

# Свойства центральных областей гало темной материи в модели с бампом в спектре мощности возмущений плотности

Ю. Н. Ерошенко<sup>+1)</sup>, В. Н. Лукаш<sup>\*1)</sup>, Е. В. Михеева<sup>\*1)</sup>, С. В. Пилипенко<sup>\*1)</sup>, М. В. Ткачев<sup>\*1)</sup>

<sup>+</sup>Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Астрокосмический центр ФИАН, 117997 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 мая 2024 г.

После переработки 20 мая 2024 г.

Принята к публикации 17 июня 2024 г.

Телескопом им. Дж. Уэбба было обнаружено неожиданно большое число галактик с массами  $\sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$  на красных смещениях  $z \geq 9$ . Возможным объяснением повышения функции масс может служить наличие локального максимума (бампа) в спектре мощности возмущений плотности на соответствующем масштабе. В данной работе мы отмечаем, что одновременно с ростом функции масс, галактики из области бампа должны иметь большую плотность (компактность) по сравнению с космологическими моделями без бампа. Эти более компактные галактики частично вошли в состав больших галактик и подверглись приливному гравитационному разрушению. Они в меньшей степени, чем “обычные” галактики той же массы, поддавались разрушению, и часть из них могли дожить до  $z = 0$  и сохраниться на периферии некоторых галактик. Мы провели численное моделирование образования и эволюции компактных гало в кубе  $(47 \text{ Мпк})^3$  с  $(1024)^3$  частиц темной материи в диапазоне красных смещений от 120 до 0 и обсудили наблюдательные следствия наличия таких галактик в современной Вселенной.

DOI: 10.31857/S1234567824140027, EDN: CEGGVE

**1. Введение.** Телескоп им. Дж. Уэбба открыл новые возможности в исследовании эволюции Вселенной, позволив наблюдать первые галактики и квазары в конце так называемой эпохи “темных веков”, длящейся от рекомбинации до реионизации водорода. На красных смещениях  $z > 9$  телескопом им. Дж. Уэбба было обнаружено неожиданно большое количество галактик с массами  $\sim 10^9 - 10^{10} M_\odot$  (см. [1–5]) – заметно больше, чем предсказывает стандартная космологическая  $\Lambda$ CDM-модель [6]. Среди положений стандартной модели – степенной спектр первичных возмущений плотности, наклон и амплитуда которого определяются по наблюдениям анизотропии реликтового излучения и по обилию галактик (нормировка на  $\sigma_8$ ). При этом на малых масштабах, с сопутствующим волновым числом  $k > 1 \text{ Мпк}^{-1}$ , спектр возмущений плотности определен в меньшей степени [7]. Одной из возможностей объяснить наблюдаемый избыток галактик является гипотеза о нестепенной форме начального спектра возмущений, например, с дополнительным максимумом или бампом [8, 9]. Такой бамп может быть следствием наличия в потенциале инфлатона упло-

щенного участка [10, 11] или быть результатом других физических процессов в ранней Вселенной (см. обзор [12]).

Наличие бампа означает, что галактики с массами, соответствующими положению бампа, образовались раньше, чем это происходило бы в модели без бампа. В свою очередь, более раннее образование галактик приводит к тому, что они имеют большую плотность<sup>2)</sup> и более компактны. Таким образом, при наличии бампа в спектре возмущений плотности во Вселенной должен существовать отдельный класс галактик, которые мы будем называть компактными галактиками (КГ), чтобы отличать их от “обычных” галактик с такими же массами. Целью данной работы является исследование наблюдательных следствий наличия во Вселенной КГ. В отличие от предыдущих работ [9, 14], ориентированных на большие  $z$ , в данной работе внимание акцентируется на свойствах КГ при  $z = 0$ . Для решения поставленной задачи нами был выполнен ряд аналитических расчетов и проведено численное моделирование образования

<sup>1)</sup>e-mail: eroshenko@inr.ac.ru; lukash@asc.rssi.ru; helen@asc.rssi.ru; spilipenko@asc.rssi.ru; mtkachev@asc.rssi.ru

<sup>2)</sup>В модели сферического коллапса средняя плотность формирующихся объектов превышает среднюю плотность Вселенной на момент их образования в  $\kappa = 18\pi^2$  раз (см., например, [13]).

и эволюции КГ в кубе  $(47 \text{ Мпк})^3$  (что эквивалентно  $(32 h^{-1} \text{ Мпк})^3$ ) с числом частиц  $(1024)^3$  в диапазоне красных смещений от 120 до 0.

Теория не предсказывает конкретных параметров бампа, они могут варьироваться в широких пределах. В [9, 14] был рассмотрен ряд таких моделей и показано, что модели, в которых бамп имеет характерное волновое число  $k_0 = 4\text{--}20 \text{ Мпк}^{-1}$ , демонстрируют заметные отличия от  $\Lambda\text{CDM}$  на больших красных смещениях в функции масс и пространственном распределении галактик. В работе [9] предпочтение было отдано модели под названием *gauss\_1* с положением бампа на  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$ , так как она лучше других позволяет объяснить наблюдения массивных галактик на  $z > 10$  телескопом им. Дж. Уэбба.

