

Неоднородный космологический отскок в теории Хорндески

Бахлова М.К. Волкова В.Е.

7 августа 2026 г.

МГУ им. М.В. Ломоносова. Физический факультет. Кафедра физики частиц и космологии

$$L = \frac{1}{2}R + F(\psi, X) - K(\psi, X)\square\psi ,$$

здесь R — скаляр Риччи, ψ — скалярное поле, $X = -\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\psi_{,\mu}\psi_{,\nu}$, $\square\psi = \nabla_\mu\nabla^\mu\psi$,
а F и K — произвольные функции Лагранжиана.

Существует ограничение на построение полностью стабильных космологических решений, вызванное существованием **no-go теоремы**. Оказывается, в теории Хорндески невозможно построить решение, свободное на всем временном интервале от духов, градиентных неустойчивостей и других нестабильностей.

Предлагались различные варианты обхода no-go теоремы, например, построение обобщений теории Хорндески.

Авторы статьи¹ используют другой подход — квадратичное действие их теории сингулярно в унитарной калибровке, в которой была сформулирована no-go теорема.

Рассматривается FLRW фон $ds^2 = dt^2 - a^2(t) (dx^2 + dy^2 + dz^2)$.

Оказывается, в случае, когда унитарная калибровка сингулярна, скалярная мода возмущений не обладает динамикой.

¹S. Mironov and A. Shtennikova, “Stable cosmological solutions in Horndeski theory,” JCAP 06 (2023), 037

Полученное решение:

$$a(t) = (\tau^2 + t^2)^{1/6}, \quad H(t) = \frac{t}{3(\tau^2 + t^2)};$$

$$F(t, X) = f_0(t) + f_1(t) \left(\frac{1}{2} + X \right), \quad K(t, X) = k_1(t) \left(\frac{1}{2} + X \right),$$

$$f_0(t) = \frac{t^2 - \tau^2}{3(t^2 + \tau^2)^2}, \quad f_1(t) = \frac{-t^2}{3(t^2 + \tau^2)^2}, \quad k_1(t) = H(t).$$

$$ds^2 = -A(t, r) dt^2 + \frac{dr^2}{B(t, r)} + J^2(t, r) \gamma_{ab} dx^a dx^b,$$

где $\gamma_{ab} = \text{diag}(1, \sin^2 \theta)$ и $a, b = \theta, \varphi$;

$\psi = \psi(t, r)$ также является функцией двух переменных.

X в терминах метрических функций:

$$X = \frac{1}{2A} (\partial_t \psi)^2 - \frac{B}{2} (\partial_r \psi)^2$$

Будем рассматривать малые неоднородности $\alpha(t, r), \beta(t, r), \gamma(t, r)$ метрики:

$$A(t, r) = 1 + \alpha(t, r),$$

$$B(t, r) = \frac{1}{a^2(t)} + \beta(t, r),$$

$$J(t, r) = a(t) \cdot r + \gamma(t, r),$$

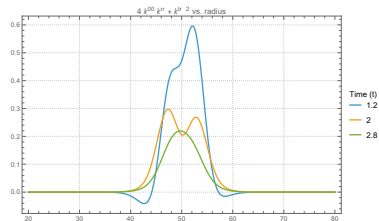
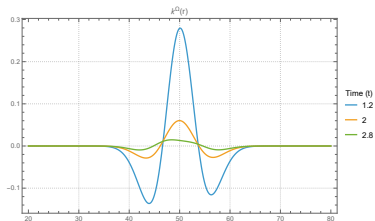
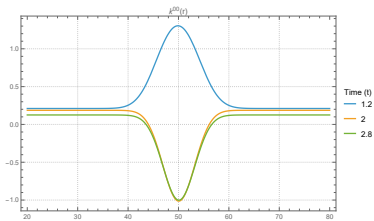
и малую неоднородность $\chi(t, r)$ поля:

