемых моделей.

С другой стороны, еще одним важным результатом, представленным в главе 2 является рождение безмассовых частиц во Вселенной в фазе преобладания излучения. Хорошо известно, что конформная форма метрики Фридмана – Робертсона – Уокера в случае общей теории относительности не допускает рождение безмассовых частиц, но, в случае модифицированной общей теории относительности - это становится возможно. Показана возможность рождения безмассовых частиц в случае моделей, рассмотренных в разделах 2.1 и 2.2 для динамики фона, определяемого согласно общей теории относительности, что повышает ценность предложенных модификаций. Более подробное изучение рождения безмассовых частиц в модели, рассмотренной в параграфе 2.3, является предметом будущих исследований. Также было рассмотрено влияние различных форм взаимодействия между темными компонентами крупномасштабной Вселенной на свойства рассматриваемых моделей. Полученные результаты необходимо сопоставить с результатами новых космологических моделей, которые включают различные формы нелинейных членов взаимодействия между рассматриваемыми варьирующимися моделями призрачной темной энергии и темной материи.

Еще одно интересное поле деятельности будет связано с рассмотрением влияния вязкости на процесс рождения безмассовой частиц. Поскольку рассматриваемые модификации призрачной темной энергии дают интересные отклонения от известных результатов, важно организовать соответствующее исследование, обеспечивающее более глубокое понимание физики предложенных феноменологических модификаций. Более того, когда будет получено определенное ограничение на параметры этих моделей, можно приступить к изучению проблем формирования структур, что позволит добиться более детальных результатов. Анализ Om с анализом фазового пространства также может быть очень полезен в будущем. С другой стороны, было бы интересно связать рассматриваемые модели темной энергии с теории струн [106].

Модели, рассмотренные в главе 3, представляют интересный альтернативный взгляд на проблемы крупномасштабной Вселенной. Если в случае модели, рассмотренной в раз-

деле 3.1, внимание фокусировалось на различных формах нелинейных и нелинейных знакоменяющих взаимодействий, то в разделе 3.2 была предложена новая модификация политропной темной жидкости. В обоих случаях динамика фона определялась согласно общей теории относительности, позволяющей осуществлять фазовый анализ моделей аналитически. Несомненный интерес представляет дальнейшее изучение различных модификаций предложенной модели политропной темной жидкости, представленной в разделе 3.2. Более того, так как формы нелинейного и знакоменяющего нелинейного взаимодействия были рассмотрены впервые, следует детально изучить новые космологические модели с участием упомянутых эффектов взаимодействия, а также рассмотреть новые нелинейные взаимодействия. Как в случае с моделями, рассмотренными во второй главе, необходимо принимать во внимание проблему вязкости и формирования структур Вселенной. Также планируется провести анализ Om , так как это геометрический инструмент, который позволит увидеть все возможные отклонения от модели Λ CDM, как в случае модели, представленной в 2.3. В разделе 3.3 были рассмотрены космологические модели с обобщенной голографической энергией с обрезанием Ноджири – Одинцова. Был проведен подробный анализ взаимодействующих и невзаимодействующих моделей и систематическое сравнение теоретических результатов с наблюдательными данными. В ходе рассмотрения обобщенной голографической темной энергии с обрезанием Ноджири – Одинцова (особая модель) на ранних этапах изучения была выявлена возможность объединенной ранней и поздней Вселенной на основе фантомной космологии. Принимая во внимание возможность изучения моделей темной энергии используя термодинамический подход, было проверено выполнение второго закона термодинамики для всех рассмотренных феноменологических моделей. Это позволило завершить изучение моделей, используя Om , $Om3$, тем самым подтверждая, что эти параметры позволяют ясно увидеть возможные отклонения от стандартной модели Λ CDM. Вдобавок эти инструменты хорошо подходят для того, чтобы отличать рассматриваемые модели друг от друга. С другой стороны график поведения параметра S_3 показывает, что этот параметр – хороший инструмент для изучения моделей для низких красных смещений. Рассмотрение влияния вязкости и классификация сингулярностей в этих моделях остаются одной из важнейших задач и будут исследованы в последующих работах.

