ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

"КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ГЕНЕЗИС В ТЕОРИЯХ С ВЕКТОРНЫМИ ГАЛИЛЕОННЫМИ ПОЛЯМИ"

Выполнил студент
243 группы:
Петров Павел Константинович

подпись студента

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, академик РАН, профессор, зав. кафедрой
Рубаков Валерий Анатольевич

подпись научного руководителя

Допущен к защите
Зав.кафедрой

подпись зав. кафедрой

Москва
2020 г.

Содержание

1 Введение

Генезис [1] - это космологический сценарий без начальной сингулярности. В этом сценарии Вселенная начинает свое расширение с плоского пространства-времени и нулевой плотности энергии при больших отрицательных временах. По мере расширения Вселенной плотность энергии и параметр Хаббла растут. В какой-то момент, когда плотность энергии уже достаточно велика, происходит переход к инфляционной стадии или же разогрев и переход на горячую стадию. В том случае, если гравитация описывается общей теорией относительности, этот режим требует доминирования экзотической материи, которая нарушает изотропное условие энергодоминантности — NEC (см. [2]). Это условие имеет вид

$$T_{\mu\nu} n^{\mu} n^{\nu} > 0 \ .$$

В формуле выше $T_{\mu\nu}$ — это тензор энергии-импульса, а n^{μ} — любой светоподобный (изотропный) вектор. В терминах плотности ρ и давления p условие NEC имеет вид:

$$\rho + p > 0.$$

Нарушение данного условия энергодоминантности позволяет построить несингулярную космологию (конкретно в данной работе — генезис).

Позже, согласно сценарию генезиса, плотность энергии экзотической материи преобразуется в плотность энергии обычного вещества, и начинается стандартная космологическая эволюция.

Как показано в [3], непротиворечивое нарушение NEC возможно в скалярных галилеонных теориях [4]. К настоящему времени были предложены многочисленные варианты реализации генезиса, в основном в контексте теорий с участием скаляров (см. работы [1], [5–14] и обзор [15]), а также и в моделях с векторными полями. Простой способ построить модель ранней эпохи генезиса — это использовать лагранжиан, который в отсутствие гравитации преобразуется однородно при масштабных преобразованиях:

$$\mathscr{L} \Rightarrow \lambda^{N} \mathscr{L},$$

при

$$\pi_{\alpha}(x^{\nu}) \Rightarrow \lambda^{s} \pi_{\alpha}(\lambda x^{\nu}),$$

где π_{α} обозначает негравитационные поля в модели, а N и s — постоянные параметры. Тогда при отсутствии динамической гравитации, как правило, существует пространственно-однородное решение уравнений движения $\pi \propto |t|^{-s}$, $t \to -\infty$ (см. раздел 2), для которого плотность энергии равна нулю, а давление отрицательно. Это означает нарушение NEC при условии того, что гравитация описывается в рамках общей теории относительности. В том случае, когда мы учитываем влияние динамической гравитации на эволюцию системы, плотность энергии перестаёт быть нулевой, вместо этого она возрастает, что находится в согласии с моделью генезиса. Этот механизм был впервые предложен в работе [1] (со следующими параметрами масштабных преобразований: $N = 4$ и $s = 1$), а затем был использован в контекстах других моделей (см. обзор [2]), включая модели с векторными полями [16].

Однако в моделях такого класса коэффициенты в квадратичном лагранжиане для возмущений над классическим решением уравнений движения часто стремятся к нулю при $t \to -\infty$. Этот факт, в свою очередь, может означать, что энергетический масштаб сильной связи также стремится к нулю. В такой ситуации классическое описание системы может стать неприменимым, см. работы [1, 17].

