GTT-F: эффективная теория среды пространства-времени для тёмной энергии, MOND-галактик, кластеров и планковских режимов

А. А. Дубровин

независимый исследователь,
e-mail: dubrovin-avto@bk.ru

3 декабря 2025 г.

Аннотация

В работе представлена GTT-F — эффективная теория гиперсреды пространства-времени, описываемая медленным скаляром ϕ и фазовым модом u, в которой тёмная энергия, MOND-подобная динамика галактик, кластерные аномалии, поздний рост структур и планковские режимы (космологический отскок и ядра чёрных дыр) следуют из единой функции $F_{\rm eff}(\chi)$ и потолка плотности ρ_c. На уровне тензорного сектора теория редуцируется к общей теории относительности: существует единственная физическая метрика $g_{\mu\nu}$, скорость гравитационных волн равна скорости света, $c_T = 1$, а световые и гравитационные расстояния совпадают, $d_L^{\rm GW} = d_L^{\rm EM}$. В скалярном секторе гиперсреда описывается действием вида $S \supset -a_*^2 M_{\rm Pl}^2 F_{\rm eff}(\chi)$, где $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$, а a_* — единый масштаб ускорения, связанный с MOND-ускорением a_0, поверхностной плотностью гало μ_{0D} и плотностью тёмной энергии $\rho_{\rm DE}$.

Строится MOND-ветвь $F_{\rm eff}(\chi)$, выводится интерполяционная функция $\nu_{\rm Feff}(y)$ и показывается её согласие с радиальным соотношением ускорений (RAR) и кривыми вращения галактик SPARC на уровне $\lesssim 10\%$ при разумных значениях отношения светимости к массе $(M/L)_{\rm disk}$. Кластерная фаза среды реализуется через фазовый мод u и даёт множитель $K(\chi)$, обеспечивающий дополнительное усиление гравитации в зоне $g_N \sim a_*$ без введения CDM-частиц. На космологических масштабах динамика u с конечным временем релаксации $\tau_u(a)$ порождает мягкую вязкость $\gamma(a)$ в уравнении роста материи, подавляющую S_8 примерно до 0.81 при суммарной массе нейтрино $\Sigma m_\nu \approx 0.10\,$eV, что улучшает согласие с данными RSD и слабого линзирования, почти не затрагивая фон $H(z)$ и CMB-линзинг.

Наконец, насыщающая ветвь $F_{\rm eff}(\chi)$ при $|\chi| \to \infty$ даёт потолок плотности ρ_c, который реализует космологический отскок (bounce) в форме типа LQC и заменяет сингулярности чёрных дыр на конечные ядра с $\rho \approx \rho_c$ и де-Ситтер-подобным поведением, не нарушающим наружные GR-тесты. Таким образом, GTT-F объединяет тёмную энергию, MOND, кластерные аномалии и планковские режимы в рамках единой EFT-среды пространства-времени.

Содержание

1 Введение

1.1 Мотивация: тёмные компоненты и MOND-аномалии

Стандартная космологическая модель ΛCDM, основанная на общей теории относительности (ОТО) с космологической константой Λ и холодной тёмной материей (CDM), успешно описывает фоновые наблюдения (H(z), CMB, BAO, SN) и крупномасштабную структуру Вселенной [1]. При этом около 95% энергетического бюджета приходится на две феноменологические компоненты — тёмную энергию и тёмную материю, физическая природа которых остаётся неизвестной. До сих пор не найдено ни одного надёжного сигнала частиц CDM в прямых и непрямых поисках.

На галактических масштабах наблюдается удивительно простая и универсальная феноменология: связь между наблюдаемым ускорением в дисках g_{obs} и ньютоновским ускорением от барионов g_N - радиальным соотношением ускорений (RAR), барионное соотношение Талли–Фишера (BTFR) и почти постоянная поверхностная плотность гало μ_{0D} [2,3]. Эти закономерности естественно описаны модифицированной ньютоновской динамикой (MOND) [4], вводящей характерное ускорение $a_0 \sim 1.2 \times 10^{-10}\,\text{m/s}^2$, но их происхождение в рамках ΛCDM неясно. Кроме того, масштаб a_0 по порядку величины связан с cH_0 и ρ_{DE}, что выглядит как нумерологическое совпадение.

