

Каскадная релаксация гравитационного вакуума Вселенной

В. Н. Лукаш

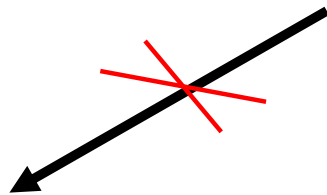
АКЦ ФИАН

КРВ создает всю наблюдательную космологию

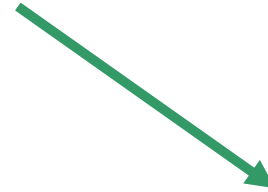
- модель Фридмана с квантовыми флуктуациями
- одно или двухстепенной спектр возмущений
- малый фон гравитационных волн и черных дыр
- темную энергию, массивные частицы материи, ...

Космологическая постоянная Λ CDM

$$E + P \ll E$$



классический
 Λ -член



концепция многих полей
материи, ответственных за
потенциал скорости

Данные наблюдений позволяют построить наблюдательную модель релаксации вакуума (НМРВ) и сравнить ее с теорией (ГА) \rightarrow КРВ

$$TS + \mu N + V \rightarrow V \gg E + P$$

$$S[\varphi^{(1)}, \varphi^{(2)}, \dots, g^{\mu\nu}] = \int \left(L - \frac{R}{16\pi G} \right) \sqrt{-g} \, d^4x$$

Дальнейшее разложение L с выделением отдельных членов различных степеней свободы идет эволюционно с уменьшением энергии

$$L = L(w^{(1)}, w^{(2)}, \dots, \varphi^{(1)}, \varphi^{(2)}, \dots) \rightarrow L(w, \varphi, \dots) \rightarrow \frac{w^2}{2} - V + \dots$$

$w^2 = \varphi_{,\mu} \varphi^{,\mu}$ - кинетический член поля $\varphi = \varphi^{(1)}$

$V = V(\varphi, \varphi^{(2)}, \dots)$ - потенциал всех полей

Все поля изначально находились в нулевых состояниях

$$V_0 = V(0,0,\dots) \xrightarrow{\varphi} V_1(\varphi_1,0,\dots) \xrightarrow{\varphi^{(2)}} V_2(\varphi_1,\varphi_2,0,\dots) \rightarrow \dots$$

$$V_0 > V_1 > V_2 > \dots > 0$$

КРВ от доминирующего скалярного поля в ранней Вселенной к другим, включая современную эпоху

На первом этапе КРВ (выход из V_0) поле $\varphi = \varphi(x^\mu)$ выходило из начального состояния ($|\varphi| < \varphi_1$), оно является источником модели Фридмана с линейными флуктуациями метрики, q и \tilde{q}_{ij} всех координат x^μ

$$\varphi = \varphi(N) + \alpha \Delta + O(\Delta^2), \quad \Delta \equiv q - \Phi,$$

$$ds^2 = (1 + 2\Phi) dt^2 - a^2 (1 - 2\Phi) (\delta_{ij} + 2\tilde{q}_{ij}) dx^i dx^j$$

где $N \equiv \ln a$, $\alpha \equiv \varphi_{,N}$ - функции времени,
 $\Phi = \frac{H}{a} \int \gamma a q dt$ - гравитационный потенциал,

$$H = \dot{N}, \quad \gamma = -\frac{\dot{H}}{H^2} = \beta^2, \quad \beta = -\frac{H_{,\phi}}{H}, \quad \varepsilon = \beta_{,\phi},$$

$$\phi = \frac{\varphi}{m_P}, \quad m_P = \frac{M_P}{2\sqrt{\pi}}, \quad M_P = \frac{1}{\sqrt{G}}$$

Решение возникает в ходе гравитационного расширения области пространства-времени от начального масштаба однородности $\sim 1/H_i$ с последующим ускорением границ $\sim a/(a_i H_i)$, что ограничивает функцию $\gamma : \ddot{a} > 0, \quad \gamma < 1$

$$S[q, \tilde{q}_{ij}] = \int (L + \tilde{L}) \sqrt{-g} d^4 x$$

$$L = \frac{\alpha^2 q_{,\mu} q^{,\mu}}{2}, \quad \tilde{L} = \frac{m_P^2 \tilde{q}_{ij,\mu} \tilde{q}^{ij,\mu}}{4}$$

$$\langle q^2 \rangle = \int q_k^2 \frac{dk}{k}, \quad \langle \tilde{q}_{ij} \tilde{q}^{ij} \rangle = \int \tilde{q}_k^2 \frac{dk}{k}$$

q_k, \tilde{q}_k - спектры космологических возмущений

$$n_k = \frac{d \ln q_k}{d \ln k}, \quad \tilde{n}_k = \frac{d \ln \tilde{q}_k}{d \ln k}, \quad r_k = \frac{\tilde{q}_k^2}{q_k^2}, \quad A_k = \frac{d \ln |n_k|}{d \ln k}$$