Чтобы выяснить, так ли это, нужно изучить как квадратичные, так и старшие члены в лагранжиане для возмущений и найти поведение масштаба сильной связи Λ при $t \to -\infty$:

$$\Lambda(t) \propto |t|^{-\sigma} \ .$$

Этот масштаб следует сравнить с классическим энергетическим масштабом E_{cl}, который является скоростью эволюции системы, и в случае степенного генезиса имеет вид:

$$E_{cl}(t) \propto |t|^{-1} .$$

Классическое описание системы является законным при условии, что $E_{cl} \ll \Lambda$, что в свою очередь, означает:

$$\sigma \leq 1 \tag{1.1}$$

(случай $\sigma = 1$ требует, чтобы выполнялись определенные условия на свободные параметры в лагранжиане: соотношение $E_{cl} \ll \Lambda$ может быть верным лишь в ограниченной области пространства параметров, поэтому этот случай требует дополнительного анализа). В данной работе мы ограничиваемся рассмотрением лишь полевых возмущений, тем не менее полный анализ, который мы оставляем для будущих работ, несомненно, требует также рассмотрения и возмущений метрики над фоновой метрикой, которые могут влиять на величину масштаба сильной связи и устойчивость фонового решения.

В этой работе мы рассматриваем проблему сильной связи в контексте степенных моделей, описанных выше. Этому посвящён раздел 2, где мы показываем, что требование (1.1) эквивалентно условию

$$N \leq 4 .$$

Заметим, что это условие не выполняется для генезиса с векторными полями, предлагаемого в работе [16]. Поэтому в разделе 3 мы строим другую модель с векторным полем и степенным фоновым решением. Эта модель удовлетворяет условию (1.1). Одним из требований, налагаемых на лагранжиан модели, является требование диагональности и невырожденности квадратичного лагранжиана для возмущений. Это требование является необходимым условием применимости утверждения об отсутствии сильной связи, сформулированного в разделе 3, именно этим требованием и требованием масштабной ковариантности обусловлен специфический вид членов с первыми производными в лагранжиане. Параметр N — параметр масштабного преобразования — выбирается в согласии с двумя условиями. Во-первых, необходимо, чтобы параметр N удовлетворял условию (1) для того, чтобы классическое решение корректно описывало эволюцию системы. А во-вторых, N должен удовлетворять следующему требованию:

$$N > 2.$$

Невыполнение последнего условия приводит к тому, что на начальной стадии генезиса масштабный фактор не стремится к 1 при $t \to -\infty$, что противоречит тому требованию, что Вселенная начинает свою эволюцию с асимптотики плоского пространства. Далее мы определяем диапазон параметров, при котором малое возмущение над фоновым решением имеет скорость распространения, не превышающую скорость света, а фоновое решение устойчиво в пространстве Минковского и нарушает NEC. Для полноты описания мы также включаем гравитацию (в виде общей теории относительности) и описываем эволюцию параметра Хаббла и масштабного фактора в течение начальной стадии генезиса. Здесь интересно отметить, что эта модель с векторным галилеонным полем, несмотря на наличие нетривиальных вкладов в уравнения Эйнштейна в случае минимальной связи с гравитацией, не приводит ни к появлению старших производных от метрики в уравнениях движения, ни к изменению скорости распространения гравитационных волн [16], что показывает законность применения данной теории в случае наличия динамической гравитации. Затем мы убеждаемся в том, что масштабный фактор стремится к единице при стремлении времени к минус бесконечности, а в дальнейшем на ранних временах увеличивается, что находится в полном согласии с рассматриваемым космологическим сценарием. Основные результаты работы и заключение приводятся в разделе 4.

2 Масштаб сильной связи

Как было изложено во введении, мы будем рассматривать лагранжиан для M бозонных полей $\pi_\alpha,\ \alpha = 1, 2, ..., M$ в четырехмерном пространстве Минковского. Индекс α может нумеровать поля (в том случае, если π_α являются скалярами) или нумеровать лоренцевы индексы, или оба типа индексов. Предполагается, что лагранжиан ковариантен относительно однородных масштабных преобразований

$$x^\nu \Rightarrow \lambda x^\nu\ , \qquad \pi_\alpha(x^\nu) \Rightarrow \lambda^s \pi_\alpha(\lambda x^\nu), \qquad s \neq 0.$$

А именно, при таких преобразованиях

$$\mathscr{L} \Rightarrow \lambda^N \mathscr{L}. \tag{2.1}$$

Важно отметить, что мы предполагаем, что уравнения движения являются уравнениями второго порядка по производным, хотя лагранжианы могут включать вторые производные полей. Этот факт относится как к обобщенным галилеонным теориям [2, 4, 18], так и к случаю теорий галилеонных векторных полей [16].

