

УДК 524.7

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ

О. К. Сильченко*

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга МГУ им. М. В. Ломоносова,
г. Москва, Россия

Обзор включает описание возникновения и дальнейшего развития понятия тёмной материи как элемента структуры Вселенной, необходимого по данным астрономических наблюдений. Это понятие возникло в контексте «скрытой массы», когда выяснилось, что излучающая материя не позволяет объяснить всё гравитационное взаимодействие между галактиками и внутри них, обуславливающее их внешние и внутренние движения. В принципе, скрытую массу в галактиках можно было объяснить и неизлучающими барионами. Однако впоследствии выяснилось, что тёмная материя играет ключевую роль в космологических моделях Вселенной и в космологии она должна быть строго небарионной. Основная роль тёмной материи в развитии структуры Вселенной в том, что она доминирует в гравитации. Исходя из роли тёмной материи в космологических моделях Вселенной, астрофизики-теоретики смогли сформулировать её необходимые свойства: это должны быть частицы (тела), электрически нейтральные, динамически холодные, без самовзаимодействия. Однако эксперименты пока не привели к открытию конкретных частиц, из которых могла бы состоять тёмная материя.

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что впервые термин «тёмная материя» употребил Фриц Цвикки в статье [1]. В ней он, в частности, привёл оценку дисперсии лучевых скоростей галактик в большом, на вид симметричном и отрелаксировавшем скоплении Сомы. Позднее, в статье 1937 года [2], он использовал эту оценку для того, чтобы из теоремы вириала оценить массу скопления. Это была оценка гравитирующей массы, необходимой, чтобы удержать в пределах скопления быстро движущиеся галактики. Разделив массу скопления на число галактик, наблюдаемых в пределах скопления, — у него это число равнялось 800 — он получил среднюю гравитирующую массу, приходящуюся на одну галактику; а разделив уже это число на среднюю светимость галактики, он оценил отношение массы к светимости для галактик скопления Сомы. Это отношение получилось равным ¹ 500. Это очень много — примерно в 100 раз больше, чем могут обеспечить звёзды (представления об энерговыделении на единицу массы которых имелись уже 90 лет назад). Получалось, что 1 % массы светит в звёздах, а остальные 99 % — тёмные. Последние Цвикки назвал тёмной материей. К ней он отнёс газ, пыль и всё, что находится между галактиками. Это барионы, которые не излучают в оптическом диапазоне спектра.

С тех пор мы узнали очень много нового про галактики и их скопления. Например, стало известно, что, хотя газ и пыль не излучают в континууме в оптическом диапазоне спектра, они светят в других диапазонах: пыль — в инфракрасном, холодный газ — в радиодиапазоне, горячий газ — в рентгене, и во всех этих диапазонах мы теперь умеем измерять потоки и светимости. Следует отметить, что в скоплениях галактик горячего межгалактического газа по массе в несколько раз больше, чем звёзд всех галактик скопления в сумме. С тех пор в 10 раз удлинилась шкала расстояний в ближней Вселенной, которую Цвикки использовал для вычисления размеров скопления в сантиметрах и светимостей галактик в эргах в секунду; типичная светимость галактики L^* в нашем сегодняшнем представлении не миллиард солнечных светимостей,

* olga@sai.msu.su

¹ Здесь и далее это отношение нормировано на соответствующую величину для Солнца.

как считал Цвикки, а сто миллиардов. Но, несмотря на изменения основных характеристик на порядки, этот результат — что гравитирующая масса скопления галактик на два порядка больше его излучающей в оптическом диапазоне массы — удивительным образом сохранился до сих пор.

В 60–70-годы XX века наступил расцвет наблюдательной внегалактической астрономии. В частности, появилась возможность измерять с высокой точностью кривые вращения галактик — изменения вдоль радиуса галактики скорости кругового вращения пробных частиц, что, в предположении осевой симметрии галактического диска, позволяет восстанавливать радиальный профиль гравитирующего вещества. Особенно ценными оказались работы, где в качестве таких частиц рассматривались облака нейтрального водорода, потому что диски нейтрального водорода у спиральных галактик, как правило, очень протяжённые, существенно больше звёздных дисков, и это позволяет проследивать кривые вращения на очень большие расстояния от центра — туда, где уже отсутствуют звёзды. Наблюдениям в линии 21 см дисков нейтрального водорода в выборке близких спиральных галактик была посвящена кандидатская диссертация Альберта Босма, полностью опубликованная в серии статей к 1981 году [3]. Однако главный вывод этой диссертации был обнародован ещё в 1979 году [4]: если разделить восстановленный профиль гравитирующего вещества на видимый профиль плотности звёздного вещества, во внешних частях дисков галактик отношение массы к светимости достигает $100 \div 1000$. Это полностью соответствует результату Цвикки для скоплений!

За пределами звёздных дисков, где, если бы основным гравитирующим агентом были светящиеся барионы, кривая вращения должна была бы падать по закону Кеплера, она в большинстве спиральных галактик выходила на плато. Это означает, что скрытая масса в спиральных галактиках доминирует именно во внешних частях, за пределами звёздных дисков. Таким образом, существует некоторый несветящийся структурный компонент в галактиках, характерный радиус которого многие десятки килопарсек. Так возник термин «тёмное гало», или «корона», как назвал этот протяжённый структурный невидимый компонент галактик эстонский астроном Яан Эйнасто [5].