Данные наблюдений в интервале $k \in (2 \cdot 10^{-4}, 10) \text{ Мпк}^{-1}$

$$q_k \cong 10^{-5} \left(\frac{k_c}{k} \right)^{n_c}, \quad \tilde{q}_k < 10^{-6}, \quad n_c = 0.0175 \pm 0.0025, \quad r_c < 10^{-2}$$

индекс «с» относится к центральной частоте $k_c = 0.05 \text{ Мпк}^{-1}$

Спектры доминирующего поля с $H=H(\phi)$
и малыми производными β , ε и ε_N

$$q_k = \frac{H}{2\pi m_p \beta}, \quad \tilde{q}_k = \frac{H}{\pi m_p}, \quad n_k = -\varepsilon - \gamma, \quad \tilde{n}_k = -\gamma = -\frac{r_k}{4}$$

Тогда ($k=aH$) поле ϕ находилось вблизи нуля и двигалось в сторону больших значений

$$H \cong H_0 \left(1 - \frac{\xi}{2} + O(\xi^2) \right), \quad \beta \cong n_0 \phi, \quad \varepsilon \cong n_0$$

$$\phi \cong \phi_c e^{n_0(N-N_c)}, \quad N \cong N_c + \ln \frac{k}{k_c}, \quad \xi \equiv n_0 \phi^2 \ll 1$$

$$H_0 \cong 10^{-6} \varphi_c, \quad n_0 \cong -0.017, \quad \phi_c < 3, \quad \beta_c < 0.05, \quad N_c \cong -120$$

Гравитационно-параметрическое рождение S и T мод возмущений метрики

$$q = \int q_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^{3/2}}, \quad q_{\mathbf{k}} = v_k a_{\mathbf{k}} + v_k^* a_{-\mathbf{k}}^+$$

$$p = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \alpha^2 \dot{q}, \quad [q(t, \mathbf{x}) p(t, \mathbf{x}')] = i \frac{\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{a^3}, \quad [a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'}^+] = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}')$$

$$q_k = \frac{k^{3/2} |v_k|}{\sqrt{2\pi}}, \quad \tilde{q}_k = \frac{k^{3/2} |\tilde{v}_k|}{\pi}, \quad \bar{v}_k'' + (k^2 - U) \bar{v}_k = 0, \quad \bar{v}_k \bar{v}_k'^* - \bar{v}_k^* \bar{v}_k' = i$$

$$U = \frac{(\alpha a)''}{\alpha a} = a^2 H^2 ((2 - \gamma + \varepsilon)(1 + \varepsilon) + \varepsilon_{,N}), \quad \tilde{U} = a^2 H^2 (2 - \gamma)$$

$$\gamma \ll 1, \quad |\varepsilon| \ll 1, \quad |\varepsilon_{,N}| \ll 1 \quad \left(U \cong \tilde{U} \cong \frac{2}{\eta^2}, \quad \eta \cong -\frac{1}{aH} \right):$$

$$\bar{v}_k = \frac{e^{-ik\eta}}{\sqrt{2k}} \left(1 + \frac{1}{ik\eta} \right), \quad q_k = \frac{H}{2\pi\alpha}, \quad \tilde{q}_k = \frac{H}{\pi m_p}, \quad r_k = 4\gamma$$

- полностью решает проблему космологических возмущений

- HMFB – построена на текущих данных,
- обеспечивает степенной красный спектр,
 - не требует информации о потенциале,
 - содержит две константы, напоминает НА,
 - для продолжения НА в $k > 10$ нужен потенциал (дополнительные члены по третьей константе лежат в ошибках наблюдений)