При наличии бампа иерархическое сгущивание темной материи (ТМ) протекает иначе, чем это происходит в модели без бампа. На каждом красном смещении более массивных галактик в модели с бампом больше. Поэтому есть хорошие шансы выделить в наблюдательных данных класс КГ, генетически связанных с бампом. По этой причине, а также потому, что бамп с таким сравнительно небольшим  $k_0$  требует умеренного численного разрешения, мы выбрали эту модель как основную для выполнения численных расчетов. Аналитическая оценка функции масс Пресса–Шехтера [15], подтверждаемая с хорошей точностью прямым численным моделированием, показывает, что среднее расстояние между КГ для модели *gauss\_1* из [9] составляет  $\sim 1 \text{ Мпк}$ . Такой же порядок величины имеет расстояние от нас до ближайшей КГ. В данной работе также рассмотрена судьба КГ, вошедших в состав других галактик.

Одним из перспективных направлений в поиске КГ является регистрация сигналов от аннигиляции частиц ТМ в КГ. Поиск аннигиляционного излучения из центра Галактики и других галактик является активной областью современных исследований. Гамма-излучение от галактики М31 в наблюдениях Fermi-LAT в диапазоне 0.3–100 ГэВ было выделено в работе [16] с достоверностью  $4.7\sigma$  (см. также [17, 18]). Это излучение может создаваться космическими лучами, но аннигиляционная природа сигнала также возможна. В работе [19] было показано, что для детектирования гамма-излучения от галактики М87 и близких карликовых сфероидов не хватает примерно порядка величины в отношении сигнал–шум. КГ имеют плотности, в среднем, в 3.4 раза больше, чем обычные галактики, поэтому аннигиляционный сигнал от них, пропорциональный квадрату плотности, в  $\sim 11$  раз больше. В связи с этим, в данной работе мы рассмотрели вопрос о перспективе наблюдения

КГ в гамма-диапазоне при благоприятных свойствах частиц ТМ.

Все аналитические и численные расчеты были выполнены для космологической модели с параметрами  $\Omega_m = 0.31$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.69$ ,  $\Omega_b = 0.048$ ,  $h = 0.67$ ,  $n_s = 0.96$  (см. [20]).

**2. Формирование гало в модели с бампом.** Следуя [9], рассмотрим спектр возмущений плотности, являющийся произведением стандартного спектра  $\Lambda\text{CDM}$ -модели и дополнительного фактора в виде гауссова бампа

$$1 + A \cdot \exp\left(-\frac{(\log(k) - \log(k_0))^2}{\sigma_k^2}\right), \quad (1)$$

где  $A = 20$ ,  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\sigma_k = 0.1$  (модель *gauss\_1*). Среднеквадратичная амплитуда  $\sigma_0(R)$  относительного возмущения поля плотности  $\delta \equiv \delta\rho/\rho$  при  $z = 0$  ( $t = t_0$ ), сглаженного на масштабе  $R$ , выражается через спектр мощности  $P(k)$  следующим образом:

$$\sigma_0^2(R) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(kR) dk, \quad (2)$$

где  $W(x)$  – “окно” сглаживания. Если относительное возмущение плотности, экстраполированное к  $t_0$  по линейной теории роста возмущений, равно  $\delta_0$ , то высота пика определяется как  $\nu = \delta_0/\sigma_0$ . Рисунок 1 иллюстрирует отношение дисперсий для спектров с бампом и для стандартной  $\Lambda\text{CDM}$ -модели. Для *gauss\_1* (сплошная черная линия) это отношение достигает 1.5.

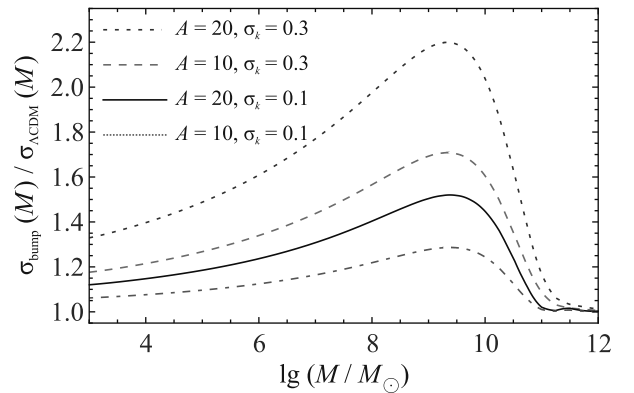


Рис. 1. (Цветной онлайн) Отношение дисперсий возмущений плотности моделей с бампом на  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$  и разных  $A$  и  $\sigma_k$ , см. (1) и (2), и стандартной  $\Lambda\text{CDM}$ -модели

