Звездная обратная связь и подсеточная физика в многокомпонентных галактиках

© А.В. Хоперсков, Н.С. Храпов, С.С. Храпов

Волгоградский государственный университет,
400062 Волгоград, Россия
e-mail: khoperskov@volsu.ru

Поступило в Редакцию 5 мая 2026 г.
В окончательной редакции 20 августа 2026 г.
Принято к публикации 23 октября 2026 г.

Представлена вычислительная модель для исследования глобальной эволюции галактик, реализованная на базе параллельного кода, сочетающего методы SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) для газовой среды и N-body для моделирования динамики звезд и темной материи. Программный комплекс полностью адаптирован под архитектуру multi-GPU, что обеспечивает необходимую вычислительную мощность для детального воспроизведения физических процессов на различных пространственных масштабах. Центральным элементом работы является реализация модуля подсеточной физики (subgrid physics), описывающего самосогласованные циклы превращения газовых фаз и механизмы звездной обратной связи (stellar feedback).

Ключевые слова: динамика галактик, звездный feedback, параллельные вычисления, SPH + N-body.

DOI: 10.21883/0000000000

Введение

Численное моделирование динамики галактик представляет собой фундаментальный метод исследования формирования и коэволюции звездных систем, межзвездной среды и темной материи [1,2]. Современные наблюдательные данные, полученные, в частности, с помощью космического телескопа имени Джеймса Уэбба (JWST), свидетельствуют о существовании массивных и морфологически развитых галактик уже на красных смещениях $z > 10$ [3,4]. Обнаружение подобных структур на столь ранних этапах развития Вселенной требует пересмотра классических представлений о характерных временах динамической релаксации и диктует необходимость уточнения моделей эволюции галактических систем на космологических масштабах времени [5,6].

В условиях столь раннего и интенсивного формирования структур определяющее значение приобретает динамика барионного компонента [3] Эволюция спиральных систем определяется не только гравитационным потенциалом темного гало, но и существенно зависит от диссипативных процессов в межзвездной среде: радиационного охлаждения, нагрева и турбулентного перемешивания. Ключевым фактором саморегуляции этих процессов выступает звездная обратная связь (stellar feedback), которая детерминирует темпы звездообразования и во многом определяет итоговую морфологию галактического диска.

Несмотря на значительный прогресс моделей многофазной среды [7,8] проблема корректного воспроизведения эффектов обратной связи на длительных интервалах времени остается актуальной. Ограниченное разрешение и численные артефакты, в частности избыточное радиационное охлаждение (overcooling), зачастую ведут к нефизичному подавлению активности звезд. Это обусловливает необходимость поиска новых алгоритмов, способных эффективно сопрягать мелкомасштабную энергетику звездных взрывов с глобальной динамикой галактического диска [9].

Целью настоящей работы является исследование динамики спиральных галактик с использованием модифицированного алгоритма стохастической обратной связи. В предлагаемом подходе расчет передачи энергии сверхновых сопряжен с учетом локальной прозрачности среды через характерную длину свободного пробега излучения.

1. Динамическая модель

Динамика спиральной галактики определяется тремя компонентами: темной материей ($M^{(dm)}$), звездами ($M^{(s)}$) и газом ($M^{(g)}$). Бесстолкновительные подсистемы (темная материя и звезды) моделируются в рамках задачи N тел как совокупность $N^{(nb)} = N^{(dm)} + N^{(s)}$ частиц:

$$\frac{d^2\mathbf{r}_p}{dt^2} = \sum_{k=1,\, k\neq p}^{N^{(nb)}} Gm_k \frac{\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_p}{(|\mathbf{r}_{pk}|^2 + r_c^2)^{3/2}} + \mathbf{f}_p^{(g)},\ p = 1, \ldots, N^{(nb)}, \tag{1}$$

где m_k — массы частиц, $|\mathbf{r}_{pk}|$ — расстояние между ними, $\mathbf{f}_p^{(g)}$ — удельная гравитационная сила со стороны газовой компоненты. Параметр смягчения потенциала r_c исключает близкие столкновения и обеспечивает бесстолкновительный режим эволюции [1]. Газовая компонента описывается уравнениями SPH-гидродинамики с учетом тепловых процессов и обмена массой со звездной подсистемой:

$$\frac{d\varrho_i}{dt} = \sum_{j=1}^{N^{(g)}} m_j(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla_i W_{ij}(|\mathbf{r}_{ij}|, h_{ij}) + q_i^{(sf)}, \tag{2}$$