В ту эпоху ϕ нарастало из нуля с малым отношением спектров мощности $r_k < 0.01$ и постоянным индексом спектра первичных возмущений плотности $n_k \cong -0.02$

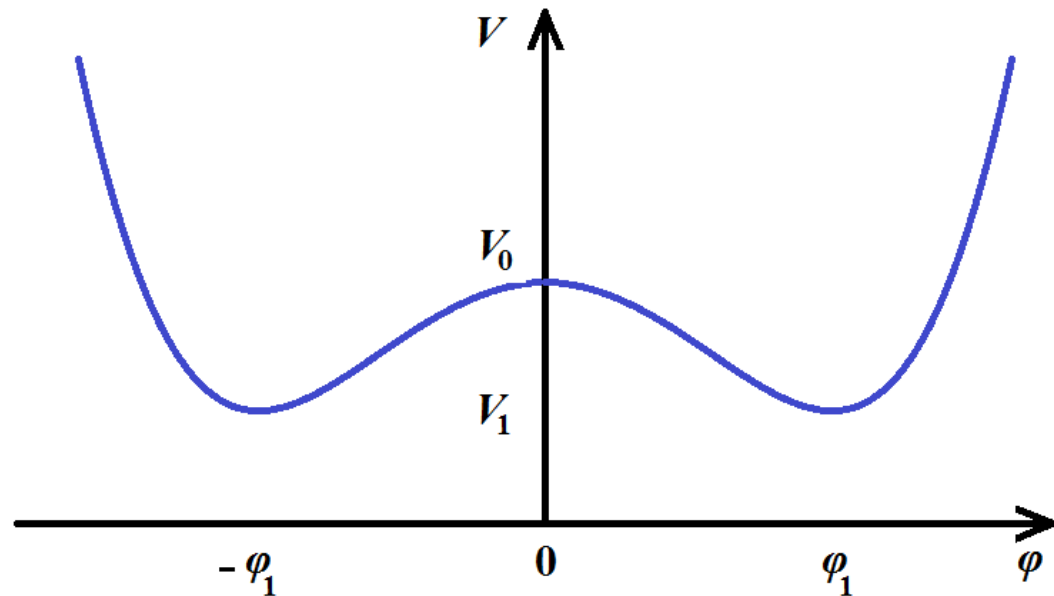
Решение гравитационного аттрактора

$$V = V_0 - \frac{m^2 \varphi^2}{2} + \frac{\lambda \varphi^4}{4} + \dots \rightarrow V_1 + m^2 \left(\frac{\varphi^2 - \varphi_1^2}{2\varphi_1} \right)^2,$$