Для определенности рассмотрим лагранжианы, которые являются линейными комбинациями мономов, состоящих из n полей π_α без производных, m первых производных $\pi_{\alpha,\nu}$ от полей и l вторых производных от полей (рассуждения, приведённые ниже, также будут верны и для случая, когда рассматриваемые мономы содержат отрицательные степени полей π_α):

$$(\pi_{\alpha_1} ... \pi_{\alpha_n}) \cdot (\partial\pi_{\gamma_1} ... \partial\pi_{\gamma_m}) \cdot (\partial^2\pi_{\omega_1} ... \partial^2\pi_{\omega_l}) \sim [\pi]^n \cdot [\partial\pi]^m \cdot [\partial^2\pi]^l\ . \tag{2.2}$$

Здесь

$$ns + m(s + 1) + l(s + 2) = N\ .$$

Таким образом, закон преобразования (2.1) выполняется. Для некоторого диапазона параметров, входящих в лагранжиан, существует однородное степенное решение вида

$$\pi_\alpha^{(0)} = \beta_\alpha |t|^{-s}, \tag{2.3}$$

с постоянным β_α. Действительно, слагаемое (2.2) в лагранжиане дает вклад в уравнение движения с общим числом полей, равным $(n + m + l - 1)$, и общим количеством производных, равным $(m + 2l)$. Поэтому, используя (2.3), получаем, что каждое из M уравнений движения пропорционально $|t|^{-N+s}$ с коэффициентом пропорциональности, являющимся полиномом от переменых β_α. Другими словами, уравнения движения для полей $\pi_\alpha^{(0)}$ приводят к системе M алгебраических уравнений для M коэффициентов β_α, которая, вообще говоря, имеет решение для некоторой области свободных параметров, входящих в лагранжиан [1].

Теперь мы перейдём к рассмотрению малых возмущений относительно фонового решения (2.3). Запишем поле π_α в виде $\pi_\alpha = \pi_\alpha^{(0)} + \delta\pi$. Наша следующая цель — определить зависимость от времени (вид степенного поведения) для наименьшего из существующих масштабов сильной связи в пределе $t \to -\infty$. Начнем наше рассмотрение с квадратичного лагранжиана для возмущений $\delta\pi$. Так как мы предполагаем, что третьи и высшие производные от $\delta\pi$ отсутствуют в уравнениях движения, то отсутствуют члены со вторыми и высшими производными и в квадратичном лагранжиане для возмущений. Таким образом, после интегрирования по частям члены с наибольшим количеством производных, входящие в квадратичный лагранжиан, можно схематично представить в следующем виде:

$$(\partial\, \delta\pi)^2.$$

[1] За исключением того случая, когда существует какая-либо симметрия, которая связывает коэффициенты разных мономов (2.2) таким образом, что эта алгебраическая система не имеет действительного решения или является вырожденной.

Моном (2.2) в изначальном лагранжиане после соответствующего разложения по возмущениям поля и интегрирования по частям приводит к члену вида: $\#(\partial\,\delta\pi)^2$ в квадратичном лагранжиане. Коэффициент $\#$ перед этим членом пропорционален $(n+m+l-2)$ фоновым полям $\pi^{(0)}$ с действующими на них $(m+2l-2)$ производными. Иными словами, этот коэффициент пропорционален следующему выражению:

$$[\partial]^{(m+2l-2)}\big([\pi^0]^{n+m+l-2}\big).$$

Следовательно, структура квадратичного лагранжиана имеет вид:

$$\mathcal{L}^{(2)} \supset |t|^{-N+2s+2}(\partial\,\delta\pi)^2\ .$$

Это в свою очередь означает, что канонически нормированные поля ξ_α связаны с $\delta\pi_\alpha$ следующим образом:

$$\xi_\alpha \propto |t|^{-N/2+s+1}\delta\pi_\alpha\ . \tag{2.4}$$

Массовая размерность канонически нормированных полей ξ_α в естественной системе единиц, по определению, равна 1.