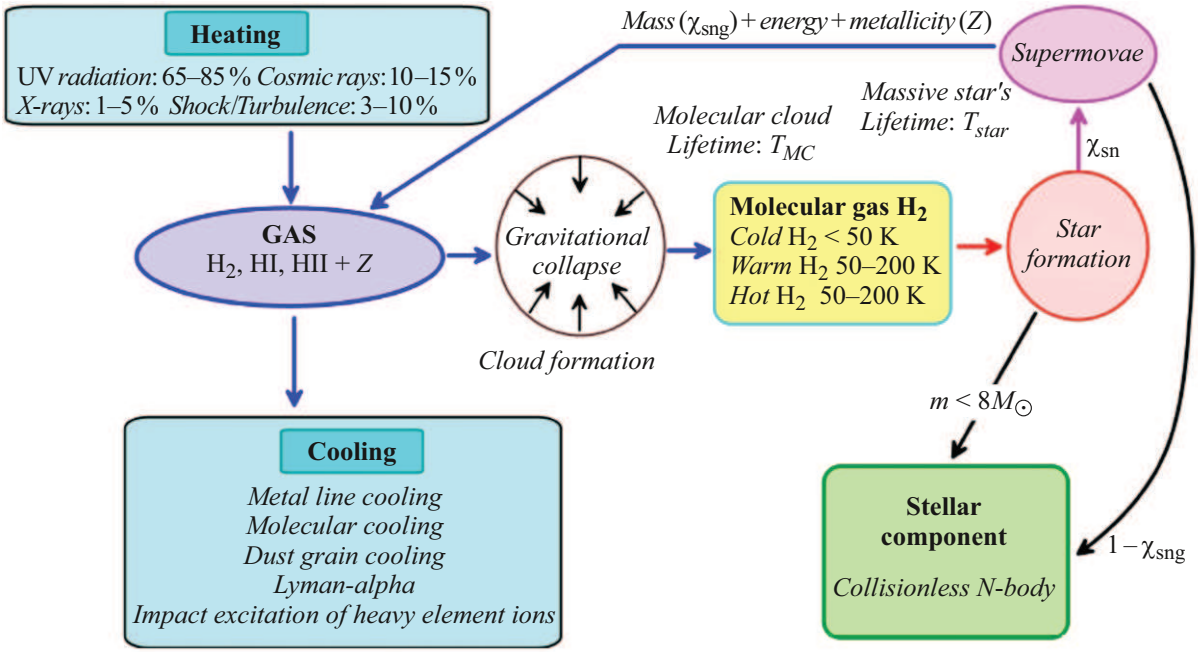


Рис. 1. Структура модели звездного feedback.

$$\frac{d\mathbf{u}_i}{dt} = -\sum_{j=1}^{N^{(g)}} m_j \left(\frac{P_i}{\varrho_i^2} + \frac{P_j}{\varrho_j^2} + \Pi_{ij} \right) \cdot \nabla_i W_{ij} + \mathbf{f}_i^{(tot)} + \frac{q_i^{(sf)}}{\varrho_i} \mathbf{u}_i. \tag{3}$$

Здесь ϱ_i и P_i — плотность и давление i-й частицы, W_{ij} — ядро сглаживания с переменным масштабом $h_{ij} = (h_i + h_j)/2$, а Π_{ij} — тензор искусственной вязкости [8]. Ускорение $\mathbf{f}_i^{(tot)}$ обусловлено суммарным гравитационным потенциалом всех подсистем. Источниковый член $q_i^{(sf)}$ описывает изменение фазового состояния вещества и энергетический вклад звездной обратной связи.

Уравнение изменения удельной внутренней энергии ε_i:

$$\frac{d\varepsilon_i}{dt} = \frac{1}{2} \sum_{j=1}^{N^{(g)}} m_j \left(\frac{P_i}{\varrho_i^2} + \frac{P_j}{\varrho_j^2} + \Pi_{ij} \right) (\mathbf{u}_i - \mathbf{u}_j) \cdot \nabla_i W_{ij}$$

$$+ Q_i^{(ex)} + (1 - \alpha_i) Q_i^{(g)} - \alpha_i \varrho_i \Lambda_i + Q_i^{(sf)}, \tag{4}$$