где $V_0 - V_1 = \frac{m^4}{4\lambda}$, $\varphi_1 = \frac{m}{\sqrt{\lambda}}$

$$v_1 = \frac{V_1}{V_0 - V_1} \in (0, \infty)$$

$$\mathbf{v}_1 = \frac{v_1}{1 + v_1} \in (0, 1)$$

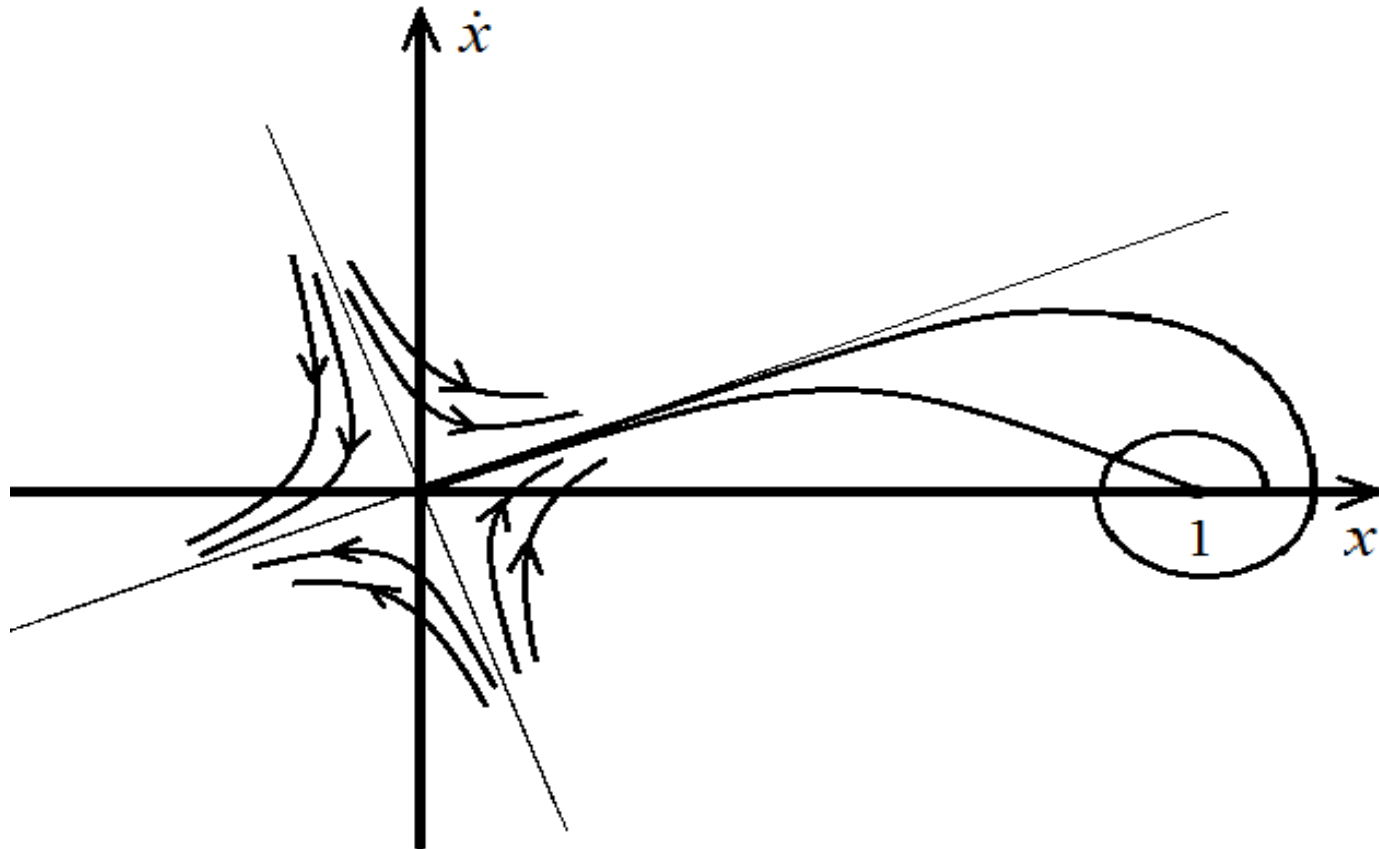


Уравнения Фридмана:

$$H^2 = \frac{2V}{3 - \gamma}, \quad \dot{H} = -\dot{\phi} \quad \rightarrow \quad \ddot{x} + 3H\dot{x} + m^2 x(x^2 - 1) = 0,$$

где $x = \frac{\varphi}{\varphi_1}$, $V = \frac{m^4 v}{4\lambda}$, $\gamma = \beta^2 = \frac{6\dot{x}^2}{2\dot{x}^2 + m^2 v}$, $v = v_1 + (x^2 - 1)^2$

- ГА - частное решение уравнения поля φ ,
- начинается из центрального полюса $(0,0)$ фазовой плоскости (x, \dot{x}) с $H = H_0$, $n = \varepsilon = n_0$
 - соответствует НА с отождествлением H_0 и n_0 ,
 - продолжение ГА к полюсу $(1,0)$ зависит от третьей константы \mathbf{v}_1