В модели сферического коллапса условие формирования гало (галактики) из пика высотой  $\nu$  имеет вид

$$\nu\sigma_0 D(z) = \delta_c, \quad (3)$$

где  $\delta_c = 3(12\pi)^{2/3}/20 \simeq 1.686$ , а фактор роста возмущений плотности нормирован так, что  $D(0) = 1$ . Для заданных  $M$  и  $\nu$  можно найти красное смещение  $z$ , при котором происходит формирование гало. Эти  $z$  показаны на рис. 2. Наиболее многочисленны объекты с  $\nu \sim 1$ , однако галактики, по-видимому, связаны с возмущениями с  $\nu \sim 2$  [21]. Видно, что среднее значение  $1 + z$ , при котором происходит формирование галактик в области бампа, по сравнению с космологической моделью без бампа увеличивается примерно в 1.5 раза, а его средняя плотность

$$\bar{\rho}_s = \kappa \rho_m \Omega_m (1 + z)^3 \quad (4)$$

возрастет в  $1.5^3 = 3.4$  раз, где  $\kappa = 18\pi^2$ . Тем самым, в области бампа сформируется новый класс компактных галактик. Вириальный радиус КГ

$$R = \left( \frac{3M}{4\pi\bar{\rho}_s} \right)^{1/3} \quad (5)$$

в 1.5 раз меньше, чем у галактик с той же массой из области вне бампа, т.е. КГ в среднем компактнее.

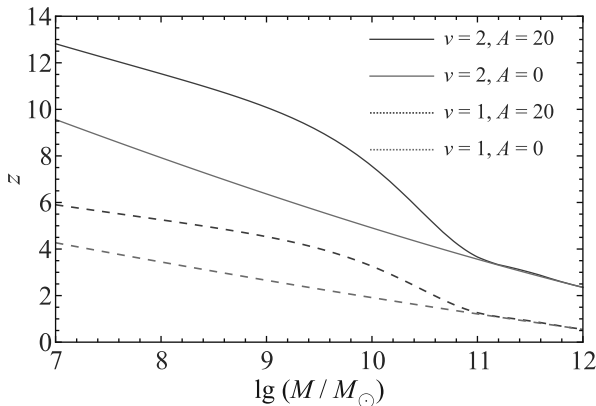


Рис. 2. (Цветной онлайн) Красное смещение, при котором происходит формирование гравитационно-связанных гало с массой  $M$ , для степенного спектра, т.е. при  $A = 0$ , (зеленые кривые), и для спектра с бампом  $A = 20$  (красные кривые) в случае пиков плотности с высотами  $\nu = 1$  (штрихованные кривые) и  $\nu = 2$  (сплошные кривые). Другие параметры бампа  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$  и  $\sigma_k = 0.1$ .

**3. Компактные галактики, не вошедшие в состав других галактик.** Для исследования эволюции ТМ были выполнены два численных моделирования методом N-тел в кубе с объемом  $(47 \text{ Мпк})^3$ , по  $1024^3$  частиц в каждом. Одна симуляция соответствовала модели *gauss\_1*, вторая — стандартной  $\Lambda\text{CDM}$  модели. Размер куба и число частиц является результатом компромисса между высоким разреше-

нием (частота Найквиста должна существенно превышать масштаб бампа  $k_0$ , и КГ должны содержать минимум несколько сотен частиц) и большим размером куба, с тем, чтобы основная мода возмущений (с длиной волны, равной стороне куба) не выходила на нелинейный режим при  $z = 0$ .

Начальные условия для симуляций были созданы на  $z = 120$  при помощи общедоступного кода *ginnungagap*<sup>3)</sup>, спектр мощности материи определялся для каждой симуляции отдельно. Для стандартной  $\Lambda\text{CDM}$ -модели он генерировался с помощью общедоступного кода CLASS [22], а для модели с бампом — с применением функции (1). Для моделирования эволюции поля плотности был использован код *GADGET-2*<sup>4)</sup> [23], который широко применяется для моделирования эволюции структуры Вселенной. Всего было сохранено 62 “мгновенных снимка” для каждой симуляции на интервалах красных смещений от  $z = 25$  до  $z = 0$ . Анализ гало проводился с помощью кода *Rockstar*<sup>5)</sup> [24]. Полученная карта проекции плотности ТМ показана на рис. 3.

Найденная в моделировании функция масс гало, не вошедших в состав более массивных гало к красным смещениям  $z = 0$  и  $z = 10$ , в моделях с бампом и без бампа показана на рис. 4. Как уже было отмечено в работе [9], наличие бампа в спектре возмущений приводит к повышению плотности числа галактик на  $z = 10$ .

С теоретической точки зрения плотность числа независимых гало (не входящих в состав более массивных объектов) в момент  $t$  определяется формулой Пресса–Шехтера [13]

$$\frac{dn}{dM} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}(z)}{M} \frac{\delta_c}{D(z)\sigma_0^2} \left| \frac{d\sigma_0}{dM} \right| \exp \left[ -\frac{\delta_c^2}{2D(z)^2\sigma_0^2} \right], \quad (6)$$

где  $\bar{\rho}(z)$  — средняя плотность ТМ. Сравнение (6) с результатами численного моделирования, показанное на рис. 4, демонстрирует отличное согласие на  $z = 0$  и 10. Это дает основание полагать, что и современная функция масс гало на  $z = 0$  хорошо воспроизводится формализмом Пресса–Шехтера.

Полагая, что выражение (6) адекватно описывает современные КГ в модели с бампом, получаем, что для гало с массами  $M \sim 10^9 M_\odot$  плотность числа КГ в одном логарифмическом интервале масс  $\Delta \ln M \sim 1$  составляет  $\sim 0.46 \text{ Мпк}^{-3}$ . Тогда среднее

<sup>3)</sup> <https://github.com/ginnungagapgroup/ginnungagap>.