где $Q^{(ex)} = \varrho \Gamma^{(s)} + Q^{(cr)}$ — нагрев внешним УФ-излучением и космическими лучами [10], а $Q_i^{(g)} = \sum_j m_j \alpha_j \Lambda_j W_{ij}$ — нагрев i-й частицы излучением соседей [5]. Здесь $\Lambda(T)$ — функция радиационного охлаждения [11], $\alpha \in [0, 1]$ — коэффициент прозрачности, а $Q^{(sf)}$ — энергетический вклад звездной обратной связи. Величина α определяется усреднением по объему частицы радиуса $2h$:

$$\alpha = \frac{3}{R^3} \int_0^R r^2 \exp(-r/\ell_{rad}) dr$$

$$\approx \frac{3}{\tau^3} \left[2 - \exp(-\tau) \left(2 + 2\tau + \tau^2 \right) \right],$$

где $\tau = 2h/\ell_{rad}$ — оптическая толщина, а $\ell_{rad} = (\kappa\varrho)^{-1}$ — длина свободного пробега фотонов при коэффициенте непрозрачности κ.

2. Подсеточная физика звездной обратной связи

Радиационное охлаждение $\Lambda(T, Z)$ в уравнении (4) определяет диссипацию энергии, необходимую для гравитационного коллапса газа и последующего звездообразования [10,11]. В численных моделях высокая плотность среды в очагах энерговыделения часто приводит к артефакту переохлаждения (overcooling), при котором тепловая энергия сверхновых высвечивается до начала механического расширения оболочек.Для корректной генерации звездных ветров в настоящей работе используется стохастическая формулировка звездообразования и обратной связи [12], превосходящая по эффективности стандартные кинематические схемы [7]. Энергия сверхновых вводится в уравнение (4) как прямой тепловой вклад. Для преодоления проблемы переохлаждения и адекватного разрешения фазы Седова при ограниченном временном шаге применяется алгоритм временной блокировки радиационных потерь в зонах нагрева.

Схема взаимодействия компонент представлена на рис. 1. Основной нагрев нейтральной и молекулярной фаз обеспечивает фотоэлектрический эффект на пыли под действием УФ-излучения звезд средних масс ($1.5–8\,M_\odot$) в диапазоне 5–13.6 eV (граница Лаймана). Жесткое излучение массивных звезд (> 13.6 eV) обеспечивает локальную фотоионизацию водорода. Дополнительный вклад (до 10 %) в тепловой баланс

вносит фотодиссоциация H_2 в полосах Лаймана–Вернера (11.2–13.6 eV).

Алгоритм учитывает самопоглощение излучения через введение характерной длины свободного пробега $\ell_{\text{rad}} = (\kappa\varrho)^{-1}$, где непрозрачность κ зависит от металличности ($\kappa \propto Z$) и температуры. Последняя зависимость определяется сменой доминирующих процессов: от сублимации пыли при низких температурах до ионизации водорода и тормозного излучения в горячей плазме. Множитель $\exp(-2h/\ell_{\text{rad}})$ в уравнении баланса энергии моделирует переход от прозрачной среды к режиму сильного экранирования. Это обеспечивает локализацию энергии обратной связи в плотных запыленных областях ($\ell \propto 1/\varrho, 1/Z$), характерных для спиральных рукавов.

Зависимость $\ell_{\text{rad}}(\varrho, Z, T)$ обеспечивает адаптивность алгоритма: в первичном газе низкая металличность и отсутствие пыли гарантируют высокую прозрачность среды, увеличивая радиус влияния обратной связи. Напротив, в плотном запыленном диске мгновенное поглощение энергии формирует зоны экстремального давления. Это инициирует адиабатическое расширение суперпузырей (superbubbles) и генерацию вертикальных выбросов (outflows), включая галактические фонтаны. Последующая аккреция этого вещества обратно на диск поддерживает циклы звездообразования и определяет химическую эволюцию системы.

Формирование гигантских молекулярных облаков (ГМО) происходит вследствие тепловой неустойчивости при прохождении газа через спиральный рукав. Рост плотности ϱ приводит к доминированию радиационных потерь ($\propto \varrho^2$) над скоростью нагрева ($\propto \varrho$), что вызывает фрагментацию среды на холодные плотные сгустки и разреженную теплую фазу. При достижении концентрации $10-100\,\text{cm}^{-3}$ инициируется переход $\text{HI} \to \text{H}_2$.