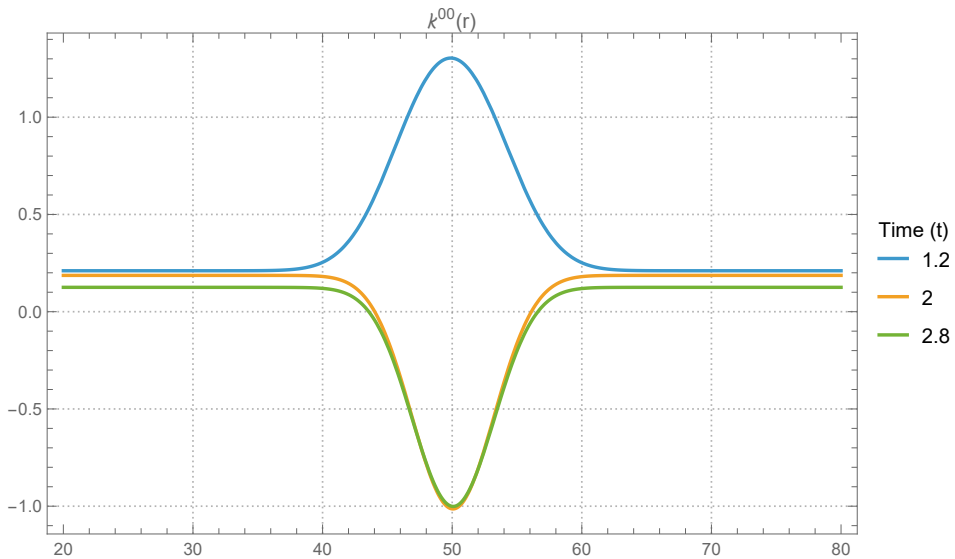
$$\psi(t, r) = t + \chi(t, r).$$

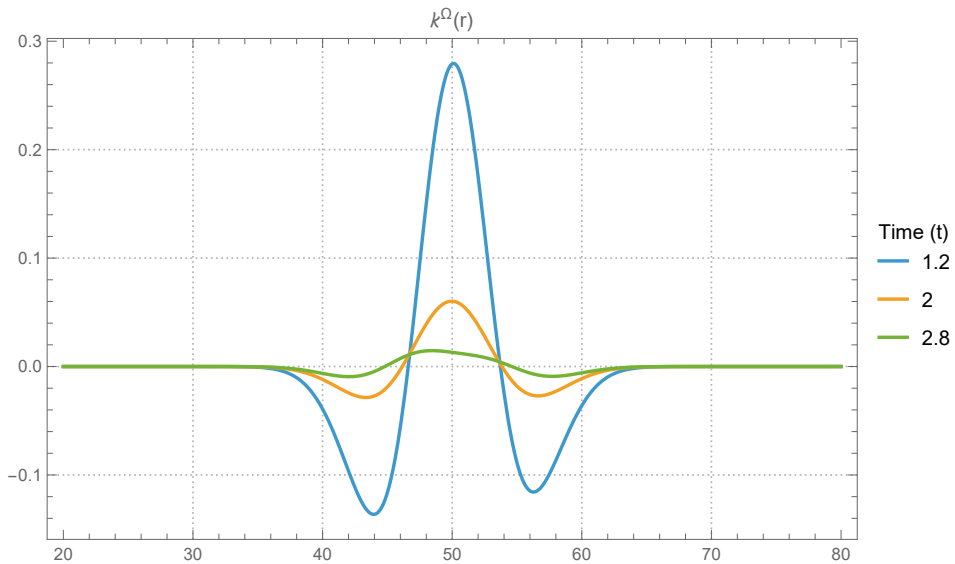
Формулируется для $L = \frac{1}{2}R + F(\psi, X) - K(\psi, X)\square\psi$.

Условия устойчивости:

$$\mathcal{K}^{00} > 0, \quad \mathcal{K}^{\Omega} \geq 0, \quad \mathcal{K}^{rr} \geq -\frac{(\mathcal{K}^{tr})^2}{4\mathcal{K}^{00}}.$$







$4 k^{00} k^{rr} + k^{tr}{}^2$ vs. radius

