

УДК 524.8-17

# ГАЛАКТИКИ С $Z \gtrsim 10$ И НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ДЛЯ ПРОВЕРКИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

© 2024 С. В. Пилипенко<sup>1\*</sup>, С. А. Дроздов<sup>1</sup>, М. В. Ткачев<sup>1</sup>, А. Г. Дорошкевич<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, 117997 Россия<sup>2</sup>Национальный исследовательский центр Курчатовский институт, Москва, 123182 Россия

Поступила в редакцию 23 ноября 2023 года; после доработки 28 июля 2024 года; принята к публикации 6 августа 2024 года

Начальный спектр мощности возмущений плотности, сгенерированный в эпоху инфляции, в настоящее время ограничен наблюдениями на масштабах  $\lambda > 5$  Мпк и имеет степенной вид. Особенности процесса инфляции могут приводить к появлению нестепенных добавок к этому спектру, например пиков. Точные размер и форма пика не могут быть предсказаны заранее. В этой статье мы предлагаем методы поиска таких пиков в области спектра с  $\lambda < 5$  Мпк. Возмущения таких масштабов выходят на нелинейную стадию при  $z \gtrsim 10$ , которая сейчас становится доступна наблюдениям. Наши исследования численных моделей крупномасштабной структуры Вселенной с пиками в начальном спектре показали, что спектральные особенности на масштабах с  $\lambda > 0.1$  Мпк проявляются в кластеризации галактик, а также влияют на их функцию масс, размеры и плотность. Исследование этих характеристик далеких галактик позволит ограничить космологические модели с пиками.

Ключевые слова: (космология:) крупномасштабная структура Вселенной — галактики: большие красные смещения

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В общепринятой на сегодняшний день космологической модели начальный спектр мощности возмущений плотности имеет степенной вид,  $P \propto k^{0.961}$  (Aghanim et al., 2020). По наблюдениям реликтового излучения и распределения галактик в пространстве этот спектр проверен до масштаба  $k \approx 1 h \text{ Мпк}^{-1}$ , где  $h = H/100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ , а  $H$  — постоянная Хаббла (Chabanier et al., 2019). Хотя такой спектр получается даже в простых моделях инфляции, есть и более сложные модели, в которых спектр может иметь не степенную форму. Например, как показано в работе Ivanov et al. (1994), пик возникает при наличии «ступеньки» в потенциале инфлатона. Обзор моделей инфляции, приводящих к появлению пиков различной формы, дан в статье Inomata et al. (2023), где приведены 42 ссылки на работы, в которых рассмотрено восемь сценариев инфляции, порождающих пики. Кратко рассмотрим некоторые из них.

Модели гибридной инфляции разрабатываются для решения проблемы слишком большой стартовой величины поля наиболее популярной модели хаотической инфляции. В этих моделях может происходить перепроизводство первичных черных

дыр (ПЧД) выше наблюдаемых пределов, но путем настройки параметров удастся убрать их избыток, однако при этом могут остаться пики в спектре мощности (García-Bellido et al., 1996). Модель «новой инфляции» (Albrecht and Steinhardt, 1982; Linde, 1982) привлекательна с точки зрения теории супергравитации, но в этой теории также есть проблема слишком большой стартовой величины поля. Ее предлагается решать путем «двойной инфляции», то есть добавлением стадии преинфляции до основного инфляционного расширения. Изменение скорости расширения Вселенной при переходе с одной инфляции на другую в таких моделях приводит либо к рождению ПЧД, либо к появлению пика в спектре мощности (Kawasaki et al., 1998). Наличие в ранней Вселенной других полей, кроме инфлатона, приведет к генерации энтропийных возмущений, что тоже может вызвать появление пиков. Один из возможных кандидатов — это аксионное поле, интересное тем, что аксионы могут составлять темную материю в нашей Вселенной (Ando et al., 2018). Также спектр мощности может приобрести пик в теории гравитации Бранса–Дике (Sletmoen and Winther, 2024) или в моделях с первичным магнитным полем (см., например, Ralegankar et al., 2024). Первичное магнитное поле индуцирует возмущения плотности в барьонной среде со спектром, растущим к малым

\*E-mail: spilipenko@asc.rssi.ru

масштабам (Gopal and Sethi, 2003; Pandey and Sethi, 2013), но только для масштабов, превышающих магнитный масштаб Джинса (Kim et al., 1996; Kahnashvili et al., 2010). Это приводит к образованию «горба» на полном спектре мощности материи.

До недавнего времени космологические модели с пиками в спектре не имели большой популярности, ввиду того что они требуют введения новых параметров в космологию. Однако открытие большого числа ярких галактик на красных смещениях  $z > 10$  на телескопе им. Джеймса Уэбба (англ. JWST) (Castellano et al., 2022; Finkelstein et al., 2022; Naidu et al., 2022; Donnan et al., 2023; Labbé et al., 2023) заставило ряд ученых усомниться в справедливости стандартной космологической модели (Lovell et al., 2022; Boylan-Kolchin, 2023). Вопрос о том, могут ли данные JWST быть объяснены без изменений в космологической модели, является дискуссионным (Chen et al., 2023; Prada et al., 2023; Shen et al., 2023) и вынуждает задуматься о возможных усложнениях модели. Одно из таких усложнений — поднятие амплитуды возмущений спектра мощности на малых масштабах, соответствующих волновым числам  $k > 1 h \text{ Мпк}^{-1}$ , что было рассмотрено в работах Padmanabhan and Loeb (2023); Parashari and Laha (2023); Tkachev et al. (2024).

Повышение мощности гауссовых возмущений плотности в некотором диапазоне масштабов приводит к более раннему образованию структур с массами, соответствующими этому диапазону масштабов. Это легко увидеть из модели Пресса–Шехтера (Press and Schechter, 1974), в которой сферические гало темной материи образуются при достижении возмущениями плотности некоторого критического значения. Чем раньше образуются гало, тем компактнее и плотнее они получаются в силу того, что в ходе вириализации плотность гало увеличивается в несколько сотен раз по сравнению со средней плотностью Вселенной на момент образования гало. Теория Пресса–Шехтера и ее уточнения (Sheth and Tormen, 1999; Despali et al., 2016) позволяют вычислить функцию масс гало для заданного спектра. Для спектров с пиком это было проделано Padmanabhan and Loeb (2023), а также с помощью численного моделирования Knebe et al. (2001) и Tkachev et al. (2024). Более плотные и рано образовавшиеся гало в модели с пиком могут составить популяцию объектов, которые и наблюдаются при больших  $z$  на телескопе JWST.

Для сравнения результатов наблюдений с космологическими моделями нужно учесть, что сейчас для далеких галактик определяют не динамическую массу, а лишь спектральное распределение энергии, которое затем с помощью моделей звездной

эволюции переводят в звездную массу. Задавшись параметром эффективности звездообразования  $\epsilon$  (долей барионного вещества, перешедшего в звезды), можно оценить массу барионов в наблюдаемых галактиках, а по ней через космологическое отношение барионной и темной массы — полную массу. Такая оценка содержит несколько источников неопределенности: эффективность звездообразования может варьироваться в широких пределах, доля барионов в отдельном гало может отличаться от средней по Вселенной. По этой причине (поскольку мы не обладаем надежной теорией образования галактик, позволяющей однозначно найти их параметры по видимым спектрам) пока что нельзя сделать однозначных выводов о несоответствии наблюдений космологии  $\Lambda\text{CDM}$ . Попытки проверить космологию с помощью этих наблюдений на сегодняшний день сводятся к ограничениям на  $\epsilon$ . Например, Xiao et al. (2023) обнаружили три массивные галактики на  $z \sim 5-6$ , для объяснения которых в  $\Lambda\text{CDM}$  модели требуется нереалистичная величина  $\epsilon > 0.2$ .