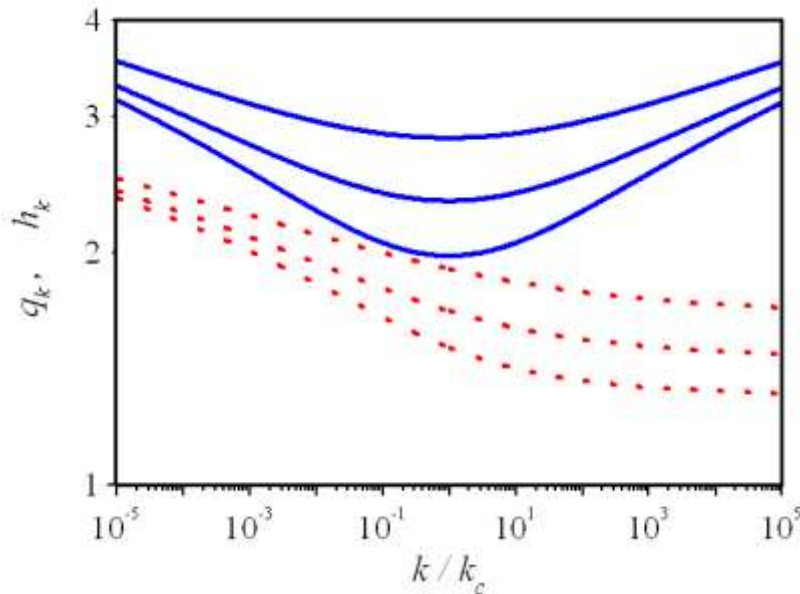


$v_1 < 0.05$ - красный спектр возмущений плотности

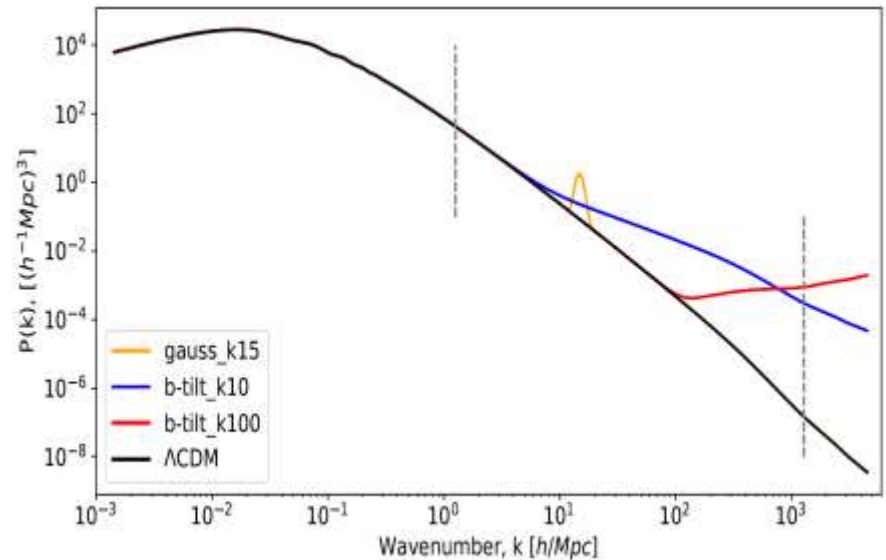
Функция γ монотонно нарастает со временем и подходит к $\gamma \approx 1$ при $t = 1/m$, где ГА заканчивается. Далее, при $t > 1/m$, поле \mathbf{x} осциллирует вокруг точки $(1,0)$, приближаясь к ней. На этом заканчивается первый этап каскада и задача сводится к предыдущий – начинается следующий этап с новым вакуумом $V=V_1$ и новым доминирующим полем. При $v_1 \ll 0.05$ осцилляции ведут к неустойчивости, рождению частиц с массой $m = \sqrt{2}m$ и их дальнейшему распаду с переходом к гидродинамике радиационно-доминированной плазмы. Это относится только к распаду осцилляционной части φ (все поля стабильны).

$v_1 > 0.05$ - двухстепенные спектры (красно-голубые)

Функция γ растёт из нуля со временем, достигает максимума и возвращается обратно к нулю, оставаясь всегда малой на участке $0 < x < 1$



VNL, E.V. Mikheeva (2000)



M.V. Tkachev, S.V. Pilipenko,
E.V. Mikheeva, VNL (2024)

Выводы

- НМРВ** – построена на текущих данных,
- обеспечивает степенной красный спектр,
 - не требует информации о потенциале,
 - содержит две константы (НА),
 - для продолжения НА в $k > 10$ нужен потенциал (дополнительные члены по третьей константе лежат в ошибках наблюдений)

- ГА** - частное решение уравнений ОТО,
- начинается из центрального полюса $(0,0)$ фазовой плоскости (x, \dot{x}) с $H = H_0$, $n = \varepsilon = n_0$,
 - соответствует НА с отождествлением H_0 и n_0 ,
 - содержит три константы,
 - продолжение ГА к полюсу $(1,0)$ зависит от величины третьей константы V_1