Теперь перейдем к рассмотрению старших членов в лагранжиане для возмущений или, иными словами, к членам, описывающим взаимодействие между возмущениями $\delta\pi$. Выражение (2.2) приводит к члену следующей формы:

$$[\pi^{(0)}]^{n-a}\cdot[\partial\pi^{(0)}]^{m-b}\cdot[\partial^2\pi^{(0)}]^{l-c}\times[\delta\,\pi]^a\cdot[\partial\,\delta\,\pi]^b\cdot[\partial^2\,\delta\,\pi]^c,$$

где

$$a+b+c\geq 3. \tag{2.5}$$

Используя формулы (2.3) и (2.4), мы приходим к тому, что в терминах канонически нормированных полей этот член в лагранжиане пропорционален

$$|t|^{\frac{N}{2}(a+b+c-2)+c-a}\times[\xi]^a\cdot[\partial\xi]^b\cdot[\partial^2\xi]^c.$$

Из анализа размерности члена $[\xi]^a\cdot[\partial\xi]^b\cdot[\partial^2\xi]^c$ в лагранжиане (размерность $[\xi]^a\cdot[\partial\xi]^b\cdot[\partial^2\xi]^c$ равна $a+2b+3c$, размерность лагранжиана 4, таким образом, размерность коэффициента перед рассматриваемым членом равна $-(a+2b+3c-4)$) мы получаем, что коэффициент перед ним равен $E_s^{-(a+2b+3c-4)}$, где E_s — масштаб сильной связи (здесь мы рассматриваем случай $a+2b+3c-4>0$, в противном случае аналогичные расссуждения не приводят к каким-либо ограничениям на параметры модели). Таким образом,

$$E_s \propto |t|^{-\frac{\frac{N}{2}(a+b+c-2)+c-a}{a+2b+3c-4}},$$

при условии того, что отсутствуют сокращения между различными членами в лагранжиане для возмущений. Такие сокращения могли были бы приводить к более слабым ограничениям на параметры модели. Эту возможность мы не рассматриваем.

Мы требуем, чтобы при $|t|\to\infty$ мастштаб сильной связи E_s был выше, чем классическая скорость эволюции системы t^{-1}, и получаем:

$$\frac{\frac{N}{2}(a+b+c-2)+c-a}{a+2b+3c-4}<1,$$

или

$$(N-4)(a+b+c-2)<0.$$

Вспоминая соотношение (2.5), мы приходим к условию на параметр масштабного преобразования N :

$$N \leq 4,$$

где мы также включаем случай $N = 4$, в котором как классические, так и квантовые энергетические масштабы ведут себя как $|t|^{-1}$. В этом случае квантовый энергетический масштаб может быть выше из-за определенных соотношений между параметрами в лагранжиане, см., например, [1].

3 Модель векторного поля с устойчивым NEC-нарушающим решением

3.1 Эволюция на ранних временах: в пространстве Минковского.

Теперь перейдём к построению простой модели векторного поля A_μ, которая ковариантна относительно однородных масштабных преобразований вида:

$$A_\mu(x^\nu) \to \lambda^s A_\mu(\lambda x^\nu),$$

а лагранжиан преобразовывается в согласии с (2.1), и, кроме того, $N \leq 4$, чтобы избежать режима сильной связи на больших отрицательных временах. Методом проб и ошибок мы приходим к лагранжиану:

$$\mathscr{L} = q(D^2 A^\rho \Box A_\rho + kB^2 + lC^2 + u(\mathscr{F}_{\mu\nu}\mathscr{F}_\rho{}^{\nu} A^{\mu,\rho} + 2A^{\rho,\mu}A_{\rho,\nu}A_\mu{}^{;\nu}), \tag{3.1}$$

где q, k, l и u — свободные параметры в лагранжиане, и

$$\begin{aligned} \mathscr{F}_{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \ , \\ D &= A_{\mu;\nu} A^\mu A^\nu \ , \\ B &= A_\mu A^\nu A^{\mu;\lambda} A_{\nu;\lambda}, \\ C &= A^{\mu;\tau} A_\tau A^\rho A_{\mu;\rho}. \end{aligned}$$

Специальный вид этого лагранжиана обусловлен несколькими требованиями к его структуре. Во-первых, члены, содержащие вторые произвздные от полей, подобраны таким образом, чтобы уравнения движения как для поля A_μ, так и для динамической метрики в случае минимальной связи с гравитацией оставались уравнениями второго порядка. Иными словами, этот лагранжиан является лагранжианом галилеоноподобного векторного поля, аналогичным лаграгжианам, которые были построены в работе [16]. Во-вторых, квадратичный лагранжиан для полевых возмущений диагонален и невырожден. А в-третьих, полный лагранжиан (3.1) ковариантен относительно масштабных преобразований со следующими параметрами N и s:

$$N = \frac{12}{5}, \quad s = -\frac{1}{5}.$$

Два последних свойства обосновывают законность применения утверждения про отсутствие сильной связи, сформулированного с разделе 2.