Одновременно существуют космологические напряжения: измерения S_8 по слабому линзированию и RSD дают значения ниже, чем предсказания Planck+ΛCDM, а локальные определения H_0 расходятся с CMB-инференцией (см. обзоры [5, 6]). Эти факты мотивируют поиск теорий, которые могли бы:
1. объяснить MOND-подобные скейлинги,
2. сохранить успехи ΛCDM на больших масштабах,
3. объединить тёмную энергию и тёмную гравитацию в рамках одного физического механизма.

1.2 Идея GTT-F в одном абзаце

В данной работе представлена программа GTT-F (General Theory of Time/Field): пространство-время рассматривается как гиперсреда, описываемая медленным скаляром $\phi(x)$ и фазовым модом $u(x)$, на фоне которой возникают поля Стандартной модели. Эффективное действие содержит лагранжиан типа k-эссенции ϕ с функцией $F_{\text{eff}}(\chi)$, где $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$, и простую ϕ+u - взаимодействующую часть. Одна и та же функция $F_{\text{eff}}(\chi)$ содержит:

- DE-ветвь при $\chi < 0$, дающую фон тёмной энергии с $w_\phi \approx -1$ и практически без ранней DE;
- MOND-ветвь при $\chi > 0$ с масштабом $a_* \sim a_0$, реализующую глубокий MOND и ньютоновский предел в галактиках;
- кластерный множитель $K(\chi)$, возникающий из фазового потенциала по u и усиливающий гравитацию в зоне $g_N \sim a_*$;
- ветвь насыщения при $|\chi| \to \infty$, задающую потолок плотности ρ_c и реализующую космологический bounce и BH-ядра без сингулярностей.

Дополнительно динамика u с конечным временем релаксации $\tau_u(a)$ порождает мягкую вязкость $\gamma(a)$ в уравнении роста материи, которая естественно подавляет S_8 при $z \lesssim 1$, не разрушая фоновые наблюдения.

1.3 Структура статьи

В разделе 2 формулируется онтология GTT-F и EFT-лагранжиан GR+$\phi(F_{\text{eff}}) + u$. В разделе 3 выводится MOND-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$, интерполяционная функция $\nu_{F\text{eff}}(y)$ и сравнение с RAR и SPARC-кривыми вращения. Раздел 4 посвящён кластерной фазе, множителю $K(\chi)$ и toy-моделям скоплений. В разделе 5 обсуждаются ϕ-DE фон, динамика u, вязкость $\gamma(a)$ и рост структур, при сравнении GTT-F с RSD и линзингом. Раздел 6 описывает ветвь насыщения, потолок ρ_c, космологический bounce и BH-ядра. В заключении суммируются результаты и обсуждается связь GTT-F с другими программами.

2 Онтология GTT-F и лагранжиан GR+$\phi(F_{\text{eff}}) + u$

2.1 Три слоя онтологии

Онтология GTT-F строится в три слоя.

(1) Стандартная модель и Хиггс. Поля Стандартной модели (SM) живут на конформно связанной метрике $\tilde{g}_{\mu\nu} = A^2(\phi) g_{\mu\nu}$:

$$S_{\text{SM}} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}}\, \mathcal{L}_{\text{SM}}[H, \psi, A_\mu; \tilde{g}_{\mu\nu}], \qquad \tilde{g}_{\mu\nu} = A^2(\phi) g_{\mu\nu}. \tag{1}$$

Функция $A(\phi) \approx 1 + \alpha\phi/M_{\rm Pl}$ с $|\alpha| \ll 1$ удовлетворяет ограничениям на пятую силу и EP/PPN-тесты.