В работах Padmanabhan and Loeb (2023) и Tkachev et al. (2024) было показано, что добавление пика на спектр мощности способно смягчить это возможное противоречие между наблюдениями и космологией, уменьшив необходимую для объяснения наблюдений величину  $\epsilon$ . Так, по данным Tkachev et al. (2024), в модели с пиком для всех рассмотренных в этой статье галактик достаточно  $\epsilon < 0.1$ , что согласуется с известными данными об эффективности звездообразования (Giodini et al., 2009; Behroozi and Silk, 2018; Lovell et al., 2022). Можно сказать, что добавление пика в спектре приводит к появлению новой популяции объектов — компактных комков, которые образовались раньше, чем гало в модели  $\Lambda\text{CDM}$ , и многочисленных на больших  $z$ .

Как было показано Зельдовичем (Zel'dovich, 1970), неоднородности в расширяющейся самогравитирующей пылевидной среде развиваются не только в более-менее сферические комки (гало), но и образуют сеть из одномерных филаментов и двумерных стенок. Для гауссовых возмущений этот вывод качественно не зависит от формы спектра (Doroshkevich, 1970). Ввиду указанных выше сложностей с измерением функции масс гало в наблюдениях, мы предлагаем исследовать количественные параметры стенок и филаментов, которые в наблюдениях, возможно, удастся восстановить по пространственному распределению галактик.

Ранее полученные результаты из работы Tkachev et al. (2024) показали, что в моделях с пиком в спектре уже при  $z \sim 25$  образуются первые гало с массой  $10^8 h^{-1} M_\odot$  («сверхплотные комки»). При  $z \sim 10$ , куда дотягиваются современные наблюдения, количество гало с массами  $10^9-10^{10} h^{-1} M_\odot$

в несколько раз превышает количество гало в модели  $\Lambda$ CDM. При меньших красных смещениях за счет нелинейной эволюции крупномасштабной структуры этот избыток гало практически пропадает, и к  $z \sim 0$  отличия в функции масс составляют всего лишь десятки процентов. Таким образом, наблюдательные проявления пиков в спектре нужно искать именно на больших красных смещениях, где они видны более отчетливо.

Изменение спектра мощности возмущений меняет не только функцию масс, но дает ряд других предсказаний, которые, по нашему мнению, позволят эти модели проверить, например изменения в крупномасштабной структуре и изменения в строении гало (и галактик) за счет их более раннего образования. Эти два предсказания и анализируются в данной работе. Для изучения нелинейной эволюции структуры нами были выполнены численные расчеты решения задачи многих тел для среды из темной материи (космологические симуляции). Ввиду того, что процессы образования галактик на  $z > 10$  моделируются сейчас недостаточно достоверно, нами рассматриваются только темные гало. Не все из них могут содержать галактики, также светимость галактики не обязана быть пропорциональна массе гало, что приводит к некоторой наблюдательной селекции гало. Для простоты в нашей работе рассматриваются все гало с массой выше некоторой пороговой; мы оставляем моделирование образования галактик и процессов селекции для будущих исследований.

Пространственное распределение галактик или гало можно описать количественно с помощью метода минимального покрывающего дерева (МПД) (Barrow et al., 1985; Doroshkevich et al., 2004; Demiański et al., 2011). Этот метод соединяет объекты (гало или галактики) в пространстве отрезками так, что от одного объекта до любого другого можно «пройти» единственным способом, а суммарная длина отрезков минимальна. Распределение длин отрезков МПД является одной из характеристик пространственного распределения, в частности, позволяет отличить системы объектов, размещенных в трехмерном пространстве хаотично, от нанизанных на случайно расположенные в пространстве двумерные поверхности либо одномерные линии (что напоминает сеть «блинов» или филаментов крупномасштабной структуры). Задав некоторую пороговую длину отрезка и выбросив все более длинные отрезки, можно получить систему кластеров — областей повышенной плотности объектов. Эти кластеры можно разделить на филаменты и «блины» по некоторым признакам (Doroshkevich et al., 2001; Demiański and Doroshkevich, 2004). В нашей работе мы также применяем метод МПД для исследования кластеризации гало на  $z \sim 10$ .

Для описания внутреннего строения гало мы придерживаемся концепции, изложенной в статье Demiański et al. (2023). Гало приближенно рассматривается как сферически-симметричная система, в которой материя распределена согласно профилю плотности Наварро—Френка—Уайта (NFW). Этот профиль характеризуется двумя параметрами, в качестве которых удобно использовать максимальную круговую скорость  $v_{\max}$  и определенную в Demiański et al. (2023) величину  $w \equiv v_{\max}/r_{\max}$ , где  $r_{\max}$  — радиус, на котором достигается максимум круговой скорости. Для сравнения мы также используем другое популярное в литературе описание в терминах вириальной массы  $M_v$  и параметра концентрации  $c \equiv r_v/r_s$ , где  $r_v$  — вириальный радиус гало (радиус, внутри которого средняя плотность в  $\Delta \approx 200$  раз превышает критическую плотность Вселенной, что соответствует выполнению вириального соотношения для сферической модели Bryan and Norman (1998)), а  $r_s \approx r_{\max}/2.2$  — характерный радиус перегиба профиля плотности NFW.

## 2. ЧИСЛЕННЫЕ МОДЕЛИ

Различные сценарии космологической инфляции приводят к образованию спектров сложной формы, иногда включающей в себя многочисленные пики на разных масштабах (см., например, Ivanov et al., 1994). Чтобы не привязываться к конкретной модели инфляции, мы описываем пик наиболее простой формой — кривой Гаусса (в логарифмических координатах), которая характеризуется положением центра пика  $k_0$ , его амплитудой  $A$  и шириной  $\sigma_k$ :

$$P_{\text{bump}}(k) = P_{\Lambda\text{CDM}}(k) \left( 1 + A \exp \left( - \frac{(\lg k - \lg k_0)^2}{\sigma_k^2} \right) \right). \quad (1)$$

При этом для случая узких пиков с  $\sigma_k < 1$  физические ответы, например функция масс, будут зависеть только от произведения амплитуды и ширины, то есть от интеграла под кривой (1). Поэтому мы в дальнейшем фиксируем ширину гауссианы  $\sigma_k = 0.1$  и меняем только ее положение и амплитуду.

В работе Tkachev et al. (2024) проведен анализ разных амплитуд и положений гауссиан и показано, что вариант с  $k_0 = 7 h \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $A = 20$ ,  $\sigma_k = 0.1$  позволяет объяснить возможный избыток галактик на больших  $z$  при разумных предположениях об эффективности звездообразования,  $\varepsilon < 0.1$ . В этой работе мы анализируем данный вариант, а также и все другие варианты пиков, для которых в статье Tkachev et al. (2024) были посчитаны численные

Таблица 1. Параметры численных моделей

Модель	$\Lambda$ CDM	k7	k15	k30	k80
Размер куба $N$ , $\text{Mpc } h^{-1}$	5.0	5.0	5.0	5.0	5.0
Число пробных частиц $N_{\text{total}}$	$512^3$	$512^3$	$512^3$	$512^3$	$512^3$
Начальное красное смещение	$10^3$	$10^3$	$10^3$	$10^3$	$10^3$
Конечное красное смещение	8	8	8	8	8
Положение пика $k_0$ , $h \text{ Mpc}^{-1}$	—	7	15	30	80
Амплитуда пика $A$	0	20	20	20	10
Ширина пика $\sigma_k$	—	0.1	0.1	0.1	0.1

модели. Параметры моделей представлены в таблице 1. Численные модели покрывают диапазон параметра  $k_0$  от 7 до  $80 h \text{ Mpc}^{-1}$  и названы в соответствии со значением параметра  $k_0$ .

Подробно параметры используемых численных моделей описаны в работе Tkachev et al. (2024), здесь же приводится краткое описание. Размер модельного куба и число частиц в нем подобраны с учетом того, чтобы все рассматриваемые варианты пиков поместились между основной модой возмущений  $k_1 = 2\pi/L$  и волновым числом Найквиста  $k_{\text{Ny}} = \pi/(L/N^{1/3})$ . Кроме того, основная мода возмущений должна иметь амплитуду не больше 1 при  $z = 8$  (окончание симуляции), что также выполняется для  $L = 5 \text{ Mpc } h^{-1}$ . Начальные условия для моделей задаются при  $z = 1000$  в виде случайной реализации гауссового поля пекулярных скоростей. Положения частиц получаются из скоростей в соответствии с приближенной теорией Зельдовича. При этом для всех моделей используется одинаковая реализация последовательности случайных чисел, что устраняет несистемные различия между моделями. Начальное красное смещение выбиралось из условия, что на этот момент еще хорошо работает приближение Зельдовича для всех моделей, то есть сдвиги частиц от их начальных положений не превышают половины расстояния между соседними частицами. Расчет дальнейшей эволюции выполнен кодом GADGET-2 (Springel, 2005) до красного смещения  $z = 8$ . Гало темной материи были идентифицированы кодом Amiga Halo Finder (Knollmann and Knebe, 2009) с использованием стандартного критерия по плотности.