В соответствии с разделом 2, существует однородное и изотропное решение уравнений движения, вид которого даётся выражением ниже:

$$A_\mu^{bg} = (\beta|t|^{\frac{1}{5}}, 0, 0, 0), \tag{3.2}$$

где β — это константа, которая зависит от свободных параметров лагранжиана. Классическая эволюция, описываемая уравнением (3.2), происходит в режиме слабой связи на больших и отрицательных временах, $t \to -\infty$.

Теперь мы перейдём к выяснению того, существует ли такой набор параметров q, k, l, u в лагранжиане (3.1), который приводит к стабильности решения (3.2), отсутствию сверхсветового распространения полевых возмущений и нарушению условия NEC. Решая уравнения движения для векторного поля, мы находим, что β связана с параметрами лагранжиана следующим образом:

$$\beta^5 = \frac{20u}{3m-5} ,$$

где

$$m = l + k + u.$$

Для того, чтобы определить область значения параметров лагранжиана, в которой происходит нарушение условия NEC, нам потребуется выражение для тензора энергии-импульса для фонового решения (3.2):

$$T_{\mu\nu} = \frac{2\delta(\sqrt{-g}\mathscr{L})}{\sqrt{-g}\delta g^{\mu\nu}}\Big|_{g_{\rho\sigma}=\eta_{\rho\sigma}}.$$

С этой целью мы рассмотрим минимальную связь с гравитацией, т.е. полагаем: $A_{\mu;\nu} = \nabla_\nu A_\mu$, $\Box A_\rho = \nabla^\mu \nabla_\mu A_\rho$, $D = A_{\mu;\nu} A_\tau A_\lambda g^{\mu\tau} g^{\nu\lambda}$, и т.д. в искривлённом пространстве-времени. Тогда лагранжиан (3.1) можно записать в следующей форме:

$$\mathscr{L} = \frac{1}{2} f(D) \Box F - f(D) A_{\tau;\sigma} A^{\tau;\sigma} + L(A_\mu, A_{\lambda,\nu})$$

где

$$F = A_\mu A^\mu,$$
$$f(D) = qD^2,$$
$$L = q[kB^2 + lC^2 + u(\mathscr{F}_{\mu\nu}\mathscr{F}_\rho{}^{\nu} A^{\mu,\rho} + 2A^{\rho,\mu} A_{\rho,\nu} A_\mu{}^{,\nu})].$$

Используя для упрощения вычислений тот факт, что $\partial_0 \rho = 0$ для однородного решения в плоском пространстве-времени, мы немедленно получаем выражение для тензора энергии-импульса:

$$\begin{aligned} &T_{00} = 0, \\ &T_{ij} = p\delta_{ij}, \qquad i,j = 1,2,3 , \\ &p = \Big(-\frac{1}{2}\partial_\tau f \partial^\tau F + L - f A_{\tau;\sigma} A^{\tau;\sigma} \Big)\Big|_{g_{\mu\nu}=\eta_{\mu\nu};\ A_\mu = A_\mu^{bg}} . \end{aligned} \tag{3.3}$$

Следовательно, давление, соответствующее фоновому решению, равно

$$p = \frac{q u^{\frac{8}{5}} 2^{\frac{11}{5}} 5^{-\frac{12}{5}} (11-m)}{(3m-5)^{\frac{8}{5}}} (-t)^{-\frac{12}{5}}, \quad t < 0. \tag{3.4}$$

Таким образом, условие нарушения NEC фоновым решением классических уравнений движения A_μ^{bg} имеет вид:

$$q(11-m) < 0 . \tag{3.5}$$

Теперь передём к рассмотрению устойчивости фонового решения A_μ^{bg}. Также мы будем требовать, чтобы скорость распространения возмущений над решением A_μ^{bg} была меньше скорости света. Несмотря на то, что наличие сверхсветовых возмущений немедленно не приводит к проблемам в рассматриваемой теории, факт наличия возмущений такого типа сигнализирует о невозможности ультрафиолетового (UV) пополнения [19]. Иными словами, такая теория не может быть низкоэнергетической эффективной теорией поля, возникающей в некоторой лоренц-инвариантной теории, верной при всех масштабах энергии (однако это вывод оспаривается в некоторых работах, см., например, работу [20]). Поэтому при построении нашей модели для векторных галилеонных полей мы будем запрещать возможность наличия сверхсветовых возмущений.