(2) Гиперсреда $\phi + u$. Скаляр $\phi(x)$ и фазовый мод $u(x)$ описывают эффективную гиперсреду пространства-времени (квантовую геометрию/спин-сетевой конденсат) в ИК-пределе. ϕ — медленный мод типа k-эссенции, а u — безразмерный мод «жёсткости» локального блока квантовой геометрии. На этом уровне определяется функция $F_{\rm eff}(\chi)$, масштаб ускорения a_*, потолок плотности ρ_c и структура ϕ/u-фаз $(u_{\rm gal}, u_{\rm cl}, u_{\rm pl})$.

(3) Эмерджентная материя. Барионы, лептоны, фотоны и т.д. — возбуждения на фоне слоев 1 и 2. Их движение по $\tilde{g}_{\mu\nu}$ чувствует MOND/кластер/DE/планковские эффекты как взаимодействие с ϕ/u-средой, а не с независимыми "тёмными" полями.

2.2 EFT-лагранжиан ϕ-сектора и определение χ

Эффективный скалярный сектор имеет вид:

$$S_\phi = \int d^4x\sqrt{-g}\left[\frac{M_{\rm Pl}^2}{2}R - a_*^2 M_{\rm Pl}^2 F_{\rm eff}(\chi)\right], \tag{2}$$

$$\chi \equiv \frac{g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi}{a_*^2}. \tag{3}$$

Для однородного фона $\phi(t)$ в FRW-метрике:

$$p_\phi = -\frac{a_*^2}{8\pi G}F_{\rm eff}(\chi), \tag{4}$$

$$\rho_\phi = -\frac{a_*^2}{8\pi G}\big(2\chi F_\chi - F_{\rm eff}\big), \tag{5}$$

$$w_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi}, \quad c_s^2 = \frac{F_\chi}{F_\chi + 2\chi F_{\chi\chi}}, \tag{6}$$

где $F_\chi \equiv \partial F_{\rm eff}/\partial\chi$.

Масштаб a_* фиксируется из независимых наблюдений:

- MOND-ускорение из RAR: $a_0 \approx 1.2 \times 10^{-10}\,\mathrm{m/s^2}$;
- универсальная поверхностная плотность гало $\mu_{0D} \sim a_*/(2\pi G)$;
- плотность DE: $\rho_{\rm DE} \sim a_*^2 M_{\rm Pl}^2 F_0/(8\pi G)$.

2.3 Минимальный лагранжиан $\phi+u$

Минимальная $\phi+u$-модель для гиперсреды:

$$\mathcal{L}_{\phi,u} = -a_*^2 M_{\rm Pl}^2 (1-u) F_{\rm base}(\chi) - U(u;\chi) + \frac{1}{2}Z_u(\chi) g^{\mu\nu}\partial_\mu u\,\partial_\nu u. \tag{7}$$

Здесь $F_{\rm base}(\chi)$ — «базовая» F-функция без кластерных и насыщающих искажений, $U(u;\chi)$ — χ-зависимый потенциал по u с несколькими фазовыми минимумами, $Z_u(\chi) > 0$ — коэффициент кинетического члена.

В квазистационарном приближении (медленные изменения u) локальная энергия:

$$\mathcal{E}_{\rm loc}(\chi, u) = a_*^2 M_{\rm Pl}^2 (1-u) F_{\rm base}(\chi) + U(u;\chi) \tag{8}$$

определяет фазовую структуру $u(\chi)$: галактическую фазу $u_{\rm gal}$, кластерную $u_{\rm cl}$ и планковскую $u_{\rm pl}$.

2.4 Кусочная структура функции $F_{\text{eff}}(\chi)$

Глобально $F_{\text{eff}}(\chi)$ делится на три ветви:

$$F_{\text{eff}}(\chi) = \begin{cases} F_{\text{DE}}(\chi), & \chi < 0, \\ K(\chi)\, F_{\text{base}}(\chi), & 0 < \chi \lesssim \chi_L, \\ F_{\text{sat}}(\chi), & |\chi| \gg \chi_L. \end{cases} \tag{9}$$

- DE-ветвь $F_{\text{DE}}(\chi)$ описывается квадратным «плато» вокруг $\chi_0 < 0$, $F_{\text{DE}} \approx F_0 + \frac{\beta}{2}(\chi - \chi_0)^2$, что даёт $w_\phi \approx -1$, $c_s^2 \approx 1$ и отсутствие заметной ранней DE.
- MOND-ветвь $F_{\text{base}}(\chi)$ реализует глубокий MOND и линейный хвост, см. раздел 3.
- Фазовый множитель $K(\chi)$, порождённый $U(u;\chi)$, даёт кластерный горб при $\chi \sim \chi_{\text{cl}}$ (раздел 4).
- Ветвь насыщения $F_{\text{sat}}(\chi)$ задаёт потолок ρ_c и планковские режимы (раздел 6).