<sup>4)</sup> <http://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/volker/gadget/>.

<sup>5)</sup> <https://bitbucket.org/gfcstanford/rockstar>.

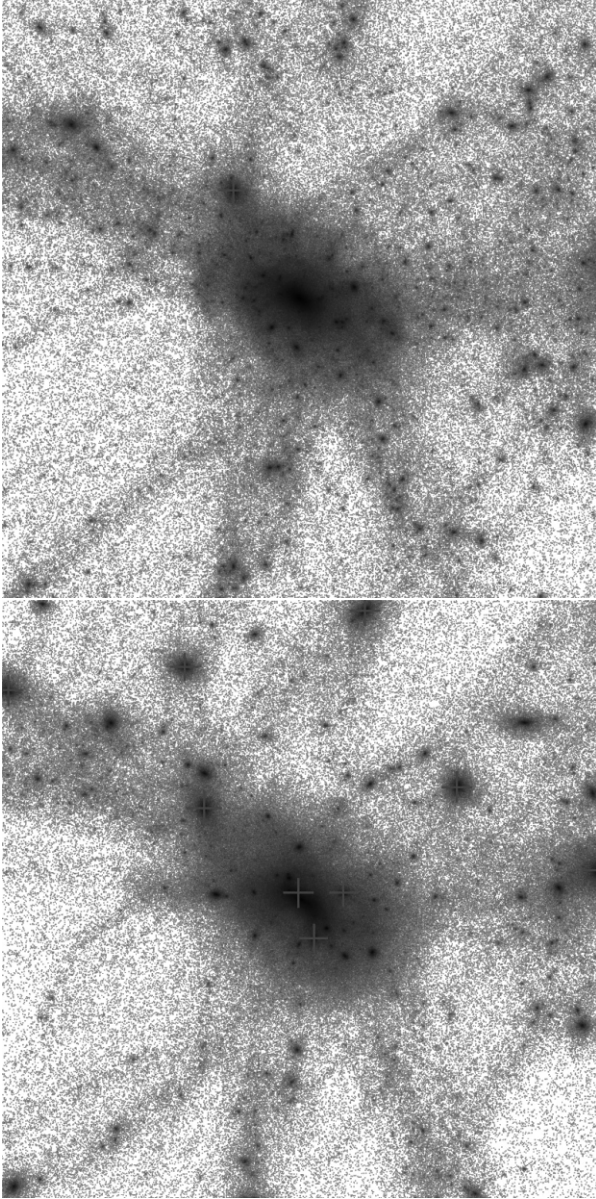


Рис. 3. (Цветной онлайн) Карта проекции плотности ТМ в численной модели в кубе со стороной 2 Мпк с центром на гало массой  $10^{12} M_{\odot}$ . Сверху: модель  $\Lambda$ CDM; снизу: модель с бампом. Крестиками показаны КГ, найденные по критерию вириальной массы  $2 \times 10^{10} < M < 10^{11} M_{\odot}$

расстояние между соседними КГ можно оценить следующим образом

$$\bar{l} = (\bar{n})^{-1/3} \simeq 1.3 \text{ Мпк.} \quad (7)$$

Это расстояние по порядку равно расстоянию от нас до ближайшей КГ. Таким образом, на масштабе Местной Группы галактик можно ожидать  $\sim 1$  КГ, не вошедшую в состав более массивных вириализован-

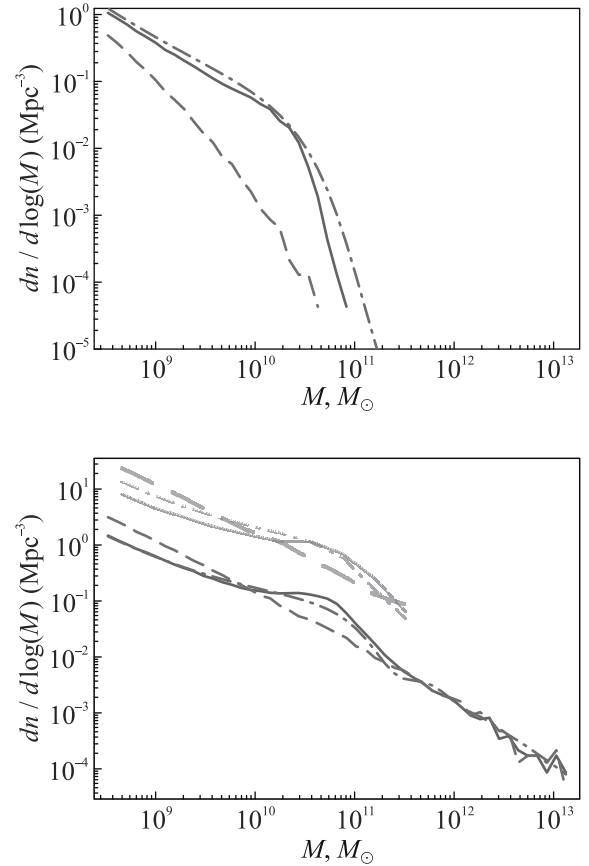


Рис. 4. (Цветной онлайн) Дифференциальные функции масс для моделей с разными спектрами мощности “в среднем” и в окрестности массивных гало (сверху: при  $z = 10$ , снизу: при  $z = 0$ ). Тонкая сплошная линия – из численной модели для модели с бампом ( $A = 20$ ), тонкая штриховая линия – для модели  $\Lambda$ CDM. Штрих-пунктирная линия – приближение Пресса-Шехтера для модели с бампом. Жирные линии – для моделей с бампом и без бампа в сферах радиусом 1 Мпк вокруг всех гало массами вблизи  $10^{12} M_{\odot}$ . В приближении Пресса-Шехтера для окрестностей гало (жирная штрих-пунктирная линия) функция масс умножена на 12

ных гало, хотя Местная Группа сама по себе является гравитационно связанной.