Список использованной литературы

- [1] *Riess A. G.* Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant/ A. G. Riess [et al.] // *The Astronomical Journal*. – 1998. – Vol. 116, – No. 3, – Pp. 1009 - 1038.
- [2] *Perlmutter S.* Measurements of Ω and Λ from 42 high-redshift supernovae/ *The Supernova Cosmology Project*. S. Perlmutter [et al.] // *The Astrophysical Journal*. – 1999. – Vol. 517. – No. 2. – Pp. 565 - 586.
- [3] *Tegmark M.* Cosmological parameters from SDSS and WMAP/ *The SDSS collaboration*. M. Tegmark [et al.] // *Phys. Rev. D*. – 2004. – Vol. 69. – P. 103501.
- [4] *Hawkins E.* The 2dF Galaxy Redshift Survey: Correlation functions, peculiar velocities and the matter density of the universe/ *The 2dFGRS Team*. E. Hawkins [et al.] // – *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2003. – Vol. 346. – Pp. 78 - 96.
- [5] *Yoo J.* Theoretical Models of Dark Energy /J. Yoo, Y. Watanabe // *Int. J. Mod. Phys.* – 2012. – Vol. D21. – P. 1230002.
- [6] *Bradav M.* Revealing the Properties of Dark Matter in the Merging Cluster MACS J0025.4-1222*/ M. Bradav [et al.] // *The Astrophysical Journal*. – 2008 – Vol. 687. – Pp. 959-967.
- [7] *Bosma A.* 21-cm line studies of spiral galaxies. II. The distribution and kinematics of neutral hydrogen in spiral galaxies of various morphological types / A. Bosma [et al.] // *Astron. J.* – 1981. – Vol. 86. – Pp. 1825 - 1846.
- [8] *Einstein A.* Zur Elektrodynamik bewegter Korper / A. Einstein // *Annalen der Physik* – 1905. – Vol. 17. – P. 891.
- [9] *Einstein A.* Uber das Relativitatsprinzip und die aus demselben gezogene Folgerungen / A. Einstein // *Jahrbuch der Radioaktivitat und Elektronik* – 1907. – Vol. 4. – P. 411.
- [10] *Einstein A.* Die Feldgleichungen der Gravitation / A. Einstein // *Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin* – 1915. – Pp. 844 - 847.
- [11] *Einstein A.* Die Grundlage der allgemeinen Relativitatstheorie / A. Einstein // *Annalen der Physik* – 1916. – Vol. 49. – Pp. 769 - 822.
- [12] *Callahan J. J.* The Geometry of Spacetime: an Introduction to Special and General Relativity / J. J. Callahan // *New York: Springer*. – 2000. – 463 p.

- [13] *Liddle A.* An Introduction to Modern Cosmology (2nd ed.) / A. Liddle // John Wiley and Sons. – 2003. – 172 p.
- [14] *Velten H. E. S.* Aspects of the cosmological "coincidence problem" / H.E.S. Velten, R.F. vom Marttens, W. Zimdahl // Eur.Phys. J. C. – 2014. – Vol. 74. – P. 3160
- [15] *Sivanandam N.* Is the Cosmological Coincidence a Problem? / N. Sivanandam // Phys. Rev. D.– 2013. – Vol. 87. – P. 083514.
- [16] *Jerome M.* Everything You Always Wanted To Know About The Cosmological Constant Problem (But Were Afraid To Ask) / M. Jerome // C. R. Physique. – 2012. – Vol. 13. – Pp. 566 - 665.
- [17] *Bamba K.* Dark energy cosmology: the equivalent description via different theoretical models and cosmography tests / K. Bamba, S. Capozziello, S. Nojiri, S. D. Odintsov // Astrophysics and Space Science (2012) 342:155-228
- [18] *Elizalde E.* Late - time cosmology in a (phantom) scalar - tensor theory: Dark energy and the cosmic speed-up / E. Elizalde, S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Rev. D. – 2004. –Vol. 70. – 043539.
- [19] *Elizalde E.* Reconstructing the universe history, from inflation to acceleration, with phantom and canonical scalar fields / E. Elizalde, S. Nojiri, S. D. Odintsov, D. Saez-Gomez, V. Faraoni // Phys. Rev. D. – 2008. – Vol. 77. P. 106005.
- [20] *Nojiri S.* Final state and thermodynamics of a dark energy universe / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Rev. D. – 2004. – Vol. 70. – P. 103522.
- [21] *Nojiri S.* Unifying phantom inflation with late-time acceleration: scalar phantom - non - phantom transition model and generalized holographic dark energy / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Gen. Rel. Grav. – 2006. – Vol. 38. – Pp. 1285 - 1304.
- [22] *Nojiri S.* Quantum deSitter cosmology and phantom matter / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Lett. B. – 2003. – Vol. 562. – Pp. 147 - 152.
- [23] *Nojiri S.* The oscillating dark energy: future singularity and coincidence problem / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Lett. B. – 2006. – Vol. 637. – Pp. 139 - 148.
- [24] *Guo Z. K.* Parametrizations of the dark energy density energy and scalar potential / Z. K. Guo, N. Ohta, Y. Z. Zhang // Mod. Phys. Lett. A. – 2007. – 22. – Pp. 883 - 890.
- [25] *Dutta S.* Dark energy from a quintessence (phantom) field rolling near a potential minimum (maximum) / S. Dutta, E. N. Saridakis , R. J. Scherrer // Phys. Rev. D. – 2009. – Vol. 79. – P. 103005.