2.5 Эталонный набор параметров

Для численных расчётов в данной работе используется один фиксированный «эталонный» набор параметров.

Космологический фон и нейтрино. Принимаем

$$\Omega_{m0} = 0.3099, \quad \Omega_{r0} \approx 9.2 \times 10^{-5}, \quad \Omega_{\Lambda 0} = 1 - \Omega_{m0} - \Omega_{r0}, \tag{10}$$

и $h \approx 0.678$ [1]. Суммарная масса нейтрино

$$\Sigma m_\nu \approx 0.10 \text{ eV}, \tag{11}$$

что даёт $\sim 2\%$ подавления σ_8 относительно безнейтринного случая.

MOND-ветвь и масштаб ускорения. Масштаб ускорения:

$$a_* \approx 1.2 \times 10^{-10}\,\text{m/s}^2, \tag{12}$$

равный MOND-ускорению a_0 из RAR. MOND-ядро:

$$F_{\text{base}}(\chi) = \frac{2}{3}\frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{1 + \chi/\chi_s}}, \qquad \chi_s = 1. \tag{13}$$

Для статических галактик используется мягкая перенормировка:

$$\chi_{\text{stat}} = \kappa_\chi\, y, \qquad y = \frac{g_N}{a_*}, \qquad \kappa_\chi \approx 0.38. \tag{14}$$

Кластерная ϕ/u-фаза. Потенциал:

$$U(u;\chi) = \frac{\lambda}{2}[u - u_0(\chi)]^2, \qquad \lambda \approx 100, \tag{15}$$

$$u_0(\chi) = u_{\text{gal}} - \Delta u_{\text{cl}} \exp\left[-\frac{(\ln(\chi/\chi_{\text{cl}}))^2}{2\sigma_{\ln\chi}^2}\right], \tag{16}$$

$$u_{\text{gal}} \approx -0.2, \quad \Delta u_{\text{cl}} \approx 0.2, \quad \chi_{\text{cl}} \approx 1, \quad \sigma_{\ln\chi} \approx 0.5. \tag{17}$$

При этом $K(\chi) = (1 - u_{\min})/(1 - u_{\text{gal}})$ даёт $K(1) \approx 1.16$.

u-динамика и вязкость $\gamma(a)$.

$$u_{\min}(a) = u_{\rm gal} + \Delta u\, s_u(\ln a), \quad s_u(x) = \frac{1}{2}\left[1 + \tanh\frac{x - \ln a_*^{\rm tr}}{\sigma_u}\right], \tag{18}$$

$$a_*^{\rm tr} \approx 0.7, \quad \sigma_u \approx 0.25, \quad u_{\rm gal} = -0.2,\ u_{\rm DE} = +0.2. \tag{19}$$

$$\tau_u(a)H(a) \simeq \tau_0 \exp\left[-\frac{(\ln a - \ln a_*^{\rm tr})^2}{2\sigma_\tau^2}\right], \tag{20}$$

$$\tau_0 \approx 0.75, \quad \sigma_\tau \approx 0.35. \tag{21}$$

$$\gamma(a) \approx \gamma_0 \frac{u_{\min}(a) - u_{\rm dyn}(a)}{\Delta u_{\max}}, \qquad \gamma_0 \approx 0.6. \tag{22}$$

Насыщающая ветвь. $F_{\rm sat}(\chi \to \infty) \to F_c$ задаёт потолок $\rho_c \sim a_*^2 M_{\rm Pl}^2 F_c/(8\pi G)$; требуется, чтобы соответствующая

$$\Omega_{c,\rm tot} \gtrsim 10^{12}, \tag{23}$$

что сдвигает bounce в область $z_{\rm b} \gtrsim 10^4$–10^6.