Массивные галактики, подобные нашей, как правило, образуются в элементах крупномасштабной структуры со сравнительно высокой плотностью, т.е. в “стенках” и “филаментах”. В этих местах плотность числа маломассивных гало может существенно отличаться от средней по Вселенной (см., например, [25, 26]). Для проверки эффекта “подложки” мы выделили все гало в симуляции в интервале масс  $(0.9 - 1.1) \times 10^{12} M_{\odot}$  – их оказалось 19 – и все менее массивные гало в сферах радиусом 1 Мпк вокруг

центров этих массивных гало. Их функции масс также показаны на рис. 4. Проведенное численное моделирование дает на порядок большее число КГ в пределах 1 Мпк от центра нашей Галактики. Часть этих КГ, вероятно, вошли в состав гало больших галактик и были разрушены приливными гравитационными силами. Отметим, что проблема перепроизводства гало в численном моделировании известна давно и в стандартной  $\Lambda$ CDM модели.

**4. Аннигиляция ТМ в компактных гало ТМ.** Физическая природа ТМ во Вселенной пока остается неизвестной. В рамках одной из существующих моделей частицы ТМ это “вимпы”, например, нейтралино – легчайшие суперсимметричные частицы. Полагая, что частицы ТМ способны аннигилировать, и их масса  $m$  соответствует гамма-диапазону аннигиляционных фотонов, рассмотрим вопрос о том, насколько наличие бампа в спектре возмущений плотности способствует наблюдению аннигиляционного гамма-излучения от ближайших КГ.

Перспективным инструментом для регистрации аннигиляционного излучения от отдельных объектов являются атмосферные черенковские детекторы [27]. Они имеют хорошее пространственное разрешение, а наблюдение относительно высоких энергий позволяет с уверенностью исключать гамма-фон, быстро спадающий с ростом энергии. Далее мы следуем методу расчета, предложенному в работе [19] (см. Приложение).

Рассмотрим четыре значения масс  $m = 0.1, 1, 10$  и  $100$  ТэВ, и для каждой массы рассчитываем число фотонов  $N_\gamma$  над порогом регистрации в трех случаях, когда  $E^{\text{th}} = 50, 100$  и  $250$  ГэВ. В качестве сечения аннигиляции во всех случаях используем тепловое сечение  $\langle\sigma v\rangle = 3 \times 10^{-26} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ . Три максимальных отношения  $S/N$  из указанных 10 наборов параметров показаны на рис. 5 для  $A_{\text{eff}}T = 0.01 \text{ км}^2 \text{ год}^{-1}$ .

Отметим, что в [19] для профиля плотности гало ТМ в галактике М87 используются данные по параметрам газа, находящегося в гидростатическом равновесии, а для профиля плотности карликовых сфероидов применяется профиль Кинга с ядром. В результате, в зависимости  $S/N$  от  $\theta$  имеется максимум при  $\theta > 0$ . В наших расчетах для профиля плотности КГ был использован профиль Наварро–Френка–Уайта, для которого максимальный аннигиляционный поток идет от центра гало. В связи с этим, зависимость  $S/N$  от  $\theta$  у нас получается монотонно спадающей с ростом  $\theta$ .

Для достаточно надежной регистрации требуется  $S/N \geq 3$ , однако, как видно из рис. 5, в рассмотренных типичных случаях это отношение на порядок

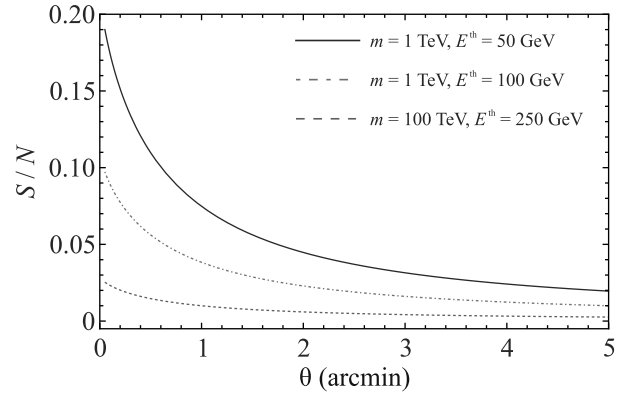


Рис. 5. (Цветной онлайн) Отношение сигнал/шум при наблюдении с расстояния 1 Мпк КГ, родившейся из возмущения с  $\nu = 2$ , в зависимости от углового расстояния от центра КГ для различным масс частиц ТМ  $m$  и различных порогов регистрации черенковского детектора  $E^{\text{th}}$ . Для КГ предполагается профиль плотности Наварро–Френка–Уайта, и масштаб  $r_c$  в профиле плотности соответствует угловому радиусу  $2.2'$

меньше даже для центральной части КГ, которую можно было бы различить с помощью современных гамма-телескопов. Тем самым, мы приходим к выводу, что несмотря на увеличенный в 11.4 раза поток гамма-излучения, КГ не будут выделяться на небе как яркие гамма-источники из-за их большой удаленности.