Общее представление об эволюции распределения материи в расчетах можно получить из рис. 1. На нем показаны заданный начальный спектр мощности возмущений плотности и его изменение со временем для модели k15. Отложенная по оси ординат безразмерная величина  $k^3 P(k)$  характеризует амплитуду возмущений плотности

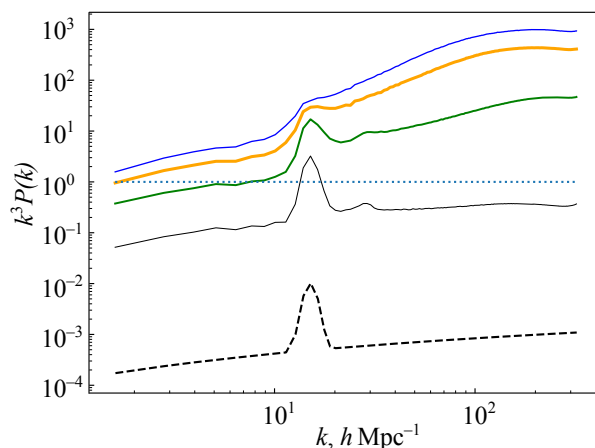


Рис. 1. Спектр мощности возмущений плотности в численной модели k15. Штриховая линия — начальный спектр на  $z = 1000$ . Сплошные линии — на  $z = 50, 18, 11, 8$  (снизу вверх). Пунктирная линия — граница линейных и нелинейных возмущений.

на масштабе  $2\pi/k$ . Возмущения становятся нелинейными, когда эта амплитуда достигает единицы. Впервые в данной численной модели это происходит при  $z \approx 100$  для возмущений с масштабом пика  $k = 15 h \text{ Mpc}^{-1}$ . При  $z = 36$  образуются первые гало с массами  $10^6 - 10^7 M_\odot h^{-1}$ . При  $z = 18$  возникают гало с массой  $10^9 M_\odot h^{-1}$ , что примерно соответствует масштабу пика в спектре, а возмущения с  $k > 10 h \text{ Mpc}^{-1}$  становятся преимущественно нелинейными. При  $z = 8$  возмущения на масштабе размера куба становятся нелинейными, нет смысла продолжать дальнейший счет.

### 3. КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА

В соответствии с предложенной Зельдовичем теорией (Zel'dovich, 1970), космологические возмущения приводят к образованию сети из стенок



(«блинов»), филаментов и пустот между ними. Повышение мощности в некотором диапазоне масштабов приводит к увеличению контраста плотности и более раннему образованию этой структуры на соответствующих масштабах. В модели k7 пик на спектре расположен на линейном масштабе  $0.9 \text{ Мпк } h^{-1}$ , что при  $z = 10$  соответствует угловому масштабу  $5'2$ , и в этой модели можно ожидать проявления наблюдаемых структур из галактик таких размеров. Для сравнения: поле зрения наиболее чувствительной камеры NIRCам на JWST  $2'25 \times 2'25$ , то есть такие масштабы доступны в существующих и планируемых обзорах далеких галактик. Также интересно отметить недавнюю работу Wang et al. (2023), в которой обнаружен филамент размером около 10 Мпк на  $z = 6.6$ , что говорит о том, что исследование крупномасштабной структуры в распределении галактик при больших  $z$  — решаемая задача.

Вид крупномасштабного распределения галактик для моделей с пиком в спектре продемонстрирован на рис. 2. Были отобраны 1000 самых массивных гало из каждой модели. Плотность массивных гало в правой колонке рис. 2 примерно соответствует наблюдаемой в существующих обзорах JWST плотности числа далеких галактик с  $z \geq 10$ : здесь 1.1 галактики на квадратную минуту, в списке из работы Doppan et al. (2023) 0.4 галактики на квадратную минуту, в обзоре из статьи Bradley et al. (2023) 1.1 галактики на квадратную минуту. Однако в реальных обзорах покрывается большой диапазон красных смещений, в то время как на рис. 2 расстояние в глубину картинки всего  $5 \text{ Мпк } h^{-1}$ . Тем не менее на этой иллюстрации хорошо заметно различие между моделями  $\Lambda\text{CDM}$  и k7. При увеличении  $k_0$  различия постепенно пропадают: ячеистая структура, вызванная введением пика, смещается в область масштабов отдельных галактик.

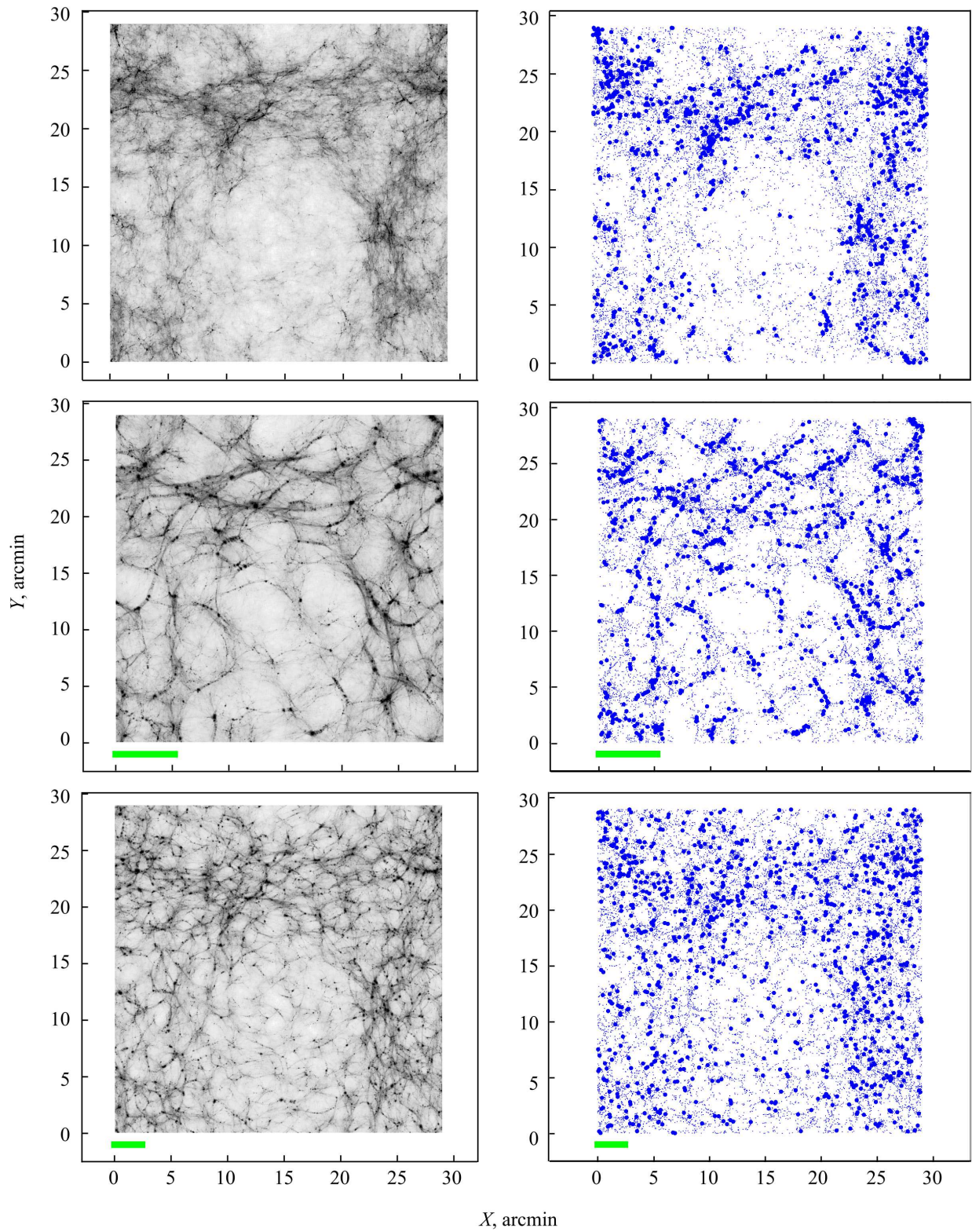
Для разных тестовых объектов введение пиков проявляется по-разному (см. рис. 2). В распределении темной материи во всех моделях с пиками видна характерная рябь на масштабе пика, который для наглядности показан горизонтальной чертой. Однако сама темная материя не наблюдается, поэтому полезно рассмотреть, как эта рябь обнаруживается в распределении гало разных масс (некоторые из гало могут содержать светящиеся объекты). В модели k7 масштаб массы пика  $M_0 = (2\pi/k_0)^3 \rho_m = 6 \times 10^{10} M_\odot h^{-1}$  существенно больше средней массы первых 1000 гало  $10^9 M_\odot h^{-1}$ . Поэтому в модели k7 массивные гало можно рассматривать как тестовые частицы, которые отчетливо показывают рябь из-за пика. В моделях k15 и k30  $M_0 = 6 \times 10^9$  и  $8 \times 10^8 M_\odot h^{-1}$  соответственно, что уже сопоставимо со средней