3 MOND-ветвь, галактики и RAR

3.1 MOND-ядро $F_{\rm base}(\chi)$ и строгий MOND-предел

В статике, при сферической симметрии и доминировании ϕ-поля, уравнение движения принимает вид

$$\nabla \cdot \big(F_\chi(\chi)\, \nabla\phi\big) \propto \rho_b, \qquad F_\chi(\chi) g_\phi \sim g_N, \tag{24}$$

где $g_\phi = |\nabla\phi|$, g_N — ньютоновское ускорение от барионов. Определяя $\mu(g/a_*) \equiv 1/F_\chi(\chi)$, получаем MOND-уравнение $\mu(g/a_*)g \approx g_N$.

Базовая MOND-функция:

$$F_{\rm base}(\chi) = \frac{2}{3}\frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{1 + \chi/\chi_s}}, \qquad \chi_s = 1. \tag{25}$$

При $\chi \ll 1$:

$$F_{\rm base} \simeq \frac{2}{3}\chi^{3/2}, \qquad F_\chi \simeq \sqrt{\chi} \Rightarrow \mu\left(\frac{g}{a_*}\right) \simeq \frac{a_*}{g} \Rightarrow g \simeq \sqrt{g_N a_*}, \tag{26}$$

что воспроизводит глубокий MOND-предел. При $\chi \gg 1$ $F_{\rm base} \propto \chi$, и нормировкой выбирается $F_\chi \to 1$, так что $\mu \to 1$, $g \to g_N$ (ньютоновский предел).

3.2 Интерполяционная функция $\nu_{\rm Feff}(y)$

Работая в терминах $\nu(y) \equiv g/g_N$, $y = g_N/a_*$, используется алгебраическое уравнение $F_\chi(\chi)g = g_N$, $\chi = (g/a_*)^2$ для вывода $\nu_{\rm Feff}(y)$. Нормировка хвоста $F_\chi \to 1$ при $\chi \gg 1$ обеспечивает $\nu_{\rm Feff} \to 1$ при $y \gg 1$. Сравнение с простым вариантом MOND $\nu_{\rm std}(y)$ и эмпирической RAR-функцией показывает, что при $\kappa_\chi \approx 0.38$ отношение $\nu_{\rm Feff}/\nu_{\rm RAR}$ лежит в пределах ≈ 0.884–1.065 на диапазоне $y \in [10^{-3}, 10^2]$.

3.3 RAR и toy-диски

Для тонкого экспоненциального диска с массой M_b и масштабом R_d ньютоновское ускорение в плоскости

$$g_N(R) = 2\pi G\Sigma_0 y\,[I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad y = R/(2R_d), \tag{27}$$

где $\Sigma_0 = M_b/(2\pi R_d^2)$, а I_n, K_n — модифицированные функции Бесселя. Численные тесты (скрипты `new_rar_disk_feff.py` и `new_rar_disk_feff_scan.py`) показали, что при различных (M_b, R_d) отношение $g_{\mathrm{Feff}}/g_{\mathrm{RAR}}$ по радиусу остаётся в диапазоне $\sim 0.9 \pm 0.05$, что свидетельствует об устойчивости $\mathrm{F_{eff}}(\chi)$ к вариациям морфологии дисков.

3.4 SPARC-фиты: первые результаты

Используя SPARC-данные [3], было протестировано три интерполяции $\nu(y)$ (GTT-F: ν_{Feff}; простой вариант MOND: ν_{std}; эмпирическая: RAR) на наборе галактик: NGC 2403, UGC 05986, F568-3 (LSB), F563-V1 и DDO 154. Модельные скорости строились через

$$V_N^2 = V_{\mathrm{gas}}^2 + (M/L)_{\mathrm{disk}} V_{\mathrm{disk}}^2, \tag{28}$$

$$g_N = V_N^2/R, \quad g_{\mathrm{model}} = \nu(y) g_N, \quad y = g_N/a_*. \tag{29}$$

Для каждой модели минимизировалась χ^2 по $(M/L)_{\mathrm{disk}}$.