Следует заметить, что наличие бампа в спектре мощности при  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$  приводит к росту  $\sigma_0(M)$  в широком интервале малых масс, см. рис. 1. Хотя увеличение  $\sigma_0(M)$  при  $M \leq 10^9 M_\odot$  имеет меньшую величину, все же это увеличение способствует формированию более компактных карликовых галактик, чем в модели без бампа. Это означает возможность наличия популяции темных карликовых галактик с повышенной плотностью, которые также могут быть объектом для поиска аннигиляционного сигнала в гамма-диапазоне.

**5. Судьба компактных гало ТМ, вошедших в состав других галактик.** Интересна судьба КГ, вошедших в состав других структур, например в состав Галактики, в сравнении с судьбой обычных галактик (субструктур) с теми же массами. Внутри больших объектов КГ испытывают динамическое трение и постепенно приближаются к центру большего объекта. Поскольку КГ в среднем плотнее обычных галактик, они менее подвержены приливному разрушению. Разрушение объектов в иерархической структуре на стадии ее формирования было рассмотрено в [28]. Используя полученные в [28] оценки, можно показать, что  $\simeq 98\%$  КГ с  $\nu \sim 1$  разрушаются

в иерархических структурах, но 60 % КГ с  $\nu \sim 2$  выживают. Следовательно, такие КГ из области бампа войдут в состав больших объектов и будут оставаться там как индивидуальные сгущения ТМ до тех пор, пока под влиянием динамического трения не сблизятся с центром.

Рассмотрим вопрос о приливном радиусе и динамическом трении для КГ внутри Галактики. Будем считать, что профиль плотности гало Галактики  $\rho_H(r)$  соответствует профилю Наварро–Френка–Уайта [29]

$$\rho_{\text{NFW}}(r) = \frac{\rho_c}{\frac{r}{r_c} \left(1 + \frac{r}{r_c}\right)^2}, \quad (8)$$

с параметрами  $\rho_c = 1.44 \cdot 10^{-23} \text{ г/см}^3$  и  $r_c = 5.95 \text{ кпк}$ , полученными из условий, что в гало в пределах радиуса 100 кпк содержится масса  $10^{12} M_\odot$ , а дисперсия скорости на расстоянии 8.5 кпк от центра Галактики составляет  $200 \text{ км с}^{-1}$ . Обозначим массу гало Галактики внутри сферы радиуса  $r$  как  $M_G(r)$ . Вириальный радиус КГ,  $R$ , определяется формулой (5), а ее средняя плотность  $\bar{\rho}_s$  равна (4).

Приливный радиус (расстояние от центра КГ, до которого разрушается ее гало) на заданном расстоянии  $r$  от центра Галактики с учетом действия центробежных сил дается выражением (см., например, [30])

$$r_t = r \left( \frac{M(r_t)/M_G(r)}{3 - \frac{d \ln M_G(r)}{d \ln r}} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Выясним, на каких радиусах  $r_d$  начинается разрушение КГ. Для этого положим  $r_t = R$  и из (9) найдем

$$\bar{\rho}_s = 3\rho_c f(r_d/r_c), \quad (10)$$

где

$$f(x) = \frac{3 \ln(1+x)}{x^3} - \frac{4x+3}{x^2(1+x)^2}. \quad (11)$$

Расстояние  $r_d$ , определяемое уравнением (10), при котором начинается разрушение внешних слоев КГ, в зависимости от плотности КГ показано на рис. 6. Это расстояние мы будем называть “приливным расстоянием” – в отличие от приливного радиуса, который определяет радиус разрушающегося объекта на заданном  $r$ . Сравнение со случаем обычных галактик (когда  $A = 0$ ) показывает, что КГ существенно устойчивее относительно приливных разрушений в большом гало.

Расчет сжатия круговой орбиты КГ в гало Галактики под влиянием динамического трения показывает, что граница по массе, при которой КГ с периферии Галактики за хаббловское время успевает

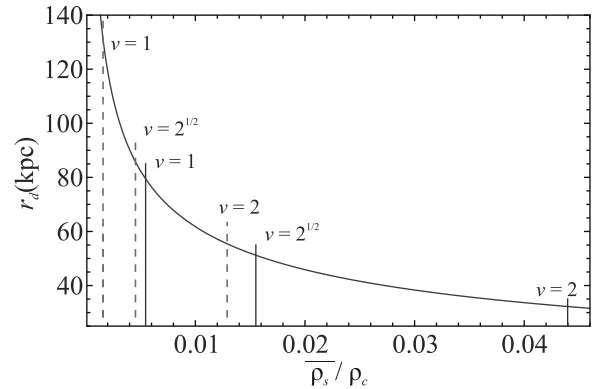


Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость приливного расстояния (от центра хозяйского гало), с которого начинается разрушение внешних слоев КГ, от средней плотности КГ  $\bar{\rho}_s$ . Сплошные вертикальные линии соответствуют КГ, связанным с пиками плотности высотой  $\nu = 1, \sqrt{2}$  и 2 при  $M = 10^9 M_\odot$ ,  $k_0 = 4.69 \text{ Мпк}^{-1}$ ,  $\sigma_k = 0.1$  и  $A = 20$ . В случае обычных галактик стандартной  $\Lambda\text{CDM}$ -модели (с  $A = 0$ ), соответствующие плотности показаны штрихованными линиями