Превышение собственной гравитацией теплового давления в ГМО инициирует коллапс при выполнении критерия Джинса: $\varrho > \varrho_J = K_{\text{coll}}\varepsilon/h^2$, где K_{coll} — безразмерный коэффициент, определяющий порог гравитационной нестабильности. В этом случае статус SPH-частицы меняется на MC (Molecular Cloud): гидродинамическое давление отключается, и частица эволюционирует в режиме N тел в течение времени T_{MC}. Значение T_{MC} выбирается из диапазона 8–40 млн лет, согласно урезанному экспоненциальному распределению:

$$T_{\text{MC}} = -T_{\text{MC}}^{(av)} \ln\big[\exp(-T_{\text{MC}}^{(\min)}/T_{\text{MC}}^{(av)}) - \text{rand}\big(\exp(-T_{\text{MC}}^{(\min)}/T_{\text{MC}}^{(av)}) - \exp(-T_{\text{MC}}^{(\max)}/T_{\text{MC}}^{(av)})\big)\big],$$

где rand — равномерно распределенное случайное число на интервале [0,1], а $T_{MC}^{(av)}$ — характерное время жизни облака. Выбранный интервал 8–40 млн лет соответствует оценкам времени жизни массивных ГМО, учитывающим стадию гравитационной сборки и последующее разрушение под действием коллективного feedback-эффекта [13].

По истечении времени T_{MC} в частице-облаке формируется звездная популяция суммарной массой $\delta m_s^{(g)}$, распределенная согласно начальной функции масс Солпитера: $\chi(\lg m) \propto m^{-1.35}$ для $m > M_\odot$. Более сложный характер распределения для маломассивных звезд не учитывается, так как их время жизни превышает космологическое ($T_{\text{star}}(M_\odot) > 10$ млрд лет). Определяющий вклад в обратную связь (feedback) вносят массивные звезды ($m \geq 8\,M_\odot$) с временами жизни $T_{\text{star}} < 40$ млн лет, являющиеся прародителями сверхновых II типа.

Опишем используемый стохастический алгоритм обратной связи. Пусть в звезды превращается доля массы молекулярного облака χ_M (вследствие разнообразия локальных условий $\chi_M \in [0.01, 0.1]$ при среднем значении 0.05). В соответствии с НФМ Солпитера массовая доля сверхновых составляет $\chi_{sn} \simeq 0.11$. Для диапазона масс $8-40\,M_\odot$ средняя масса звезды-прародителя равна $\langle m_{sn}\rangle \simeq 15\,M_\odot$, что для газовой частицы массой $m^{(g)}$ дает среднее число сверхновых $n^{(sn)} = m^{(g)}\chi_M\chi_{sn}/\langle m_{sn}\rangle \simeq 1.4$ для $N^{(g)} = 10^6$.

В результате взрыва сверхновой в газовую компоненту возвращается доля χ_{sng} от ее массы ($\chi_{sng} \simeq 0.85$). Итоговое приращение звездной массы за полный цикл эволюции молекулярного облака определяется как $\chi_s = \delta M_s/m^{(g)} = \chi_{\text{MC}}[1 - \chi_{sn}\chi_{sng}]$, что для типичных условий дает оценку $\chi_s \simeq 0.045$. В среднем каждое $1/\chi_s$-е частица-облако превращается в частицу-звезду, передавая тепловую энергию окружающим газовым частицам. Считаем, что одна сверхновая передает $\varepsilon_{sn} \simeq 10^{51}$ erg энергии окружающему газу. Учет вклада звездных ветров от массивных звезд ($m > 40\,M_\odot$) осуществляется на подсеточном уровне путем введения коэффициента $k^{(w)} > 1$, увеличивающего эффективное энерговыделение в рамках единого стохастического события. Доля энергии $\delta\varepsilon_j$, которую получает соседняя газовая частица j от i, вычисляется по формуле:

$$\delta\varepsilon_j = \varepsilon_{sn}\frac{m_j}{\varrho_j}W(r_{ij}, h_i).$$

Частицы-облака, не перешедшие в звездную фазу, возвращаются в статус газовых с мгновенным увеличением внутренней энергии на величину $n^{(sn)}k^{(w)}\varepsilon_{sn}$. Возникающий экстремальный градиент локального давления инициирует адиабатическое расширение газа и формирование суперпузырей в процессе гидродинамического взаимодействия с окружающими SPH-частицами.

Пример эволюции текущей функции масс для фиксированной звездной популяции показано на рис. 2. Исходное распределение (НФМ Солпитера в момент t_0) показано зеленой линией. Цветом выделены распределения в последовательные моменты времени t_1, t_2, t_3, демонстрируя постепенное исчерпание массивных звездных компонент вследствие завершения их жизненного цикла. Смещение точки излома распределения в область меньших масс отражает последовательный переход звезд в фазу сверхновых.