Сводно:

- NGC 2403: ν_{Feff} даёт $\chi^2/\mathrm{dof} \approx 15.8$ при $(M/L)_{\mathrm{disk}} \approx 0.76$, что лучше, чем простой вариант MOND (~ 18.0) и RAR (~ 16.6);
- UGC 05986: GTT-F также даёт чуть меньший χ^2 при $(M/L)_{\mathrm{disk}} \sim 0.9$–$1.0$;
- F568-3: все три ν-формы дают почти одинаковый фит ($\chi^2/\mathrm{dof} \approx 2.7$);
- F563-V1 и DDO 154: все модели имеют большие $\chi^2/\mathrm{dof} \gtrsim 25$ из-за сложности газодоминантных карликов и малочисленности точек; при этом ν_{Feff} лишь немного уступает RAR/std по качеству, соответствуя ~ 1–2% разнице в V(R).

Эти тесты показывают, что одна глобальная MOND-ветвь $\mathrm{F_{eff}}(\chi)$ конкурентоспособна с популярными ν-интерполяциями на реальных данных SPARC.

3.5 EFE-эффекты

Внешне-полевой эффект (EFE) реализуется через зависимость χ от суммы внутреннего и внешнего ускорений: $\chi \propto |\mathbf{g}_{\mathrm{int}} + \mathbf{g}_{\mathrm{ext}}|^2/a_*^2$. Toy-модели (`gttf_efe_toy.py`) показывают, что:

- изолированный карлик ($g_{\mathrm{ext}} \ll g_{\mathrm{int}} \ll a_*$) может иметь $M_{\mathrm{dyn}}/M_b \gg 1$;
- объект в сильном внешнем поле ($g_{\mathrm{ext}} \sim a_*,\ g_{\mathrm{int}} \ll a_*$) — $M_{\mathrm{dyn}}/M_b \sim 1.5$, что согласуется с DF2/DF4-подобными системами "почти без DM".

4 Кластеры и кластерный множитель $K(\chi)$

4.1 Происхождение $K(\chi)$ из ϕ+u

Потенциал $U(u;\chi)$ и локальная энергия $\mathcal{E}_{\mathrm{loc}}$ дают зависимость $u_{\min}(\chi)$ и

$$K(\chi) = \frac{1 - u_{\min}(\chi)}{1 - u_{\mathrm{gal}}}. \tag{30}$$

Численные расчёты показывают, что $K(\chi) \approx 1$ при $\chi \ll 1$, $K(1) \approx 1.16$ и $K(\chi) \to 1$ при $\chi \gg 1$.

4.2 Кластерный множитель $\nu_{\rm tun}^{(\phi+u)}(y)$

Отождествляя χ с $y = g_N/a_*$ по порядку величины, определяем

$$\nu_{\rm tun}^{(\phi+u)}(y) \equiv K(\chi = y). \tag{31}$$

Максимум $\nu_{\rm tun}^{(\phi+u)} \approx 1.16$ при $y \sim 1$ задаёт локализованный кластерный бугорок.

4.3 Toy-модели скоплений и профили $g_{\rm eff}/g_N$

Toy-скрипт `gttf_cluster_mass_toy.py` использует барионный профиль: $M_b(r) = M_{b,\rm tot}(r/r_s)^3/[1 + (r/r_s)^3]$ с $r_s \sim 300$ kpc. Для $M_{b,\rm tot} \sim 5 \times 10^{13} M_\odot$:

- Ньютон: $\langle M_{\rm dyn}/M_b\rangle \sim 1$;
- чистый MOND: ~ 4;
- MOND+ϕ+u: ~ 4.0–4.1.

При увеличении массы, чтобы сдвинуть g_N в область $y \sim 1$, профиль $\nu_{\phi+u}/\nu_{\rm pure}(y)$ достигает ~ 1.16 при $y \approx 1$ и возвращается к ~ 1 при малых и больших y, демонстрируя отсутствие патологий.