опуститься к центру гало, лежит между  $10^9 M_\odot$  и  $10^{10} M_\odot$ . Аналогичный результат для объектов с массой  $> 0.01 M_G$  был получен в работе [31]. Таким образом, КГ, вошедшие в состав больших галактик и имеющие широкие орбиты, могут к настоящему времени оставаться на их периферии без существенного разрушения. В более точном подходе можно учесть потерю массы КГ по мере ее приближения к центру Галактики за счет приливного обдираания внешних слоев ТМ. Эта потерянная КГ ТМ будет давать вклад в итоговый профиль плотности Галактики, немного изменяя его.

**6. Выводы.** Для объяснения избытка массивных галактик на больших красных смещениях, наблюдаемого телескопом им. Дж. Уэбба, были предложены несколько моделей. Среди них астрофизическое объяснение через нестандартное звездообразование [32], космологический эффект изменения темпа расширения Вселенной [33] и первичные черные дыры [34, 35]. Также избыток галактик объяснялся наличием в спектре возмущений дополнительного максимума (бампа) на масштабе галактик [8, 9].

В данной работе рассмотрен ряд наблюдательных следствий наличия бампа в спектре космологических возмущений плотности. Прежде всего, наличие бампа приводит к повышенной плотности числа галактик на красном смещении  $z \sim 10$ , как уже было показано в работе [9]. В данной работе с помощью более детального расчета, это вывод подтвержден. Также было показано, что функция масс темных гало, воз-

никающая в модели с бампом, хорошо описывается формулой Пресса–Шехтера. Это позволило нам оценить среднее расстояние  $\sim 1$  Мпк между соседними КГ в настоящее время.

Хотя наблюдения не показывают наличие КГ в пределах вириального радиуса нашей Галактики в настоящее время, такие КГ могли присутствовать в Галактике раньше и быть разрушены приливными силами. Возможно, КГ могут быть выявлены при детальном изучении субструктур в других крупных галактиках. Среди галактик Местной группы кандидатом на роль КГ может служить компактная эллиптическая галактика М32 – спутник Туманности Андромеды, имеющая массу  $\sim 10^9 M_\odot$  и радиус  $R = 2.5$  кпк, хотя М32 может являться и центральной частью более крупной и менее плотной (в среднем) галактики, ободранной приливными гравитационными силами хозяйской галактики М31.

### Приложение

**Расчет аннигиляционного сигнала.** Опишем метод расчета аннигиляционного сигнала от КГ. Поток аннигиляционного излучения выражается через интеграл по лучу зрения (l.o.s.) [19]

$$\Phi_\gamma = \frac{1}{4\pi} \frac{\langle \sigma v \rangle N_\gamma}{m^2} \int_{\text{l.o.s.}} \rho^2 ds, \quad (\text{A1})$$

где  $N_\gamma$  – число фотонов при одном событии аннигиляции над энергетическим порогом регистрации детектора  $E^{\text{th}}$ . При наблюдении детектором с эффективной площадью  $A_{\text{eff}}$  в течение времени  $T$  из телесного угла с раствором  $\theta$  (с центром на наблюдаемой КГ) будет зарегистрировано число фотонов

$$N_s = A_{\text{eff}} T \int_0^\theta \Phi_\gamma 2\pi \alpha d\alpha, \quad (\text{A2})$$

где  $\alpha$  – угловое расстояние от центра КГ. Сравним число фотонов  $N_s$  с числом фотонов от фонового гамма-излучения  $N_{\text{bg}}$ , находим отношение “сигнал – шум”  $S/N = N_s / \sqrt{N_{\text{bg}}}$ . В качестве фона мы используем сумму сигналов, производимых в верхних слоях атмосферы электронной и адронной компонентами космических лучей [19].

Предположим, что профиль плотности КГ имеет вид (8) и рассчитаем сигнал от аннигиляции ТМ в гало КГ. Для примера будем полагать, что КГ находится на расстоянии 1 Мпк, параметр  $r_c = 0.1R$ , масса КГ в пределах вириального радиуса равна  $M = 10^{10} M_\odot$ , а её средняя плотность дается выражением (4), причем предполагается, что КГ произошла из пика плотности с  $\nu = 2$ .

В [19] выполнялось сканирование по пространству параметров суперсимметричных моделей. Мы рассмотрим один простой, но наиболее правдоподобный вариант (хотя других моделей исключать также нельзя), когда аннигиляция идет в адронном канале, т.е. через  $b$ -кварки. Тогда гамма-фотоны рождаются при распадах  $\pi^0$ -мезонов, и спектры гамма-излучения при различных  $m$  имеют вид, приведенный, например, на рис. 3 работы [27]. Результат наших расчетов показан на рис. 5.