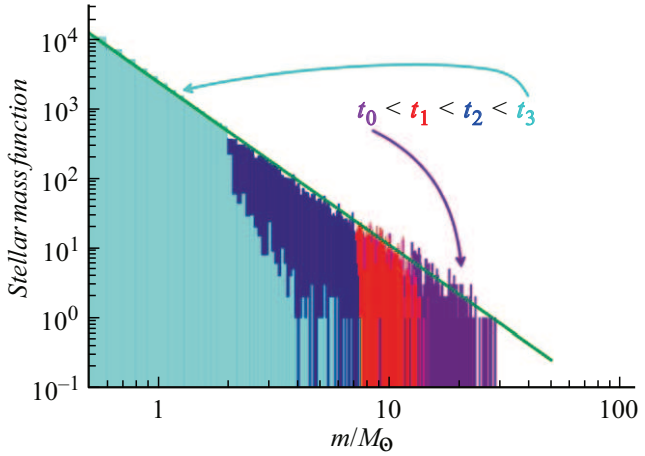


Рис. 2. Эволюция текущей функции масс, обусловленная исчерпанием популяции массивных звезд на поздних стадиях их развития.

3. Результаты моделирования

В локальной Вселенной галактические фонтаны имеют очаговый характер, тогда как в эпоху формирования галактик высокая частота вспышек сверхновых и низкая металличность среды способствовали формированию глобальных истечений газа, определявших структуру гало. Эффективность охлаждения, зависящая от содержания тяжелых элементов, напрямую определяет динамику выбросов. При низкой металличности нагретый газ медленнее теряет внутреннюю энергию, что продлевает адиабатическую фазу расширения суперпузырей. В результате газовые массы поднимаются на высоты порядка 5–10 kpc до начала гравитационного оседания на диск (рис. 3, *a*).

При высокой металличности доминирует обратный эффект: интенсивное линейчатое излучение приводит к быстрым радиационным потерям энергии обратной связи. Пузыри давления охлаждаются раньше, чем успевают расшириться на большие масштабы. В таких условиях высота фонтанов ограничивается 1–3 kpc, а их локализация привязана преимущественно к активным областям внутреннего диска (рис. 3, *b*).

Заключение

В работе представлен модифицированный алгоритм стохастической обратной связи, ключевой особенностью которого является интеграция локальных свойств прозрачности среды в процесс распределения энергии звезд. В отличие от традиционных схем, где радиус воздействия feedback ограничен числом SPH-соседей, предложенный подход использует характерную длину свободного пробега излучения, зависящую от плотности и металличности газа. Это позволило исследовать влияние физически обоснованного экранирования энергии на