5 Космологический фон, рост, $\gamma(a)$, RSD и линзирование

5.1 Фон ϕ-DE: отсутствие ранней DE

DE-ветвь $F_{\rm DE}(\chi)$ выбирается так, чтобы в окне текущего фона $F_{\rm DE}(\chi) \approx F_0 + \frac{\beta}{2}(\chi - \chi_0)^2$ вокруг $\chi_0 < 0$, что даёт $w_\phi \approx -1$ и $c_s^2 \approx 1$. Реализация в CLASS показывает отсутствие заметной ранней DE ($\Omega_\phi(1100) \sim 10^{-9}$) при $\Omega_\phi(0) \approx 0.69$.

5.2 u-динамика и вязкость $\gamma(a)$

См. подпункт 2.5 для параметров $u_{\rm min}(a)$ и $\tau_u(a)$. Решение для $u(a)$ в приближении

$$\frac{du}{d\ln a} \approx -\frac{u - u_{\rm min}(a)}{\tau_u(a)H(a)} \tag{32}$$

даёт отставание $u_{\rm dyn} - u_{\rm min}$ порядка 0.2 в окне $a \sim 0.7$–0.9. Вязкость $\gamma(a)$, пропорциональная этому отставанию, имеет максимум $\gamma_{\rm max} \sim 0.6$ при $z \sim 0.3$–0.5 и исчезающе мала на $z \gtrsim 2$.

5.3 Рост и RSD

Уравнение роста

$$\delta'' + \left(\frac{3}{a} + \frac{H'}{H} + \gamma(a)\right)\delta' - \frac{3}{2}\frac{\Omega_m(a)}{a^2}\delta = 0 \tag{33}$$

решается численно для GR ($\gamma = 0$) и GTT-F (с γ(a)). Отношение $D_\gamma/D_{\rm GR} \equiv D_{\rm ratio}(a)$, полученное из ϕ+u, совпадает с используемым в космологических расчётах табличным $D_{\rm ratio}(a)$ в пределах $\lesssim 0.5\%$ на $a \in [0.2, 1]$.

Сравнение с набором RSD-данных $f\sigma_8(z)$ [5] показывает, что GTT-F+ν + $\gamma(a)$ даёт лучшее соответствие, чем GR+ν, и итоговый $S_8 \approx 0.81$, что сглаживает S_8-напряжение.

5.4 Слабое линзирование галактик и линзирование CMB

Влияние $\gamma(a)$ на линзирование реализуется масштабированием $P(k,z)$: $P_\gamma = P_{\rm GR} D_{\rm ratio}^2$. Расчёт спектров конвергенции κ (`gttf_wl_limber.py`) даёт подавление мощности WL на уровне $\sim 1\%$ и линзирования CMB на уровне $< 1\%$, что согласуется с текущими данными и ожидаемой точностью.

6 Насыщающий ϕ-мод, потолок плотности ρ_c, космологический отскок и ядра чёрных дыр

6.1 Модифицированное уравнение Фридмана и космологический отскок

Ветвь насыщения $F_{\rm sat}(\chi)$ при $|\chi| \to \infty \to F_c$ даёт потолок плотности $\rho_c \sim a_*^2 M_{\rm Pl}^2 F_c/(8\pi G)$. Модифицированное уравнение Фридмана

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_{\rm tot}(a)\left(1 - \frac{\Omega_{\rm tot}(a)}{\Omega_{c,\rm tot}}\right) \tag{34}$$

реализует отскок при $\Omega_{\rm tot}(a_b) = \Omega_{c,\rm tot}$.
Численные расчёты для $\Omega_{c,\rm tot} \sim 10^{12}$–$10^{20}$ (`phi_sat_bounce_toy.py`) показывают, что тогда отскок происходит на $z \gtrsim 10^4$–10^6 и не влияет на CMB/BBN.

6.2 Ядра чёрных дыр

В статике потолок плотности реализуется профилем $\rho_{\rm sat}(r) = \min[\rho_{\rm model}(r), \rho_c]$ и даёт ядро радиуса $r_{\rm core} \sim (3M_{\rm BH}/4\pi\rho_c)^{1/3}$. Внутри ядра $g(r) \propto r$, снаружи — почти шварцшильдовский потенциал. Подбор ρ_c позволяет иметь $r_{\rm core}$ порядка нескольких r_s, устраняя сингулярность, но не ломая GR-тесты.