- [26] *Saridakis E. N.* Quintessence and phantom cosmology with nonminimal derivative coupling / E. N. Saridakis, S. V. Sushkov // Phys. Rev. D. – 2010. – Vol. 81. – P. 083510.
- [27] *Ferreira P. G., Joyce M.* Structure Formation with a Self - Tuning Scalar Field / P. G. Ferreira, M. Joyce // Phys. Rev. Lett. – 1997. – Vol. 79. – Pp. 4740 - 4743.
- [28] *Copeland E. J.* Dynamics of dark energy / E.J. Copeland, M. Sami, S. Tsujikawa // Int. J. Mod. Phys. D. – 2006. – Vol. 15. – Pp. 1753 - 1936.
- [29] *Copeland E. J.* Exponential potentials and cosmological scaling solutions / E. J. Copeland, A. R. Liddle, D. Wands // Phys. Rev. D. – 1998. – Vol. 57. – P. 4686.
- [30] *Gong Y. G.* Exact scaling solutions and fixed points for general scalar field / Y. G. Gong, A. Wang, Y. Z. Zhang, // Phys. Lett. B. – 2006. – Vol. 636. – Pp. 286 - 292.
- [31] *Chen X.* Phase-space analysis of interacting phantom cosmology / X. Chen, Y. Gong, E. N. Saridakis // JCAP – 2009. – Vol. 0904. – P. 001.
- [32] *Brevik I.* Viscous little rip cosmology / I. Brevik, E. Elizalde, S. Nojiri, S.D. Odintsov // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 84. – P. 103508
- [33] *Brevik I.* Turbulence and Little Rip Cosmology / I. Brevik, R. Myrzakulov, S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 86. – P. 063007.
- [34] *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. – Pp. 1194 - 1202.
- [35] *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. – Pp. 145 - 153.
- [36] *Pourhassan B* Extended Chaplygin gas model / B. Pourhassan E. O. Kahya // Results in Physics – 2004. – Vol. 4. – P. 101102.
- [37] *Kahya E. O.* The universe dominated by the extended Chaplygin gas / E. O. Kahya, B. Pourhassan // Mod. Phys. Lett. A. – 2015. – Vol. 30. – P. 1550070.
- [38] *Khurshudyan M.* Interacting Quintessence Models of Dark Energy / M. Khurshudyan, E. Chubaryan, B. Pourhassan // Int. J. Theor. Phys. – 2014 – Vol. 53. – Pp. 2370 - 2378.
- [39] *Sadeghi J.* Phenomenological Fluids from Interacting Tachyonic Scalar Fields / J. Sadeghi, M. Khurshudyan, M. Hakobyan, H. Farahani // Int. J. of Theor. Phys. – 2014. – Vol. 53. – Issue 7. – Pp. 2246 - 2260.