Условия стабильности и условия отсутствия сверхсветовых возмущений над однородным и изотропным фоновым решением для векторых галилеонных моделей были получены в работе [16]. Используя результаты работы [16], легко найти, что существует два диапазона параметров такие, что все эти условия вместе с (3.5) выполняются при $t < 0$:

$$
\begin{aligned}
(I)\ & q > 0,\\
& u \neq 0,\\
& \frac{25}{2} < k \leqslant \frac{39}{2},\\
& 11 - k < l < -\frac{k+1}{9},
\end{aligned}
$$

и

$$
\begin{aligned}
(II)\ & q > 0,\\
& u \neq 0,\\
& k > \frac{39}{2},\\
& \frac{9-7k}{15} < l < -\frac{k+1}{9},
\end{aligned}
$$

Таким образом, наш пример показывает, что существуют устойчивые, однородные решения для векторных галилеонных теорий, которые нарушают NEC и избегают режима сильной связи на ранних временах.

3.2 Включение динамической гравитации.

В этом разделе мы построим начальную стадию космологического генезиса, аналогичную той, которая была предложена в работе [1]. Для этого мы включаем динамическую гравитацию и предполагаем, что она описывается обычной общей теорией относительности, в то время как векторное поле минимально связано с метрикой, как было описано выше. Важно отметить то, что такое векторное поле не изменяет скорости распространения гравитационных волн, а также что все уравнения движения как для векторного поля, так и для метрики остаются уравнениями второго порядка по производным [16] аналогично тому, как это происходит в теориях Хорндески.

В асимптотическом прошлом пространство-время предполагается плоским, и в соответствии с (3.3), (3.4) тензор энергии-импульса обращается в нуль при $t \to -\infty$. При больших, но конечных $|t|$ воздействие гравитационного поля на эволюцию векторного поля незначительно, и поэтому в лидирующем порядке по массе Планка M_{Pl}^{-1} плотность энергии и давление равны своим значениям в плоском пространстве-времени (3.3), (3.4). Тогда, используя одно из уравнений Фридмана,

$$\dot{H} = -4\pi G(\rho + p),$$

мы находим, что значение параметра Хаббла даётся следующем выражением:

$$H = \frac{40\pi G q u^{\frac{8}{5}} 2^{\frac{6}{5}} 5^{-\frac{12}{5}} (m-11)}{7(3m-5)^{\frac{8}{5}}} \big(-t\big)^{-\frac{7}{5}}, \quad t \to -\infty.$$

Масштабный фактор a имеет следующее асимптотическое поведение:

$$a = 1 + \mathrm{const} \cdot (-t)^{-2/5}\ , \quad t \to -\infty.$$

При этом масштабный фактор стремится к 1 на бесконечных отрицательных временах,

$$\lim_{t\to-\infty} a = 1.$$

Таким образом, Вселенная начинает свою эволюцию с асимптотики плоского пространства-времени, а в дальнейшем претерпевает ускоренное расширение, характерное для ранней эпохи генезиса. На этом этапе возмущения векторного поля над степенным фоновым решением стабильны, и скорость распространения этих возмущений не превышает скорости света.