7 Обсуждение и выводы

Представлена эффективная теория среды-времени GTT-F, в которой единая гиперсреда ϕ+u и функция $F_{\rm eff}(\chi)$, дополненная потолком ветви насыщения ρ_c, воспроизводят спектр тёмных и планковских феноменов: DE, MOND-галактики, кластерные аномалии, рост структур (напряжение по S_8), космологический отскок и ядра чёрных дыр. Теория по-прежнему совместима с GR в тензорном секторе и локальными EP/PPN-тестами.

На галактических масштабах MOND-ветвь $\mathrm{F}_{\rm eff}(\chi)$ даёт интерполяционную функцию $\nu_{\rm Feff}(y)$, которая в пределах $\sim 10\%$ согласуется с эмпирической RAR-функцией на всём динамическом диапазоне и успешно проходит первые SPARC-тесты, не уступая (а иногда превосходя) простой вариант MOND и RAR. Кластерная ϕ/u-фаза порождает множитель $K(\chi)$, локализованный в зоне $g_N \sim a_*$, что обеспечивает дополнительное усиление в скоплениях без CDM-частиц.

На космологических масштабах фоновая ϕ-DE и вязкость $\gamma(a)$ из u-динамики, естественно подавляют S_8 и улучшают согласие с RSD/линзированием, почти не затрагивая фон. Насыщающий ϕ-мод устраняет сингулярности - дает отскок и ядра чёрных дыр.

Следующие шаги включают глобальный фит Planck+BAO+SN+RSD+WL, расширение SPARC/кластерного анализа и построение UV-якорей через спин-сети и GFT-конденсаты, что должно укрепить связь GTT-F с существующими программами квантовой гравитации.

Благодарности

Автор благодарит всех за полезные обсуждения и поддержку.

Список литературы

[1] Planck Collaboration, "Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters", Astron. Astrophys. 641 (2020) A6, arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].

[2] S. McGaugh, F. Lelli, J. Schombert, "Radial Acceleration Relation in Rotationally Supported Galaxies", Phys. Rev. Lett. 117 (2016) 201101, arXiv:1609.05917 [astro-ph.GA].

[3] F. Lelli, S. McGaugh, J. Schombert, M. Pawlowski, "The SPARC database: Mass Models for 175 Disk Galaxies with Spitzer Photometry", Astron. J. 152 (2016) 157, arXiv:1606.09251 [astro-ph.GA].

[4] M. Milgrom, "A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis", Astrophys. J. 270 (1983) 365–370.

[5] E. Macaulay, I. K. Wehus, H. Eriksen, "Lower Growth Rate from Recent Redshift Space Distortion Measurements than Expected from Planck", Phys. Rev. Lett. 111 (2013) 161301, arXiv:1303.6583 [astro-ph.CO].

[6] L. Verde, T. Treu, A. Riess, "Tensions between the Early and the Late Universe", Nature Astron. 3 (2019) 891–895, arXiv:1907.10625 [astro-ph.CO].

[7] J. Khoury, "Alternative to particle dark matter", Phys. Rev. D 91 (2015) 024022, arXiv:1409.0012 [hep-th].

[8] L. Berezhiani, J. Khoury, "Theory of dark matter superfluidity", Phys. Rev. D 92 (2015) 103510, arXiv:1507.01019 [astro-ph.CO].

[9] L. Blanchet, A. Le Tiec, "Model of dark matter and dark energy based on gravitational polarization", Phys. Rev. D 78 (2008) 024031, arXiv:0804.3518 [astro-ph].

[10] E. Verlinde, "Emergent Gravity and the Dark Universe", SciPost Phys. 2 (2017) 016, arXiv:1611.02269 [hep-th].

[11] A. Ashtekar, P. Singh, "Loop Quantum Cosmology: A Status Report", Class. Quant. Grav. 28 (2011) 213001, arXiv:1108.0893 [gr-qc].