- [40] *Khurshudyan M.* Phase space analysis of some interacting Chaplygin gas models / M. Khurshudyan and R. Myrzakulov // arXiv. 2015. – 1509.02263.
- [41] *Nojiri S.* Inhomogeneous equation of state of the universe: Phantom era, future singularity, and crossing the phantom barrier / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Rev. D. – 2005. – Vol. 72. P. 023003.
- [42] *Cardone V. F.* Inflessence: A Phenomenological model for inflationary quintessence / V. F. Cardone, A. Troisi, S. Capozziello // Phys. Rev. D. – 2006. – Vol. 73. – P. 043512.
- [43] *Hawking S. W.* The large scale structure of space-time / S. W. Hawking, G. F. R. Ellis // Cambridge: Cambridge, University Press. – 1973. – 391 p.
- [44] *Wald R.* General Relativity / R. Wald // Chicago and London: University of Chicago Press. – 2010. – 491 p.
- [45] *Erickson J. K.* Measuring the Speed of Sound of Quintessence / J. K. Erickson, R. R. Caldwell, P. J. Steinhardt, C. Armendariz - Picon, V. Mukhanov // Phys. Rev. Lett. – 2002. – Vol. 88. – P. 121301.
- [46] *Garcia-Salcedo R.* No compelling cosmological models come out of magnetic universes which are based on nonlinear electrodynamics / R. Garcia - Salcedo, T. Gonzalez, I. Quiros // Phys. Rev. D. – 2014. – Vol. 89. – P. 084047.
- [47] *Sahni V.* Statefinder - A new geometrical diagnostic of dark energy / V. Sahni, T. D. Saini, A. A. Starobinsky, U. Alam // JETP Lett. – 2003. – Vol 77. – Pp. 201 - 206.
- [48] *Sahni V.* Two new diagnostics of dark energy / V. Sahni, A. Shafieloo, A. A. Starobinsky // Phys. Rev. D. – 2008. – Vol 78. – P. 103502.
- [49] *Caldwell R. R.* Limits of Quintessence / R. R. Caldwell, E. V. Linder // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 95. – P. 141301.
- [50] *Arabsalmani M.* Statefinder hierarchy: An extended null diagnostic for concordance cosmology / M. Arabsalmani, V. Sahni // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 83. – P. 043501.
- [51] *Bolotin Yu. L.* Cosmological Evolution With Interaction Between Dark Energy And Dark Matter / Yu. L. Bolotin, A. Kostenko, O. A. Lemets, D.A. Yerokhin // Int. J. Mod. Phys. D. – 2015. – Vol. 24. – P. 1530007.
- [52] *Liddle A.* An introduction to cosmological inflation / A. Liddle // arXiv. – 1999. – astro - ph/9901124
- [53] *Tsujikawa S.* Introductory review of cosmic inflation / S. Tsujikawa // arXiv. – 2003. – hep - ph/0304257.

- [54] *Baumann D.* TASI Lectures on Inflation / D. Baumann // arXiv. – 2009. – 0907.5424.
- [55] *Sriramkumar L.* An introduction to inflation and cosmological perturbation theory / L. Sriramkumar// arXiv. – 2009. – 0904.4584.
- [56] *Kofman L.* Reheating after Inflation / L. Kofman, A. D. Linde, A.A. Starobinsky // Phys. Rev. Lett. – 1994. – Vol. 73. – P. 3195.
- [57] *Shtanov Y.* Universe reheating after inflation / Y. Shtanov, J. Traschen, R. Brandenberger// Phys. Rev. D. – 1995. – Vol. 51. – P. 5438.
- [58] *Ghosh A.* Back - reaction to dilaton - driven inflation / A. Ghosh, R. Madden, G. Veneziano // Nuclear Phys. B. – 2000. – Vol. 570. – Pp. 207 - 226.
- [59] *Linde A.* Inflationary Cosmology after Planck 2013 / A. Linde // arXiv. – 2014. – 1402.0526.
- [60] *Guth H., Kaiser D. I., Nomura Y.* Inflationary paradigm after Planck 2013 / H. Guth, D. I. Kaiser, Y. Nomura // Phys. Lett. B. – 2014. – Vol. 733. – Pp. 112 - 119.
- [61] *Ijjas A.* Inflationary paradigm in trouble after Planck 2013 / A. Ijjas, P. J. Steinhardt, A. Loeb// Phys. Lett. – 2013. – Vol. 723. – Pp. 261 - 266.
- [62] *Brandenberger R. H.* Alternatives to Cosmological Inflation / R. H. Brandenberger // Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser. – 2011. – Vol. 01. – P. 67.
- [63] *Bamba K.* Inflationary cosmology in modified gravity theories / K. Bamba, S. D. Odintsov // Symmetry. – 2015. – Vol. 7. – Pp. 220 - 240.
- [64] *Capozziello S.* Unified phantom cosmology: Inflation, dark energy and dark matter under the same standard / S. Capozziello, S. Nojiri, S. D. Odintsov // Phys. Lett. B. – 2006. – Vol. 632. – Pp. 597 - 604.
- [65] *Nojiri S.* Introduction to Modified Gravity and Gravitational Alternative for Dark Energy / S. Nojiri, S. D. Odintsov // Int. J. Geom. Meth. Mod. Phys. – 2007. – Vol. 4. – Pp. 115 - 146.
- [66] *Clifton T.* Modified Gravity and Cosmology / T. Clifton, P. G. Ferreira, A. Padilla, C. Skordis // Physics Reports. – 2012. – Vol. 513. – Pp. 1-189.
- [67] *Cid A.* Observational constraints on a cosmological model with Lagrange multipliers / A. Cid, P. Labran // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 717. – Pp. 10 - 16.
- [68] *Farooq M. O.* Observational constraints on dark energy cosmological model parameters / M. O. Farooq // arXiv. – 2013. – 1309.3710.