4 Результаты и заключение

В данной работе были расмотрены лагранжианы для M бозонных полей, которые в отсутствие гравитации ковариантны относительно однородных масштабных преобразований. Было доказано, что для моделей такого типа может существовать однородное и изотропное классическое решение полевых уравнений движения. Далее были изучены малые полевые возмущения над классическим фоновым решением. После этого был получен общий вид квадратичного и старшего лагранжианов для скалярных полевых возмущений. Было показано, что члены взаимодействия, входящие в старшие лагранжианы для возмущений, приводят к возникновению масштаба сильной связи Λ в данной теории и что этот масштаб имеет степенной закон поведения (см. раздел 2):

$$\Lambda \propto |t|^{-\sigma}.$$

Наш дальнейший анализ режима сильной связи или, иными словами, возможности применения классического решения уравнений движения для описания эволюции системы основан на сравнении характерных масштабов энергии. Для того чтобы выяснить, является ли классический подход к описанию модели законным, небходимо найденный масштаб сильной связи сравнить с обратным характерным временем эволюции решения. Таким образом, для того чтобы классическое описания системы оставалось законным, мы требуем, чтобы масштаб сильной связи был много больше характерной скорости эволюции классического решения. После наложения такого требования мы приходим к следующему условию на параметры масштабного преобразования (см. раздел 2):

$$N \leq 4.$$

Если квадратичный лагранжиан для возмущений имеет невырожденный и диагональный вид, то утверждение про отсутсвие сильной связи в модели применимо также и в том случае, когда присутствуют векторные поля в теории. В этом случае часть индексов, нумерующих поля, выступают в качестве лоренцевых индексов и нумеруют компоненты векторного поля.

В разделе 3 был построен пример векторного галилеонного лагранжиана, который ковариантен относительно масштабных преобразований с $N = \frac{12}{5}$ и имеет диагональный и невырожденный квадратичный лагранжиан для полевых возмущений над однородным и изотропным фоновым решением. Также в этом разделе даётся явный вид искомого фонового решения. Таким образом, в данной работе был построен пример лагранжиана для векторных галилеонных полей, имеющий фоновое решение, которое применимо для классического описания системы в том случае, когда мы пренебрегаем влиянием динамической гравитации. Важно отметить, что, вообще говоря, наличие динамической гравитации может существенно изменить оценку на масштаб сильной связи, так как члены с даламбертианом от векторного поля и с ковариантными производными от поля приводят к нетривиальному вкладу в уравнения Эйнштейна после варьирования по метрике. Поэтому вопрос влияния возмущений метрики как на масштаб сильной связи, так и на устойчивость фонового решения требует дополнительного исследования. Здесь интересно отметить, что эти нетривиальные вклады в уравнения Эйнштейна тем не менее не приводят к изменению скорости распространения гравитационных волн [16].

Затем был найден тензор энергии-импульса для фонового решения. Также было получено условие нарушения NEC этим фоновым решением. Затем в плоском пространстве для однородного и изотропного фонового решения были получены условия устойчивости и условия отсутствия сверхсветовых возмущений над этим решением. Также была показана возможность существования области значений свободных параметров, приводящих к устойчивости решения, отсутствию сверхсветовых возмущений над решением и к нарушению условия NEC. Эта область значений параметров лагранжиана была найдена явно и приводится в конце раздела 3.1. Таким образом, построенный лагранжиан, аналогично теориям со скалярными галилеонами, может быть одним из кандидатов на роль эффективной полевой теории, пригодной для построения различных нестандартных космологических сценариев, например, сценария генезиса.

В данной работе на основе векторного галилеонного поля была построена модель начальной стадии космологического генезиса. Было показано, что на этом этапе полевые возмущения устойчивы, а ускоренное расширение Вселенной достигается за счёт наличия векторного поля, нарушающего изотропное условие энергодоминантности. Также было найдено асимптотическое поведение параметра Хаббла и масштабного фактора на больших и отрицательных временах, причём масштабный фактор стремится к единице при стремлении времени к минус бесконечности, что находится в согласии со сценарием космологического генезиса. Тем не менее остаются открытыми несколько вопросов. Во-первых, уже упомянутый вопрос про влияние возмущений метрики на масштаб сильной связи и устойчивость решения. Во-вторых, вопрос о том, каким будет дальнейшее поведение решения на более поздних временах. В этом случае влияние гравитационного поля уже не является малой поправкой, подавленной массой Планка. Корректный ответ на этот вопрос требует численного решения системы, состоящей из уравнений Эйнштейна и уравнений движения поля. В-третьих, требуется выяснить, каким образом будет происходить дальнейшая эволюция Вселенной, которая в рамках нашей теории стартует с генезиса. Иными словами, имеется вопрос о сшивке нашего асимптотического решения с последующий инфляцией, стадией разогрева и т.д. Все эти вопросы, безусловно, требуют детального рассмотрения и могут послужить темой будущих работ.