**Финансирование работы.** Работа была поддержана Российским научным фондом (грант номер 23-22-00259).

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. M. Castellano, A. Fontana, T. Treu et al. (Collaboration), *Astrophys. J.* **938**, L15 (2022).
2. R. P. Naidu, P. A. Oesch, P. van Dokkum et al. (Collaboration), *Astrophys. J.* **940**, L14 (2022).
3. S. L. Finkelstein, M. B. Bagley, P. Arrabal Haro et al. (Collaboration), *Astrophys. J.* **940**, L55 (2022).
4. C. T. Donnan, D. J. McLeod, J. S. Dunlop, R. J. McLure, A. C. Carnall, R. Begley, F. Cullen, M. L. Hamadouche, R. A. A. Bowler, D. Magee, H. J. McCracken, B. Milvang-Jensen, A. Moneti, and T. Targett, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 6011 (2023).
5. I. Labbé, P. van Dokkum, E. Nelson, R. Bezanson, K. A. Suess, J. Leja, G. Brammer, K. Whitaker, E. Mathews, M. Stefanon, and B. Wang, *Nature* **616**, 266 (2023).
6. M. Boylan-Kolchin, *Nat. Astron.* **7**, 731 (2023).
7. S. Chabanier, M. Millea, and N. Palanque-Delabrouille, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **489**, 2247 (2019).
8. H. Padmanabhan and A. Loeb, *Astrophys. J. Lett.* **953**, id.L4 (2023).
9. M. V. Tkachev, S. V. Pilipenko, E. V. Mikheeva, and V. N. Lukash, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **527**, 1381 (2024).
10. A. A. Старобинский, Письма в ЖЭТФ **55**, 477 (1992) [A. A. Starobinskii, *JETP Lett.* **55**, 489 (1992)].
11. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov, *Phys. Rev. D* **50**, 7173 (1994).
12. K. Inomata, M. Braglia, and X. Chen, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **4**, 007 (2023).
13. C. Lacey and S. Cole, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **262**, 627 (1993).
14. S. V. Pilipenko, S. A. Drozdov, M. V. Tkachev, and A. G. Doroshkevich, arXiv: 2404.17803 [astro-ph.CO].
15. W. H. Press and P. Schechter, *Astrophys. J.* **187**, 425 (1974).

16. M. S. Pshirkov, V. V. Vasiliev, and K. A. Postnov, arXiv:1501.03460 [astro-ph.GA].
17. C. M. Karwin, S. Murgia, I. V. Moskalenko, S. P. Fillingham, A.-K. Burns, and M. Fieg, Phys. Rev. D **103**, 023027 (2021).
18. A. E. Egorov, Phys. Rev. D **108**, 043028 (2023).
19. E. A. Baltz, C. Briot, P. Salati, and J. Silk, Phys. Rev. D **61**, id.023514 (1999).
20. P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan et al. (Planck Collaboration), Astron. Astrophys. **571**, A16 (2014).
21. J. M. Bardeen, J. R. Bond, N. Kaiser, and A. S. Szalay, Astrophys. J. **304**, 15 (1986).
22. D. Blas, J. Lesgourgues, and T. Tram, J. Cosmol. Astropart. Phys. **07**, 034 (2011).
23. V. Springel, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **364**, 1105 (2005).
24. P. S. Behroozi, R. H. Wechsler, and H.-Y. Wu, Astrophys. J. **762**, 109 (2013).
25. R. K. Sheth and G. Tormen, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **308**, 119 (1999).
26. Н. А. Архипова, Б. В. Комберг, В. Н. Лукаш, Е. В. Михеева, Астрономический журнал **84**, 874 (2007) [N. A. Arkhipova, B. V. Komberg, V. N. Lukash, and E. V. Mikheeva, Astron. Rep. **51**, 787 (2007)].
27. M. Hütten and D. Kerszberg, Galaxies **10**, id.92 (2022).
28. V. Berezhinsky, V. Dokuchaev, and Y. Eroshenko, Phys. Rev. D **77**, 083519 (2008).
29. J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White, Astrophys. J. **462**, 563 (1996).
30. F. C. van den Bosch, G. Ogiya, O. Hahn, and A. Burkert, Mon. Not. R. Astron. Soc. **474**, 3043 (2018).
31. G. Taffoni, L. Mayer, M. Colpi, and F. Governato, ASP Conf. Proc., ed. by R. Fusco-Femiano and F. Matteucci. San Francisco, Astron. Soc. Pac. (2002), v. 253, p. 273; ISBN: 1-58381-093-5.
32. J. Mirocha and S. R. Furlanetto, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **519**, 843 (2023).
33. N. Menci, M. Castellano, P. Santini, E. Merlin, A. Fontana, and F. Shankar, Astrophys. J. Lett. **938**, L5 (2022).
34. B. Liu and V. Bromm, Astrophys. J. Lett. **937**, id.L30 (2022).
35. S.-Y. Guo, M. Khlopov, X. Liu, L. Wu, Y. Wu, and B. Zhu, arXiv:2306.17022 [hep-ph].