**Таблица 2.** Средние и медианные значения длин отрезков МПД для выборок 1000 и 3000 самых массивных гало на  $z = 10$  со стандартными ошибками среднего. На рис. 3 показаны функции распределения длин отрезков

Модели	$\langle \ell \rangle,$	$\ell_{\text{med}},$	$\langle \ell \rangle,$	$\ell_{\text{med}},$
	кпк $h^{-1}$	кпк $h^{-1}$	кпк $h^{-1}$	кпк $h^{-1}$
	$N = 1000$		$N = 3000$	
$\Lambda\text{CDM}$	$174 \pm 5$	117	$114 \pm 2$	79
k7	$169 \pm 6$	94	$92 \pm 2$	58
k15	$288 \pm 5$	302	$160 \pm 2$	109
k30	$230 \pm 4$	200	$182 \pm 2$	177
k80	$163 \pm 5$	99	$109 \pm 2$	71

массой гало, показанных на рисунке жирными точками, поэтому распределение этих объектов выглядит размытым. Вместе с тем в распределении гало меньших масс ячейки с масштабом пика прослеживаются. Наконец, в модели k80 массы почти всех гало из первой тысячи превышают масштаб массы пика, поэтому такие гало уже не «чувствуют» наличие пика и их расположение в пространстве практически идентично  $\Lambda\text{CDM}$ . Но пик в модели k80 приводит к образованию большого количества минигало, показанных мелкими точками, число которых заметно выше, чем в  $\Lambda\text{CDM}$ . Учитывая, что проявления пика зависят от выборки объектов, на которые мы смотрим (от их масс), в данной работе анализируются две выборки: первые 1000 и первые 3000 самых массивных гало.

Для количественного описания крупномасштабной структуры мы использовали метод МПД, который выдает несколько характеристик пространственного распределения объектов. Первая такая характеристика — это функция распределения длин отрезков, составляющих дерево,  $P(\ell)$ . Средние и медианные значения длины и их функции распределения для 1000 и 3000 самых массивных гало из рассматриваемых моделей представлены в таблице 2 и на рис. 3. Для большинства моделей, за исключением k15 и k30, функции распределения при  $\ell$  больше некоторого имеют экспоненциальную форму, что соответствует теоретическому ожиданию для крупномасштабной структуры (такое распределение появляется при случайном расположении объектов на одномерных линиях и двумерных плоскостях). Отличие моделей k15 и k30, по-видимому, связано с отмеченным выше «размыванием» крупномасштабной структуры за счет совпадения масштаба гауссового пика с масштабом массы исследуемых гало.



**Рис. 2.** Сверху вниз: крупномасштабная структура в моделях  $\Lambda$ CDM, k7, k15 при  $z = 10$ . Слева: проекция плотности частиц темной материи, справа: гало темной материи. Крупные точки соответствуют 1000 самых массивных гало, мелкие — всем остальным (содержащим более 20 частиц). Горизонтальная черта указывает размер, соответствующий масштабу пика  $k_0$ .



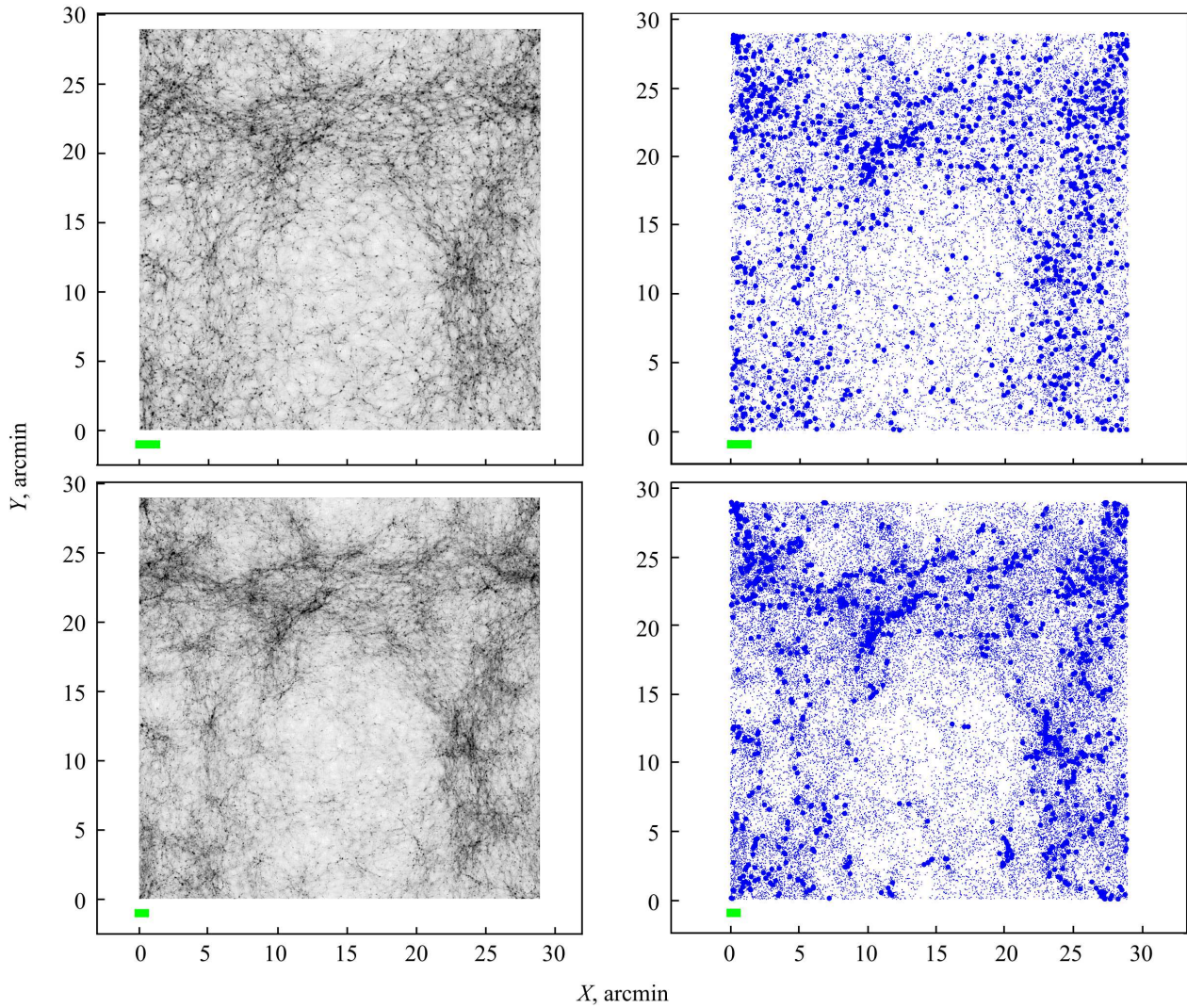


Рис. 2. Продолжение. Для моделей k30, k80.

