КОСМОЛОГИЧЕСКИЙ ГЕНЕЗИС В ТЕОРИЯХ С ВЕКТОРНЫМИ ГАЛИЛЕОННЫМИ ПОЛЯМИ.

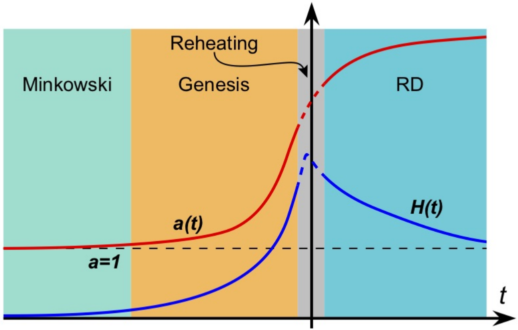
Петров Павел Константинович

Выполнил студент группы 234м: Петров Павел
Научный руководитель: доктор ф.м.н., академик РАН, профессор Рубаков Валерий Анатольевич
Защита магистерской диссертации

МГУ им. М.В.Ломоносова, 1 июня 2020 г.

Эпоха Генезиса.

- Генезис (P. Creminelli, A. Nicolis, E. Trincherini'2010) - это космологический сценарий без начальной сингулярности. В этом сценарии Вселенная начинает своё расширение с плоского пространства-времени и нулевой плотности энергии.



Изотропное условие энергодоминантности

- Если для описания системы используется общая теория относительности, то важной характеристикой является изотропное условие энергодоминантности для ТЭИ $T_{\mu\nu}$: $T_{\mu\nu}k^{\mu}k^{\nu} \geq 0$ для любого светоподобного вектора k^{μ}. Тогда из уравнений Эйнштейна (метрика ФЛРУ) следует, что $\dot{H} \leq 0$, где H - параметр Хаббла.
- Это означает, что в прошлом расширяющейся Вселенной существует сингулярность. Таким образом, необходимо либо модифицировать гравитацию, либо нарушать NEC для построения несингулярной космологии.
- Нарушение NEC без патологий возможно в теориях со скалярными Галилеонами (P. Creminelli, A. Nicolis, E. Trincherini'2009), а также в теориях с векторными полями.

- Простой способ построить модель Генезиса на ранних временах - это рассмотреть Лагранжиан, который трансформируется однородно при отсутствии гравитации под действием масштабных преобразований: $\mathscr{L} \Rightarrow \lambda^N \mathscr{L}$, $\pi_\alpha(x^\nu) \Rightarrow \lambda^s \pi_\alpha(\lambda x^\nu)$, $x^\mu \Rightarrow \lambda x^\mu$.
- Такая модель имеет однородное степенное решение $\pi_\alpha^{(0)} = \beta_\alpha |t|^{-s}$ для некоторой области свободных параметров, входящих в Лагранжиан.

Сильная связь.

- Однако в моделях такого типа коэффициенты в квадратичном лагранжиане для возмущений $\delta\pi_\alpha$ над классическим решением $\pi_\alpha^{(0)} = \beta_\alpha |t|^{-s}$ обычно стремятся к нулю, при $t \to -\infty$, что означает стремление к нулю масштаба сильной связи.
- В такой ситуации классическое описание модели может стать неприменимым.

- Для того чтобы выяснить законность классического описания, необходимо изучить квадратичный Лагранжиан для скалярных возмущений и старшие члены в разложении по возмущениям.
- Чтобы выяснить границы применимости классического описания системы, необходимо для каждого члена в разложении сравнить масштаб сильной связи E_s с классическим масштабом энергии $E_{cl} \propto \frac{\dot{\pi_\alpha}}{\pi_\alpha} \propto |t|^{-1}$.
- Условие законности классического описания имеет вид: $E_{cl} \ll E_s$.

- Рассмотрим Лагранжиан для M бозонных полей π_α, ковариантный относительно масштабных преобразований $\mathscr{L} \Rightarrow \lambda^N \mathscr{L}$, $\pi_\alpha(x^\nu) \Rightarrow \lambda^s \pi_\alpha(\lambda x^\nu)$.
- Требуя $E_{class} \ll E^{(i)}_{strong}$, получаем условие $N \leq 4$.
- В случае $N = 4$ и классический, и квантовый энергетический масштаб ведут себя как $|t|^{-1}$, однако квантовый масштаб может быть выше из-за специальных соотношений между параметрами в Лагранжиане.

Векторные поля. Модель.

- Построим простую модель для векторного поля для того, чтобы избежать сильной связи, потребуем ковариантности относительно однородных масштабных преобразований с $N < 4$. Мы приходим к Лагранжиану вида с $N = \frac{12}{5}$ и $s = -\frac{1}{5}$:

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

где q, k, l и u - свободные параметры и

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

Однородное решение.

- Для такой модели уравнения движения для векторного поля и метрики остаются уравнениями второго порядка (P. Petrov'2019).
- В пространстве Минковского существует однородное степенное решение уравнений движения для векторного поля: $A_{\mu}^{bg} = (\beta|t|^{\frac{1}{5}}, 0, 0, 0), \quad m = l + k + u.$
- Классическая эволюция, описываемая решением A_{μ}^{bg}, происходит в режиме слабой связи, при $t \to -\infty$.

Нарушение NEC.

- Будем рассматривать минимальную связь с гравитацией $A_{\mu;\nu} = \nabla_\nu A_\mu$, $\Box A_\rho = \nabla^\mu \nabla_\mu A_\rho$, $D = A_{\mu;\nu} A_\tau A_\lambda g^{\mu\tau} g^{\nu\lambda}$ и т.д. в искривлённом пространстве-времени.
- Тогда $\rho = 0, \;\; p = \frac{q u^{\frac{8}{5}} 2^{\frac{11}{5}} 5^{-\frac{12}{5}} (11-m)}{(3m-5)^{\frac{8}{5}}} (-t)^{-\frac{12}{5}}, \quad t < 0$, в пространстве Минковского.
- А условие нарушения NEC имеет вид: $q(11-m) < 0$.

Устойчивость.

- Условия устойчивости, отсутствия сверхсветового распространения возмущений и нарушения NEC при $t \to -\infty$ имеют вид:

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

$$(2)\ q > 0, \quad u \neq 0, \quad k > \frac{39}{2},$$
$$\frac{9-7k}{15} < l < -\frac{k+1}{9}.$$

Включение гравитации.

- Основываясь на нашей модели, опишем начальную стадию космологического Генезиса. Будем предполагать, что в прошлом пространство-время асимптотически плоское.
- Параметр Хаббла
$$H = \frac{40\pi G q u^{\frac{8}{5}} 2^{\frac{6}{5}} 5^{-\frac{12}{5}} (m-11)}{7(3m-5)^{\frac{8}{5}}} (-t)^{-\frac{7}{5}}, \quad t \to -\infty.$$
- Таким образом, Вселенная ускоренно расширяется, стартуя с асимптотически плоского пространства, что соответствует ранней эпохе Генезиса. На этой стадии возмущения над фоновом решением устойчивы, и их скорость не превышает скорости света.

Спасибо за внимание!