- [69] *Cao S.* Constraints on cosmological models from strong gravitational lensing systems / S. Cao, Yu Pan, M. Biesiada, W. Godlowski, Zong-Hong Zhu // JCAP. – 2012. – Vol. 03. – P. 016.
- [70] *Chen Y.* Constraints on a ϕ CDM model from strong gravitational lensing and updated Hubble parameter measurements / Y. Chen, Chao-Qiang Geng, S. Cao, Yu-Mei Huang, Zong-Hong Zhu // JCAP. – 2015. – Vol. 02. – P. 010.
- [71] *Khurshudyan M.* Interacting varying ghost dark energy models in general relativity / M. Khurshudyan, A. Khurshudyan, R. Myrzakulov // Astrophys. Space Sci. – 2015. – Vol. 357. – P. 113.
- [72] *Khurshudyan M.* Varying ghost dark energy and particle creation / M. Khurshudyan // Eur. Phys. J. Plus – 2016. – Vol. 131. – P. 25.
- [73] *Khurshudyan M.* Low redshift universe and a varying ghost dark energy / M. Khurshudyan // Mod. Phys. Lett. A. – 2016. – Vol. 31. – No. 09. – P. 1650055.
- [74] *Khurshudyan M. Z.* On a phenomenology of the accelerated expansion with a varying ghost dark energy / M. Z. Khurshudyan, A. N. Makarenko // Astrophys. Space Sci. – 2016. – Vol. 361. – P. 187.
- [75] *Zeldovich Ya.B.* Simulated light scattering induced by absorption / Ya. B. Zeldovich // JETP Lett. – 1970. – Vol. 12. – P. 307.
- [76] *Barrow J. D.* The deflationary universe: An instability of the de Sitter universe / J. D. Barrow // Phys. Lett. B. – 1986. – Vol. 180. – Pp. 335 - 339.
- [77] *Morikawa M.* Entropy production in an expanding universe / M. Morikawa, M. Sasaki // Phys. Lett. B. – 1985. – Vol. 165. – Pp. 59 - 62.
- [78] *Padmanabhan T.* Viscous universes / T. Padmanabhan, S. M. Chitre // Phys. Lett. A. – 1987. – Vol 120. – Pp. 433 - 436.
- [79] *Zimdahl W.* Fluid cosmology with decay and production of particles / W. Zimdahl, D. Pavon // Gen. Rel. Grav. – 1994. – Vol. 26. – Pp. 1259 - 1265.
- [80] *Zimdahl W.* Cosmic antifriction and accelerated expansion / W. Zimdahl, D. J. Schwarz, A. B. Balakin, D. Pavon // Phys. Rev. D. – 2001. – Vol. 64. – P. 063501.
- [81] *Abramo L. R. W.* Inflationary models driven by adiabatic matter creation / L. R. W. Abramo and J. A. S. Lima // Class. Quantum Grav. – 1996. – Vol. 13. – P. 2953.
- [82] *Gariel J.* Matter creation and bulk viscosity in early cosmology / J. Gariel, G. le Denmat // Phys. Lett. A – 1995. – Vol 200. – Pp. 11 - 16.