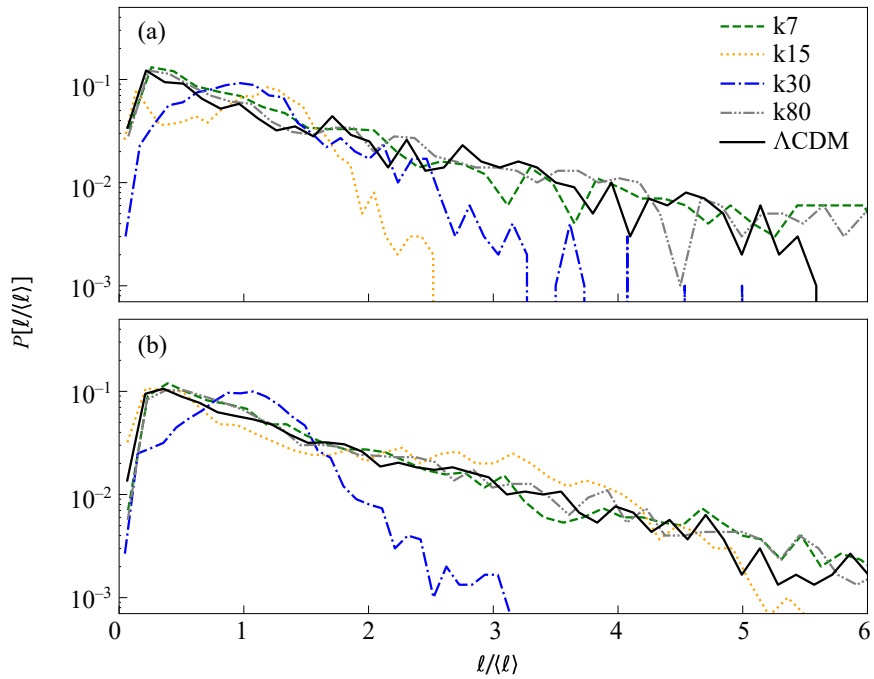
Другой характеристикой, которую можно получить с помощью дерева, является его ветвистость, позволяющая установить долю филаментов в структуре. Для исследования этой величины дерево сначала разбивается на кластеры путем отбрасывания всех отрезков с длиной больше некоторой  $\ell_{\text{thr}}$ , а также удаления всех кластеров, содержащих меньше чем  $M_{\text{thr}}$  объектов. Затем каждый кластер разделяется на «ствол» — набор отрезков, образующий наиболее длинный одноостронный путь по дереву, и «ветки» — отрезки, не попавшие в ствол. Отношение длины ствола  $L_{\text{trunk}}$  к полной длине отрезков данного кластера (ствол + ветки)  $L_{\text{tree}}$  характеризует степень вытянутости кластера (Doroshkevich et al., 2001). Так, филаментарные структуры должны иметь  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} \approx 1$ .

Мы использовали  $\ell_{\text{thr}} = \ell_{\text{med}}$ ,  $M_{\text{thr}} = 5$ . Такой выбор обусловлен тем, что при минимальной массе три и меньше невозможно разделить часть дерева

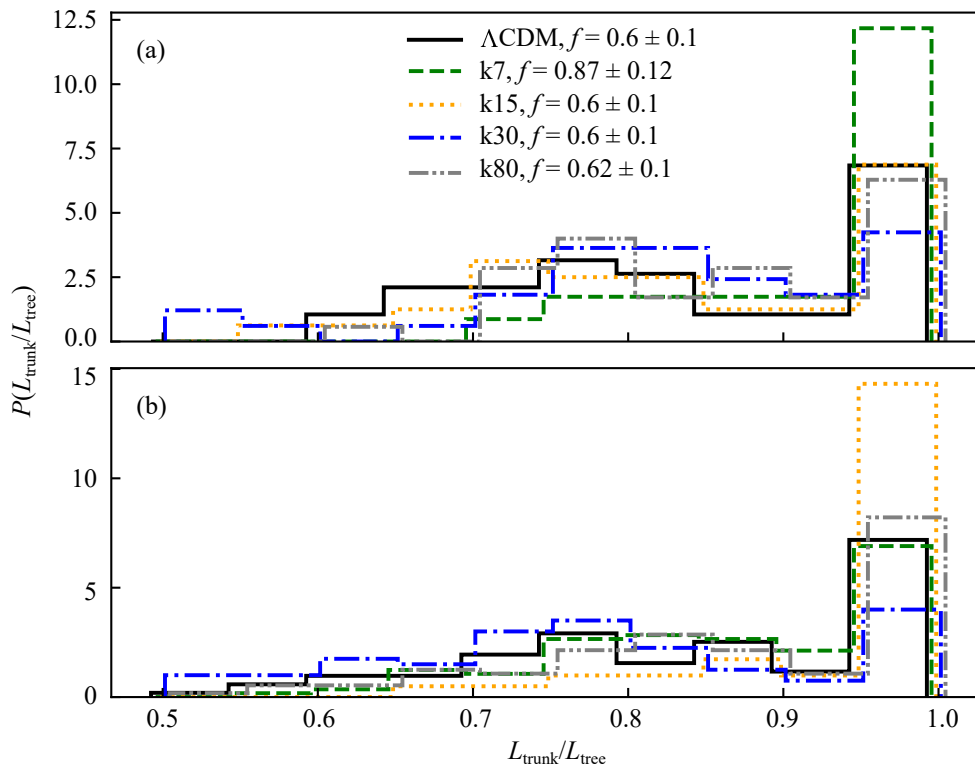
на ствол и ветки, а чем больше масса кластера, тем больше исходных объектов придется исключить из анализа. Пороговая длина влияет на количество кластеров: если она мала, значительная часть объектов выбрасывается из анализа, если она слишком велика, объекты объединяются в один или несколько больших кластеров (происходит перколяция) и бессмысленно говорить о форме таких кластеров. Небольшие изменения пороговых параметров (например,  $M_{\text{thr}} = 6$ ,  $\ell_{\text{thr}} = 1.2 \ell_{\text{med}}$ ) не влияют качественно на полученные нами выводы.

Рассмотрим типичный при нашем критерии кластер с  $M = 5$  точками. Если все они образуют ствол, тогда  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} = 1$ , если же имеется одна ветвь, то  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} = 0.8$ . Поэтому будем называть филаментами кластеры с  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} \geq 0.8$ .

Распределения отношения  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}}$  представлены на рис. 4, в легенде подписана доля



**Рис. 3.** Распределение длин отрезков МПД для выборок 1000 самых массивных гало (а) и 3000 самых массивных гало (б) на  $z = 10$  для пяти космологических моделей. В таблице 2 приведены средние параметры распределений.



**Рис. 4.** Распределение отношений длины «ствола» дерева к полной длине дерева  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}}$  для пяти космологических моделей для выборок из 1000 гало (а) и 3000 гало (б) при  $z = 10$ . Гистограммы немного смещены по горизонтальной оси, чтобы избежать перекрытия линий.



филаментов  $f$  (кластеров с  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} \geq 0.8$ ). Исходя из этих данных, можно сделать следующие выводы: в модели k7 для выборки из 1000 гало и в модели k15 для выборки из 3000 гало наблюдается повышенное число филаментов с  $L_{\text{trunk}}/L_{\text{tree}} > 0.8$  по сравнению с моделью  $\Lambda$ CDM, в модели k30 для выборки 3000 гало — пониженное, а в модели k80 — сопоставимое с  $\Lambda$ CDM. Зависимость результата от выборки гало демонстрирует тот факт, что по распределению гало можно увидеть лишь филаменты крупномасштабной структуры, которые представлены достаточно большим числом гало.