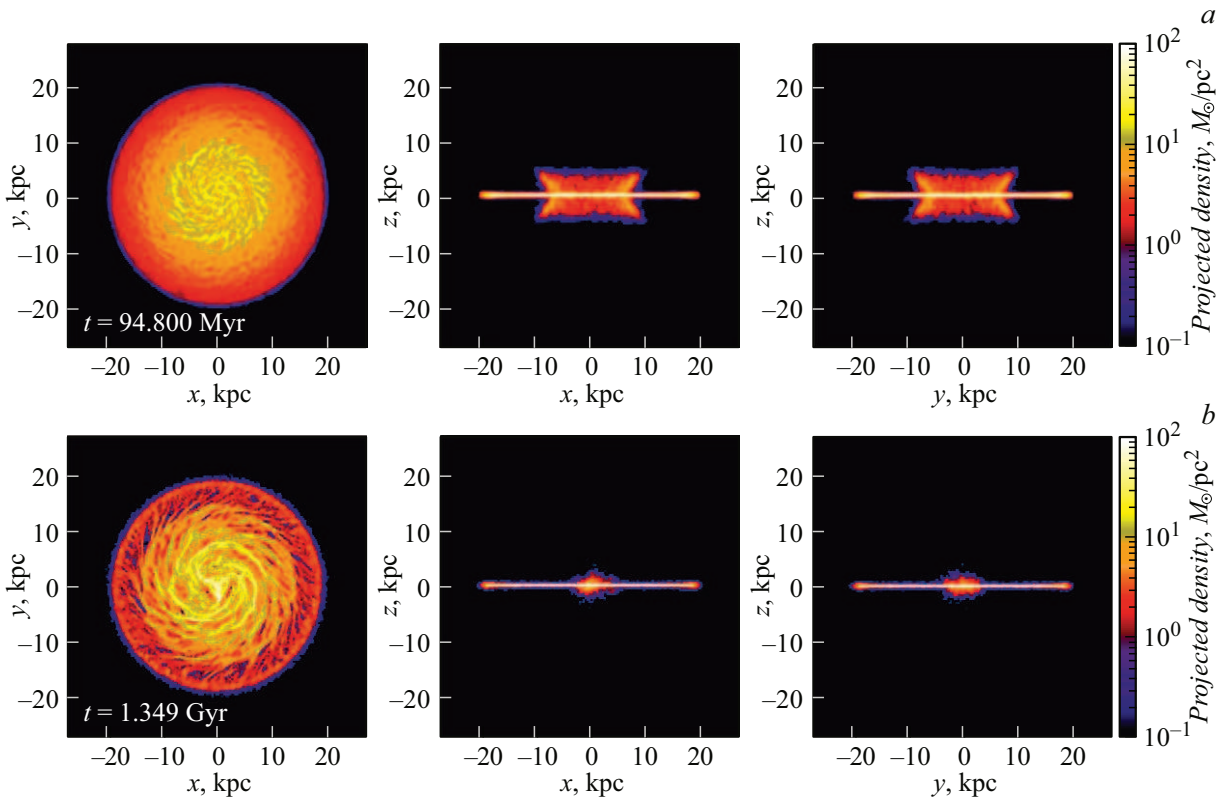


Рис. 3. Галактические фонтаны в численных моделях: *a* — в ранней Вселенной; *b* — в современном состоянии ($t > 13$ млрд лет).

формирование структуры спиральных рукавов, газовых суперпузырей и галактических фонтанов. Показано, что учет экспоненциального затухания энергии в плотных запыленных областях препятствует нефизичному перегреву межрукавного пространства, обеспечивая при этом эффективное механическое воздействие на газ в очагах активного звездообразования.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) № 23-71-00016 (https://rscf.ru/project/23-71-00016/) с использованием оборудования Центра коллективного пользования сверхвысокопроизводительными вычислительными ресурсами МГУ им. М.В. Ломоносова.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] A.M. Fridman, A.V. Khoperskov. *Physics of Galactic Disks* (Cambridge: Cambridge International Science Publishing Ltd., 2013), 754 p.
[2] И.Д. Караченцев. УФН, **196** (3), 239 (2026). DOI: 10.3367/UFNr.2025.03.039964
[3] О.К. Сильченко. УФН, **195** (2), 188 (2025). DOI: 10.3367/UFNr.2024.11.039810
[4] S.L. Finkelstein, M.B. Bagley, H.C. Ferguson. ApJL, **946** (1), L13 (2023). DOI: 10.3847/2041-8213/acade4
[5] A.V. Khoperskov, S.S. Khrapov, D.S. Sirotin. Galaxies, **12** (1), 1 (2024). DOI: 10.3390/galaxies12010001
[6] Я.О. Ананьев, О.А. Куричин, А.В. Иванчик. ЖТФ, **94** (12), 2066 (2024). DOI: 10.61011/JTF.2024.12.59262.393-24
[7] V. Springel, L. Hernquist. MNRAS, **339** (2), 289 (2003). DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06206.x
[8] V. Springel. MNRAS, **364** (4), 1105 (2005). DOI: 10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x
[9] H. Kim, J.-H. Kim, M. Jung, et al. ApJ, **1000** (2), 276 (2026). DOI: 10.3847/1538-4357/ae4a23
[10] S.A. Khoperskov, E.O. Vasiliev, A.M. Sobolev, A.V. Khoperskov. MNRAS, **428** (3), 2311 (2013). DOI: 10.1093/mnras/sts195
[11] S. Khoperskov, M. Haywood, O. Snaith, et al. MNRAS, **501** (4), 5176 (2021). DOI: 10.1093/mnras/staa3996
[12] G. Stinson, A. Seth, N. Katz, J. Wadsley, F. Governato, T. Quinn. MNRAS, **373** (3), 1074 (2006). DOI: 10.1111/j.1365-2966.2006.11097.x
[13] M. Chevance, J.M.D. Kruijssen, A.P.S. Hygate. MNRAS, **493** (2), 2872 (2020). DOI: 10.1093/mnras/stz3525