Сравнение НА \leftrightarrow ГА приводит к КРВ, создавшей космологическую модель

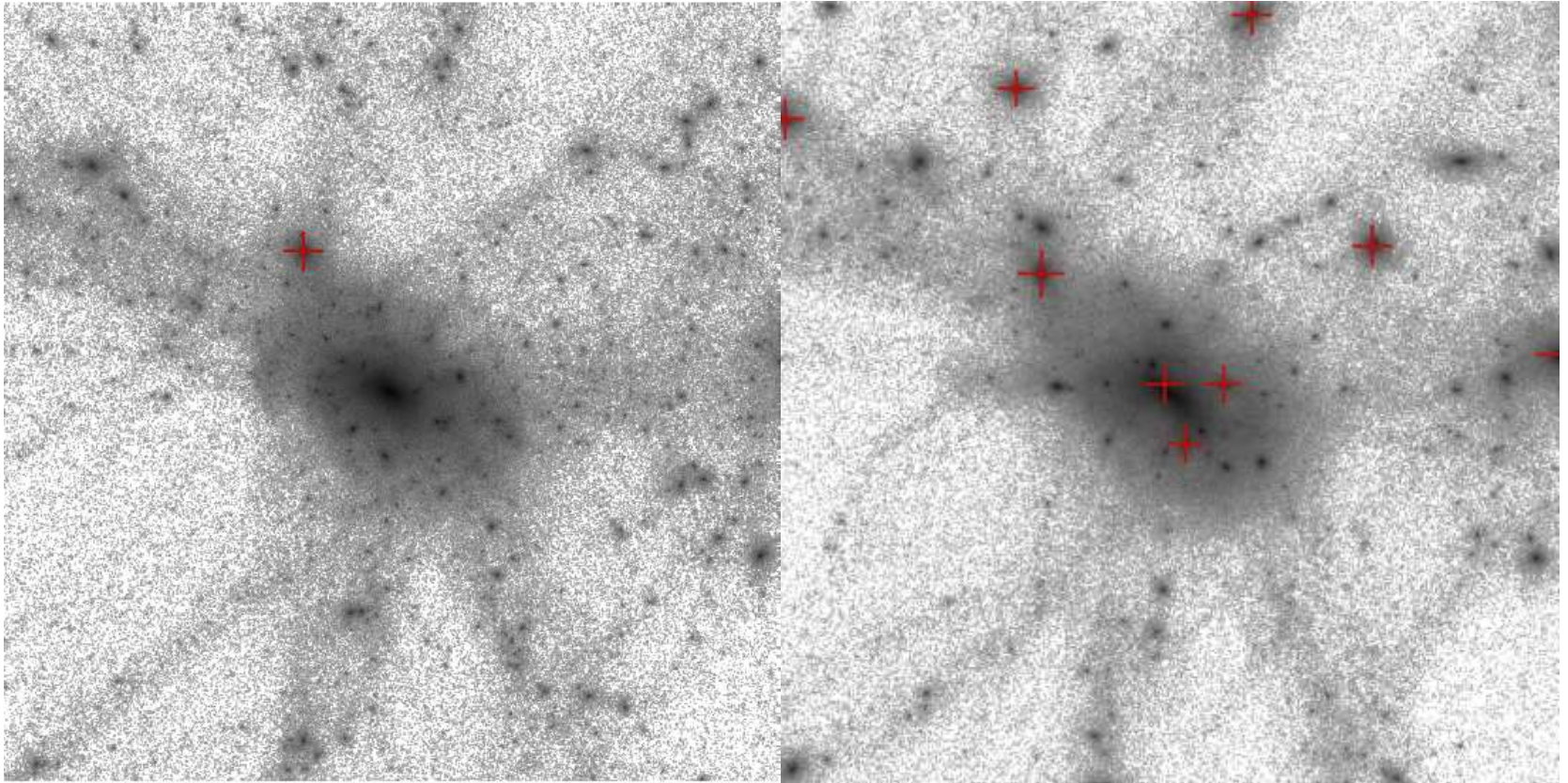


Рис. 3. (Цветной онлайн) Карта проекции плотности ТМ в численной модели в кубе со стороной 2 Мпк с центром на гало массой $10^{12} M_{\odot}$. Сверху: модель Λ CDM; снизу: модель с бампом. Крестиками показаны КГ, найденные по критерию вириальной массы $2 \times 10^{10} < M < 10^{11} M_{\odot}$