#### 4. СТРОЕНИЕ ГАЛО

В работе Demiański et al. (2023) представлена модель описания гало темной материи и выполнено сравнение гало из численных моделей с наблюдаемыми галактиками. Эта модель характеризует гало двумя параметрами — максимальной круговой скоростью  $v_{\text{max}}$  и параметром плотности  $w$ <sup>1</sup>:

$$v_{\text{max}}^2 = \max \left( \frac{GM(r)}{r} \right), \quad (2)$$

$$w = \frac{v_{\text{max}}}{r_{\text{max}}}. \quad (3)$$

Это описание немного отличается от принятого в литературе по космологическим численным моделям, где вводят две другие характеристики: вириальную массу  $M_v$  и параметр концентрации  $c$  (см., например, Klupin et al., 2011). Описание в терминах  $c$ ,  $M_v$  удобно для симуляций, но в наблюдениях вириальный радиус трудно измерить, так как он находится на периферии гало, где практически нет видимой материи. Кроме того, эти параметры коррелируют друг с другом, поэтому какие-либо селекционные эффекты, воздействующие на один параметр, влияют и на распределение второго параметра. Например, нельзя говорить о распределении параметра концентрации, если мы не оговоримся, о каком диапазоне вириальной массы при этом идет речь.

С точки зрения теории или симуляций эти два описания эквивалентны, так как, задавшись профилем плотности NFW, можно перейти от параметров  $c$ ,  $M_v$  к параметрам  $w$ ,  $v_{\text{max}}$  или наоборот. В работе Demiański et al. (2023) описание  $w$ ,  $v_{\text{max}}$  применялось к наблюдаемым галактикам и было показано, что измеряемые в наблюдениях параметры для типичных галактик при  $z \sim 0$  соответствуют параметрам гало из симуляций, что демонстрирует применимость такого описания для сравнения наблюдений и теории.

Величина  $v_{\text{max}}$  характеризует глубину потенциальной ямы, созданной темным гало, которая, в свою очередь, важна для первых галактик: аккрецирующий на гало газ нагревается до температуры

$$T \approx \frac{\mu m_p v_{\text{max}}^2}{2k_b}, \quad (4)$$

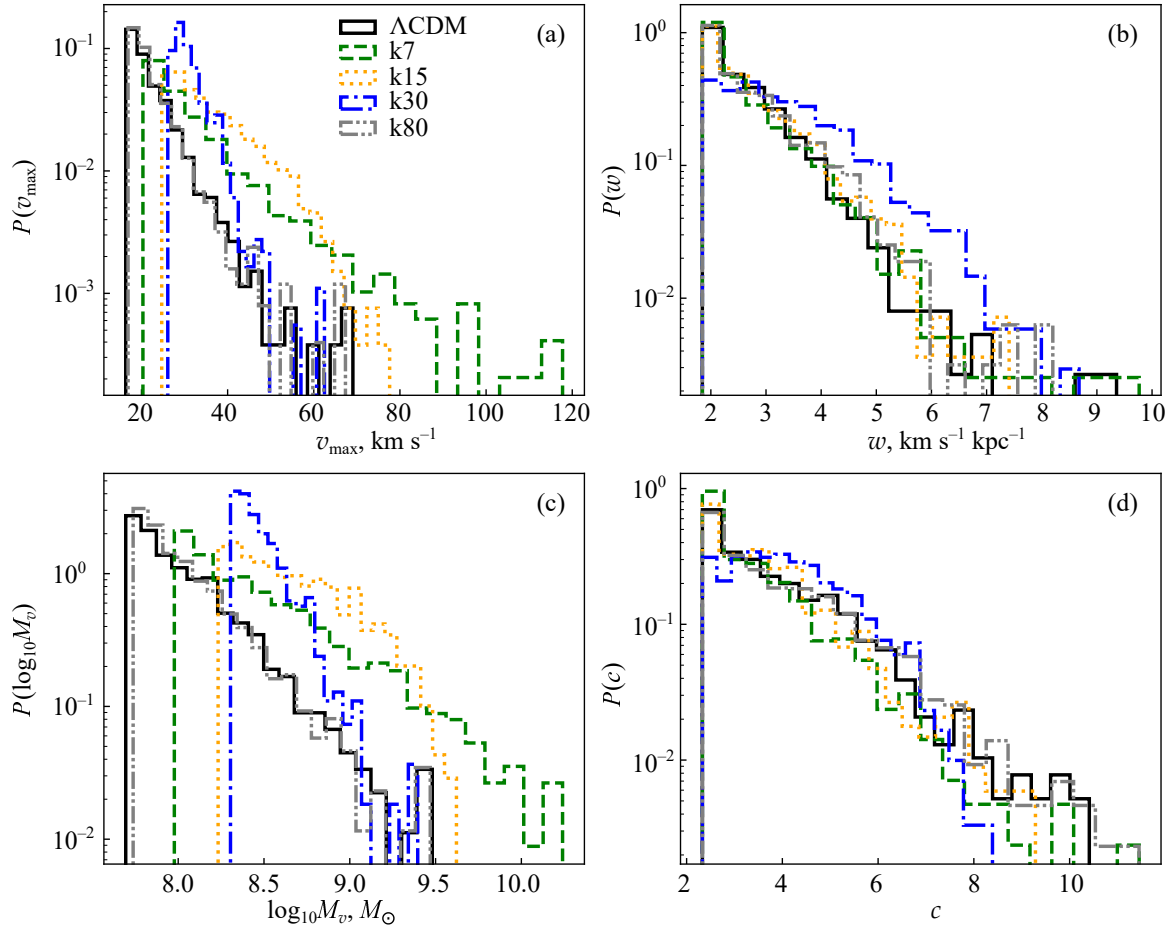
где  $m_p$  — масса протона,  $k_b$  — постоянная Больцмана,  $\mu$  — средний молекулярный вес газа,  $\mu = 1.22$  для нейтрального первичного газа. Если у гало  $v_{\text{max}} > 12 \text{ км с}^{-1}$ , то газ в нем нагреется до  $10^4 \text{ К}$  и ионизируется, что позволит газу эффективно сбрасывать энергию и в результате образовывать звезды (см., например, Haiman et al., 2000; Barkana and Loeb, 2001) Чем больше  $v_{\text{max}}$ , тем сложнее выбросить газ из галактики в результате процессов взрыва сверхновых, следовательно, в гало с большим  $v_{\text{max}}$  остается больше газа для дальнейшего звездообразования и такие гало потенциально могут содержать в себе галактики с большей звездной массой.

Величина  $w$  характеризует плотность материи внутри гало: чем выше эта величина, тем больше плотность. Средняя плотность внутри  $r_{\text{max}}$  равна  $1/4\pi Gw^2$ . Очевидно, что при одинаковом  $v_{\text{max}}$  у двух гало  $w$  будет больше у того, у которого максимум круговой скорости достигается на меньшем радиусе, то есть гало с большими  $w$  более компактны.

Нами были отобраны по 1000 самых массивных гало из каждой нашей численной модели. Гистограммы распределения параметров  $v_{\text{max}}$ ,  $w$ ,  $M_v$ ,  $c$  представлены на рис. 5, а их медианы, средние значения и дисперсии даны в таблице 3. Из этих распределений можно сделать несколько выводов:

1. Во всех моделях рассматриваемые гало имеют  $v_{\text{max}} > 12 \text{ км с}^{-1}$ , а значит, в них могут возникнуть галактики.
2. Модели k7, k15 и k30 демонстрируют превышение скоростей  $v_{\text{max}}$  (а также массы гало  $M_v$ ) по сравнению с  $\Lambda$ CDM. Галактики в этих моделях должны обладать и большими звездными массами, чем в  $\Lambda$ CDM. Если с помощью спектроскопии далеких галактик станет возможно оценить их круговые скорости, это можно будет использовать для проверки моделей с пиком на  $k_0 \leq 15 h \text{ Мпк}^{-1}$ : в таких моделях уже на  $z = 10$  могут встречаться галактики с  $v_{\text{max}} > 100 \text{ км с}^{-1}$ , в то время как в  $\Lambda$ CDM обнаружение таких галактик маловероятно.
3. Распределение параметра  $w$  показывает, что только в модели k30 происходит существенное повышение плотности внутри гало, то есть они в этой модели более компактные, чем в других моделях. Это связано с тем, что масштаб пика

<sup>1</sup>В статье Demiański et al. (2023) величина  $w$  обозначалась буквой  $h$ .