- [83] *Lima J. A. S.* FRW - type cosmologies with adiabatic matter creation / J. A. S. Lima, A. S. M. Germano, L. R. W. Abramo // Phys. Rev. D. – 1996. – Vol. 53. – P. 4287.
- [84] *Parker L.* Particle Creation in Expanding Universes / L. Parker // Phys. Rev. Lett. – 1968. – Vol. 21. – P. 562.
- [85] *Parker L.* Quantized Fields and Particle Creation in Expanding Universes. I / L. Parker // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 183. – P. 1057.
- [86] *Parker L.* Quantized Fields and Particle Creation in Expanding Universes. II / L. Parker // Phys. Rev. D. – 1971. – Vol. 3. – P. 346.
- [87] *Parker L.* Particle Creation in Isotropic Cosmologies / L. Parker // Phys. Rev. Lett. – 1972. – Vol. 28. – P. 705.
- [88] *Parker L.* Conformal Energy-Momentum Tensor in Riemannian Space - Time / L. Parker // Phys. Rev. D. – 1973. – Vol. 7. – P. 976.
- [89] *Grib A. A.* Particle creation from vacuum in homogeneous isotropic models of the Universe / A. A. Grib, S. G. Mamayev, V. M. Mostepanenko // Gen. Rel. Grav. – 1975. – Vol 7. – P. 535.
- [90] *Grib A. A.* Dark matter in the early universe and the creation of visible particles / A. A. Grib, Yu. V. Pavlov // Grav. Cosmol. – 2005. – Vol. 11. – Pp. 119 - 122.
- [91] *Grib A. A.* Superheavy particles and the dark matter problem / A. A. Grib, Yu. V. Pavlov // Grav. Cosmol. – 2006. – Vol. 12. – Pp. 159 - 162.
- [92] *Grishchuk L. P.* Quantum effects in cosmology / L. P. Grishchuk // Class. Quantum Grav. – 1993 – Vol. 10. – P. 2449.
- [93] *Maia M. R. G.* Spectrum and energy density of relic gravitons in flat Robertson - Walker universes / M. R. G. Maia // Phys. Rev. D.– 1993. – Vol. 48. P. 647.
- [94] *Maia M. R. G.* Cosmological graviton production in general relativity and related gravity theories / M. R. G. Maia, J. D. Barrow // Phys. Rev. D. – 1994 – Vol. 50. P. 6262.
- [95] *Maia M. R. G.* Graviton production in elliptical and hyperbolic universes / M. R. G. Maia, J. A. S. Lima // Phys. Rev. D. – 1996. – Vol. 54. – P. 6111.
- [96] *Pereira S. H.* Quantized fields and gravitational particle creation in $f(R)$ expanding universes / S. H. Pereira, C. H. G. Bessa, J. A. S. Lima // Phys. Lett. B. – 2010. – Vol. 690. – Pp. 103 - 107.
- [97] *Pereira S. H.* Massless particle creation in a $f(R)$ expanding universe / S. H. Pereira, J. C. Z. Aguilar, E. C. Romao arXiv. – 2011. – P. 1108.3346.

- [98] *Pereira S. H.* Particle creation in a $f(R)$ theory with cosmological constraints / S. H. Pereira, R. F. L. Holanda // *Gen. Rel. Grav.* – 2014. – Vol. 46. – P. 1699.
- [99] *Ade P. A. R.* Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters / *Planck Collaboration* P. A. R. Ade [et al.] // *arXiv.* – 2015. – P. 1502.01589.
- [100] *Xu Y. D.* The sign - changeable interaction between variable generalized Chaplygin gas and dark matter / Y. D. Xu, Z. G. Huang // *Astrophys. Space Sci.* – 2013. – Vol. 343. – Pp. 807 - 811.
- [101] *Jarv L.* Phase Space Analysis of Quintessence Cosmologies with a Double Exponential Potential / L. Jarv, T. Mohaupt, F. Saueressig // *JCAP.* – 2004 – Vol. 0408. – P. 16.
- [102] *Xu C.* Phase-space analysis of teleparallel dark energy / C. Xu, E. N. Saridakis and G. Leon // *JCAP* – 2012. – Vol. 07. – P. 005.
- [103] *Khurshudyan M.* Some non linear interactions in polytropic gas cosmology: Phase space analysis / M. Khurshudyan // *Astrophys. Space Sci.* – 2015. – Vol. 360. – P. 33.
- [104] *Khurshudyan M.* A varying polytropic gas universe and phase space analysis / M. Khurshudyan // *Mod. Phys. Lett. A.* – 2016. – Vol. 31. – P. 1650097.
- [105] *Khurshudyan M.* On a holographic dark energy model with a Nojiri-Odintsov cut-off in general relativity / M. Khurshudyan // *Astrophys Space Sci.* – 2016. – Vol. 361. – P. 232.
- [106] *Elizalde E.* Multiple Λ cosmology with string landscape features and future singularities / E. Elizalde, A.N. Makarenko, S. Nojiri, V.V. Obukhov, S.D. Odintsov // *Astrophys. Space Sci.* – 2013 – Vol. 344. – Pp. 479 - 488.