Список литературы

[1] P. Creminelli, A. Nicolis and E. Trincherini, JCAP **1011**, 021 (2010) [arXiv:1007.0027 [hep-th]].

[2] V. A. Rubakov, Phys. Usp. **57**, 128 (2014) [Usp. Fiz. Nauk **184**, no. 2, 137 (2014)] [arXiv:1401.4024 [hep-th]].

[3] A. Nicolis, R. Rattazzi and E. Trincherini, JHEP **1005**, 095 (2010) Erratum: [JHEP **1111**, 128 (2011)] [arXiv:0912.4258 [hep-th]].

[4] A. Nicolis, R. Rattazzi and E. Trincherini, Phys. Rev. D 79, 064036 (2009) [arXiv:0811.2197 [hep-th]].

[5] Y. Wang and R. Brandenberger, JCAP **10**, 021 (2012) [arXiv:1206.4309 [hep-th]];

[6] K. Hinterbichler, A. Joyce, J. Khoury and G. E. J. Miller, JCAP **1212**, 030 (2012) [arXiv:1209.5742 [hep-th]];

[7] P. Creminelli, K. Hinterbichler, J. Khoury, A. Nicolis and E. Trincherini, JHEP **1302**, 006 (2013) [arXiv:1209.3768 [hep-th]];

[8] K. Hinterbichler, A. Joyce, J. Khoury and G. E. J. Miller, Phys. Rev. Lett. **110**, no. 24, 241303 (2013) [arXiv:1212.3607 [hep-th]];

[9] S. Nishi, T. Kobayashi, N. Tanahashi and M. Yamaguchi, JCAP **1403**, 008 (2014) [arXiv:1401.1045 [hep-th]];

[10] Z. Liu, H. Li and Y. Piao, Phys. Rev. D **90**, no.8, 083521 (2014) [arXiv:1405.1188 [astro-ph.CO]];

[11] S. Nishi and T. Kobayashi, JCAP **03**, 057 (2015) [arXiv:1501.02553 [hep-th]];

[12] S. Nishi and T. Kobayashi, Phys. Rev. D **95**, no. 6, 064001 (2017) [arXiv:1611.01906 [hep-th]];

[13] R. Kolevatov, S. Mironov, N. Sukhov and V. Volkova, JCAP **08**, 038 (2017) [arXiv:1705.06626 [hep-th]];

[14] S. Mironov, V. Rubakov and V. Volkova, Phys. Rev. D **100**, no.8, 083521 (2019) [arXiv:1905.06249 [hep-th]].

[15] S. Mironov, V. Rubakov and V. Volkova, J. Exp. Theor. Phys. **129**, no.4, 553-565 (2019) [arXiv:1906.12139 [hep-th]].

[16] P. Petrov, Phys. Rev. D **100**, no. 2, 025006 (2019) [arXiv:1812.11134 [hep-th]].

[17] Y. Ageeva, O. Evseev, O. Melichev and V. Rubakov, arXiv:2003.01202 [hep-th].

[18] D. B. Fairlie, J. Govaerts and A. Morozov, Nucl. Phys. B 373 (1992) 214 [hepth/9110022];
D. B. Fairlie and J. Govaerts, Phys. Lett. B 281 (1992) 49 [hep-th/9202056];
D. B. Fairlie and J. Govaerts, J. Math. Phys. 33 (1992) 3543 [hep-th/9204074];
A. Nicolis and R. Rattazzi, JHEP 0406, 059 (2004) [hep-th/0404159];
C. Deffayet, X. Gao, D. A. Steer and G. Zahariade, Phys. Rev. D **84**, 064039 (2011) [arXiv:1103.3260 [hep-th]].

[19] A. Adams, N. Arkani-Hamed, S. Dubovsky, A. Nicolis and R. Rattazzi, JHEP **0610**, 014 (2006) [hep-th/0602178].

[20] C. de Rham, M. Fasiello and A. J. Tolley, Phys. Lett. B **733** (2014) 46 [arXiv:1308.2702 [hep-th]].