**Рис. 5.** Гистограммы распределения параметров 1000 самых массивных гало при  $z = 10.1$  в пяти численных моделях. Сплошная черная линия — модель  $\Lambda$ CDM, зеленая штриховая — k7, оранжевая пунктирная — k15, синяя штрих-пунктирная — k30, серая штрих-пунктирная — k80. Параметры распределений представлены в таблице 3. Панель (a): максимальная круговая скорость  $v_{\max}$ . Панель (b): параметр плотности гало  $w = v_{\max}/r_{\max}$ . Панель (c): логарифм вириальной массы  $M_v$ . Панель (d): параметр концентрации  $c = r_v/r_s$ .

соответствует типичным массам этих гало: от  $2 \times 10^8$  до  $2 \times 10^9 M_{\odot} h^{-1}$ .

4. В модели k80 параметры гало из рассматриваемой выборки не отличаются от таковых в  $\Lambda$ CDM.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе демонстрируется возможность исследовать мелкомасштабный спектр мощности начальных возмущений плотности по измерениям внутреннего строения и пространственного распределения галактик на больших красных смещениях. Отклонения спектра от стандартного (от модели  $\Lambda$ CDM) задавались в виде гауссианы с переменным положением. В предложенной модели пик в спектре позволяет сформировать плотные комки раньше, чем это происходит в модели  $\Lambda$ CDM, что дает возможность качественно объяснить наблюдения галактик на  $z > 10$  телескопом JWST

(Castellano et al., 2022; Finkelstein et al., 2022; Naidu et al., 2022; Donnan et al., 2023; Labbé et al., 2023), а также, возможно, и популяцию «маленьких красных точек» (англ. little red dot, LRD) (Akins et al., 2024; Matthee et al., 2024). Это компактные и многочисленные объекты на красных смещениях  $z = 3-9$ , чья природа до сих пор не выяснена.

Нами выполнены численные расчеты образования крупномасштабной структуры и гало темной материи для пяти моделей:  $\Lambda$ CDM и четыре модели с положениями пика в спектре мощности при  $k_0 = 7, 15, 30, 80 h \text{ Mpc}^{-1}$ . Амплитуды пиков подбирались исходя из того, что количество возникающих в модели с пиком плотных комков (гало) при больших красных смещениях должно заметно превысить количество гало тех же масс в  $\Lambda$ CDM.

Выборки гало из этих моделей демонстрируют зависимость крупномасштабного распределения объектов от положения пика: для моделей с

**Таблица 3.** Параметры распределений  $v_{\max}$ ,  $w$ ,  $M_v$  и  $c$  при  $z = 10.1$  в исследуемых численных моделях. Распределения показаны на рис. 5

Модель	$\Lambda$ CDM	k7	k15	k30	k80
Медиана $v_{\max}$ , км с <sup>-1</sup>	20.1	27.6	33.7	30.0	20.5
Среднее $v_{\max}$ , км с <sup>-1</sup>	22.2 ± 0.2	31.9 ± 0.4	36.3 ± 0.3	31.2 ± 0.1	22.4 ± 0.2
Дисперсия $v_{\max}$ , км с <sup>-1</sup>	6.3	13.4	9.6	4.2	6.1
Медиана $w$ , $h$ км с <sup>-1</sup> кпк <sup>-1</sup>	2.4	2.3	2.5	3.1	2.5
Среднее $w$ , $h$ км с <sup>-1</sup> кпк <sup>-1</sup>	2.6 ± 0.03	2.6 ± 0.03	2.7 ± 0.03	3.3 ± 0.03	2.7 ± 0.03
Дисперсия $w$ , $h$ км с <sup>-1</sup> кпк <sup>-1</sup>	0.9	1.0	0.9	1.1	0.9
Медиана $M_v$ , $10^8 M_{\odot} h^{-1}$	0.8	2.1	3.9	2.7	0.9
Среднее $M_v$ , $10^8 M_{\odot} h^{-1}$	1.4 ± 0.07	5.7 ± 0.4	6.0 ± 0.2	3.2 ± 0.06	1.4 ± 0.07
Дисперсия $M_v$ , $10^8 M_{\odot} h^{-1}$	2.2	13.4	5.5	1.8	2.1
Медиана $c$	3.4	3.0	3.4	4.0	3.4
Среднее $c$	3.8 ± 0.04	3.4 ± 0.04	3.6 ± 0.04	4.1 ± 0.04	3.9 ± 0.05
Дисперсия $c$	1.4	1.2	1.3	1.2	1.5

$k_0 = 7$  и  $k_0 = 15 h \text{ Мпк}^{-1}$  с помощью метода минимального покрывающего дерева обнаруживается повышенное количество филаментов. Также в модели с  $k_0 = 30 h \text{ Мпк}^{-1}$  заметно отличается распределение длин ветвей дерева от модели  $\Lambda$ CDM и существенно ниже число филаментов в распределении массивных гало.

Модели с  $k_0 = 7, 15, 30 h \text{ Мпк}^{-1}$  демонстрируют повышенные значения максимальной круговой скорости гало ( $v_{\max}$ ) по сравнению с  $\Lambda$ CDM, а также несколько более компактные гало (с большими значениями параметра  $w$ ) в модели с  $k_0 = 30 h \text{ Мпк}^{-1}$ . Модель с  $k_0 = 80 h \text{ Мпк}^{-1}$  по тем параметрам, которые были нами проанализированы, не отличается от модели  $\Lambda$ CDM.

В дальнейшем необходимо перейти от рассмотрения темных гало к моделям галактик, для чего можно использовать как простые полуаналитические модели, так и гидродинамические расчеты со звездообразованием. При наличии каталогов модельных галактик появится шанс построить конусы модельных обзоров для обсерваторий JWST, Миллиметров, SKA, ALMA, учитывающие особенности селекции галактик той или иной обсерваторией. В результате можно будет дать уже предсказания для наблюдений по ожидаемым параметрам крупномасштабной структуры и параметрам галактик для моделей со спектром возмущений  $\Lambda$ CDM и моделей с измененным спектром.

Хотя мы задавали отклонения от модели  $\Lambda$ CDM в виде искажений спектра мощности в диапазоне

$7 < k < 80 h \text{ Мпк}^{-1}$ , что соответствует масштабам  $\lambda = 2\pi/k = 0.08\text{--}0.9 \text{ Мпк } h^{-1}$ , это не единственный возможный способ задавать дополнительные мелкомасштабные возмущения в том же диапазоне масштабов. Если отказаться от требования гауссовости начальных возмущений в малых масштабах, их можно задавать в виде отдельных пиков плотности (возмущения в  $r$ -пространстве, а не в  $k$ -пространстве). Можно ожидать, что при размерах пиков в диапазоне  $0.1\text{--}1 \text{ Мпк } h^{-1}$  они будут способны образовать галактики и сверхмассивные черные дыры раньше, чем в модели  $\Lambda$ CDM (в зависимости от амплитуды пиков). Подобные модели также могут быть исследованы на проверяемость их наблюдениями с помощью численных моделей.

## БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Т. И. Ларченковой за моральную поддержку и Д. И. Новикову за ценные обсуждения.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке проекта ФИАН ННГ 41-2020.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. N. Aghanim et al. (Planck Collab.), *Astron. and Astrophys.* **641**, id. A6 (2020). DOI:10.1051/0004-6361/201833910
2. H. B. Akins, C. M. Casey, E. Lambrides, et al., arXiv e-prints astro-ph:2406.10341 (2024). DOI:10.48550/arXiv.2406.10341
3. A. Albrecht and P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **48** (17), 1220 (1982). DOI:10.1016/0370-2693(82)91219-9
4. K. Ando, M. Kawasaki, and H. Nakatsuka, *Phys. Rev. D* **98** (8), id. 083508 (2018). DOI:10.1103/PhysRevD.98.083508
5. R. Barkana and A. Loeb, *Physics Reports* **349** (2), 125 (2001). DOI:10.1016/S0370-1573(01)00019-9
6. J. D. Barrow, S. P. Bhavsar, and D. H. Sonoda, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **216**, 17 (1985). DOI:10.1093/mnras/216.1.17
7. P. Behroozi and J. Silk, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **477** (4), 5382 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty945
8. M. Boylan-Kolchin, *Nature Astronomy* **7**, 731 (2023). DOI:10.1038/s41550-023-01937-7
9. L. D. Bradley, D. Coe, G. Brammer, et al., *Astrophys. J.* **955** (1), id. 13 (2023). DOI:10.3847/1538-4357/acecfe
10. G. L. Bryan and M. L. Norman, *Astrophys. J.* **495** (1), 80 (1998). DOI:10.1086/305262
11. M. Castellano, A. Fontana, T. Treu, et al., *Astrophys. J.* **938** (2), id. L15 (2022). DOI:10.3847/2041-8213/ac94d0
12. S. Chabanier, M. Millea, and N. Palanque-Delabrouille, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **489** (2), 2247 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz2310
13. Y. Chen, H. J. Mo, and K. Wang, arXiv e-prints astro-ph:2304.13890 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2304.13890
14. M. Demiański, A. Doroshkevich, T. Larchenkova, and S. Pilipenko, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **525** (2), 1922 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad2349
15. M. Demiański, A. Doroshkevich, S. Pilipenko, and S. Gottlöber, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (3), 1813 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.18265.x
16. M. Demiański and A. G. Doroshkevich, *Astron. and Astrophys.* **422**, 423 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20040158
17. G. Despali, C. Giocoli, R. E. Angulo, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456** (3), 2486 (2016). DOI:10.1093/mnras/stv2842
18. C. T. Donnan, D. J. McLeod, J. S. Dunlop, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **518** (4), 6011 (2023). DOI:10.1093/mnras/stac3472
19. A. Doroshkevich, D. L. Tucker, S. Allam, and M. J. Way, *Astron. and Astrophys.* **418**, 7 (2004). DOI:10.1051/0004-6361:20031780
20. A. G. Doroshkevich, *Astrophysics* **6** (4), 320 (1970). DOI:10.1007/BF01001625
21. A. G. Doroshkevich, D. L. Tucker, R. Fong, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **322** (2), 369 (2001). DOI:10.1046/j.1365-8711.2001.04121.x
22. S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, P. A. Haro, et al., *Astrophys. J.* **940** (2), id. L55 (2022). DOI:10.3847/2041-8213/ac966e
23. J. García-Bellido, A. Linde, and D. Wands, *Phys. Rev. D* **54** (10), 6040 (1996). DOI:10.1103/PhysRevD.54.6040
24. S. Giodini, D. Pierini, A. Finoguenov, et al., *Astrophys. J.* **703** (1), 982 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/703/1/982
25. R. Gopal and S. K. Sethi, *Journal of Astrophysics and Astronomy* **24**, 51 (2003). DOI:10.1007/BF02702312
26. Z. Haiman, T. Abel, and M. J. Rees, *Astrophys. J.* **534** (1), 11 (2000). DOI:10.1086/308723
27. K. Inomata, M. Braglia, and X. Chen, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2023** (4), id. 011 (2023). DOI:10.1088/1475-7516/2023/04/011
28. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov, *Phys. Rev. D* **50** (12), 7173 (1994). DOI:10.1103/PhysRevD.50.7173
29. T. Kahniashvili, A. G. Tevzadze, S. K. Sethi, et al., *Phys. Rev. D* **82** (8), id. 083005 (2010). DOI:10.1103/PhysRevD.82.083005
30. M. Kawasaki, N. Sugiyama, and T. Yanagida, *Phys. Rev. D* **57** (10), 6050 (1998). DOI:10.1103/PhysRevD.57.6050
31. E.-J. Kim, A. V. Olinto, and R. Rosner, *Astrophys. J.* **468**, 28 (1996). DOI:10.1086/177667
32. A. A. Klypin, S. Trujillo-Gomez, and J. Primack, *Astrophys. J.* **740** (2), 102 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/740/2/102
33. A. Knebe, R. R. Islam, and J. Silk, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **326** (1), 109 (2001). DOI:10.1046/j.1365-8711.2001.04569.x
34. S. R. Knollmann and A. Knebe, *Astrophys. J. Suppl.* **182** (2), 608 (2009). DOI:10.1088/0067-0049/182/2/608
35. I. Labbè, P. van Dokkum, E. Nelson, et al., *Nature* **616** (7956), 266 (2023). DOI:10.1038/s41586-023-05786-2
36. A. D. Linde, *Physics Letters B* **108** (6), 389 (1982). DOI:10.1016/0370-2693(82)91219-9
37. C. C. Lovell, I. Harrison, Y. Harikane, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **518** (2), 2511 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac3224
38. J. Matthee, R. P. Naidu, G. Brammer, et al., *Astrophys. J.* **963** (2), id. 129 (2024). DOI:10.3847/1538-4357/ad2345
39. R. P. Naidu, P. A. Oesch, P. van Dokkum, et al., *Astrophys. J.* **940** (1), id. L14 (2022). DOI:10.3847/2041-8213/ac9b22
40. H. Padmanabhan and A. Loeb, *Astrophys. J.* **953** (1), id. L4 (2023). DOI:10.3847/2041-8213/acea7a

41. K. L. Pandey and S. K. Sethi, *Astrophys. J.* **762** (1), article id. 15 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/762/1/15
42. P. Parashari and R. Laha, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **526** (1), L63 (2023). DOI:10.1093/mnrasl/slad107
43. F. Prada, P. Behroozi, T. Ishiyama, et al., arXiv e-prints astro-ph:2304.11911 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2304.11911
44. W. H. Press and P. Schechter, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974). DOI:10.1086/152650
45. P. Ralegankar, M. Pavičević, and M. Viel, arXiv e-prints astro-ph:2402.14079 (2024). DOI:10.48550/arXiv.2402.14079
46. X. Shen, M. Vogelsberger, M. Boylan-Kolchin, et al., arXiv e-prints astro-ph:2305.05679 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2305.05679
47. R. K. Sheth and G. Tormen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **308** (1), 119 (1999). DOI:10.1046/j.1365-8711.1999.02692.x
48. H. Sletmoen and H. A. Winther, arXiv e-prints astro-ph:2403.03786 (2024). DOI:10.48550/arXiv.2403.03786
49. V. Springel, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **364**, 1105 (2005). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.09655.x
50. M. V. Tkachev, S. V. Pilipenko, E. V. Mikheeva, and V. N. Lukash, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **527** (1), 1381 (2024). DOI:10.1093/mnras/stad3279
51. F. Wang, J. Yang, J. F. Hennawi, et al., *Astrophys. J.* **951** (1), id. L4 (2023). DOI:10.3847/2041-8213/accd6f
52. M. Xiao, P. Oesch, D. Elbaz, et al., arXiv e-prints astro-ph:2309.02492 (2023). DOI:10.48550/arXiv.2309.02492
53. Y. B. Zel'dovich, *Astron. and Astrophys.* **5**, 84 (1970).

## Galaxies at $z \gtrsim 10$ and New Opportunities for Testing Cosmological Models

S. V. Pilipenko<sup>1</sup>, S. A. Drozdov<sup>1</sup>, M. V. Tkachev<sup>1</sup>, A. G. Doroshkevich<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

<sup>2</sup>National Research Centre Kurchatov Institute, Moscow, 123182 Russia

The initial power spectrum of density perturbations, generated during the inflationary epoch, is now constrained by observations on scales of  $\lambda > 5$  Mpc and has a power-law form. The peculiarities of the inflationary process can lead to the appearance of non-power-law contributions to this spectrum, such as peaks. The exact size and shape of the peak cannot be predicted in advance. In this paper, we propose methods for searching for such peaks in the region of the spectrum with  $\lambda < 5$  Mpc. Perturbations on these scales enter the nonlinear stage at  $z \gtrsim 10$ , which is now becoming accessible to observations. Our studies of numerical models of the large-scale structure with peaks in the initial spectrum have shown that spectral features on scales of  $\lambda > 0.1$  Mpc manifest in the clustering of galaxies, as well as affect their mass function, sizes, and density. Studying these characteristics of distant galaxies will allow us to constrain cosmological models with peaks.

Keywords: (*cosmology*;) large scale structure—galaxies: high redshifts