Но хотя тёмное гало уже не могло состоять из нейтрального водорода, излучающего в радиодиапазоне, или из горячей рентгеновской среды, всё же оставались ещё какие-то варианты барионных структур, не излучающих в полном электромагнитном диапазоне: например, маленькие плотные холодные облака молекулярного газа [6, 7] или тёмные остатки звёздной эволюции, одиночные нейтронные звёзды и старые белые карлики [8]. В основополагающей статье 1978 года [9], заложившей основы современной космологической модели эволюции Вселенной и сформулировавшей понятие иерархического сгущения гало тёмной материи под действием их взаимной гравитации, Саймон Вайт и Мартин Рис написали: «Из чего состоит тёмная материя? Из многих возможностей самыми подходящими кандидатами являются маломассивные звёзды, выгоревшие остатки массивных звёзд или остатки сверхмассивных звёзд, которые могли сформироваться вскоре после того, как первичная плазма рекомбинировала...». Однако уже в 80-е годы постепенно стало ясно, что тёмная материя, которой много на космологических масштабах и чья гравитация выстраивает крупномасштабную структуру Вселенной, должна быть небарионной.

1. НЕБАРИОННАЯ ТЁМНАЯ МАТЕРИЯ

Вывод о небарионной природе тёмной материи сформировался по мере того, как терпели неудачу попытки радиоастрономов измерить пространственные флуктуации температуры реликтового фона. Действительно, известно, что современное распределение материи (хотя бы её светящейся части) сильно неоднородно в пространстве (см. рис. 1): есть звёзды, галактики и скопления галактик. Эта неоднородность существенно нелинейная, с контрастом плотности

более сотни. И такая «комковатая» структура должна вырасти под действием гравитации, как гласит современная космологическая парадигма, в процессе иерархического сгущивания материи из практически однородного распределения, наблюдаемого по реликтовому фону и относящегося к поверхности последнего рассеяния. До эпохи рекомбинации во Вселенной доминировали фотоны, а барионы, при температуре выше 10^4 К, заведомо были ионизованы, и протоны и альфа-частицы, как электрически заряженные частицы, были привязаны к фотонному полю. Соответственно, если на поверхности последнего рассеяния, до рекомбинации, фотоны были распределены во Вселенной равномерно, то равномерно должны были быть распределены и барионы. При этом возникает вопрос, где проявляются пространственные флуктуации плотности, из которых впоследствии вырастут звёзды и галактики.

Рекомбинация атомов водорода и гелия произошла при красном смещении z около тысячи. Эта оценка основана на том факте, что сейчас температура реликтового излучения составляет 2,7 К, для рекомбинации плазмы температура должна быть не выше 3000 К и при расширении Вселенной она падает пропорционально $1 + z$. Но и гравитационно-неустойчивые флуктуации плотности на фоне расширяющейся Вселенной тоже растут пропорционально $1 + z$. Если сейчас требуется контраст плотности барионов хотя бы 1, то в предположении, что барионные флуктуации плотности начали расти после обособления от фотонного поля, у реликтового фона должны обнаруживаться флуктуации температуры с контрастом порядка 10^{-3} (точнее, если посчитать аккуратно, несколько единиц на 10^{-3} для адиабатических флуктуаций и порядка 10^{-4} — для изотермических [11]). Таких контрастных флуктуаций температуры у реликтового фона нет. Уже в 1973 году был поставлен верхний наблюдательный предел для среднеквадратичной флуктуации температуры: $(\Delta T/T)_{\text{rms}} < 1,6 \cdot 10^{-3}$ [12]. Далее с развитием наблюдательной техники эти пределы только ужесточались: $(\Delta T/T)_{\text{rms}} < 1,1 \cdot 10^{-4}$ [13], $(\Delta T/T)_{\text{rms}} < 4,5 \cdot 10^{-5}$ [14]. Становилось ясно, что за время, прошедшее после рекомбинации, нелинейная структура Вселенной вырасти не успевает.

Рост флуктуаций плотности должен был обособиться от фотонного поля значительно раньше рекомбинации. А это означает, что частицы тёмной материи должны быть электронейтральными, т. е. они не могут быть барионами. Нобелевский лауреат 2019 года Джим Пиблс предложил в качестве тёмной материи «массивные, слабовазаимодействующие частицы» (Weakly Interacting Massive Particles, WIMP) [15]: мелкомасштабные флуктуации плотности такой электронейтральной, небарионной тёмной материи, начавшие расти существенно раньше эпохи рекомбинации, приводили к оценке адиабатических флуктуаций реликтового фона около $5 \cdot 10^{-6}$. Это оказалось спасительным вариантом и было окончательно принято после того, как космический аппарат COBE открыл пространственные флуктуации реликтового фона на уровне 10^{-5} на пространственном масштабе разрешения своего обзора небесной сферы $7^\circ \div 10^\circ$ [16, 17].

Именно наблюдения пространственных флуктуаций температуры реликтового фона стали ключевым фактом, позволившим космологическим моделям Вселенной достичь небывалой точности. Сначала потребовалось постулировать существование холодной тёмной материи (электронейтральной, нерелятивистской, бесстолкновительной, гравитирующей), а уже потом наблюдения пространственного спектра флуктуаций температуры реликтового фона позволили подо-

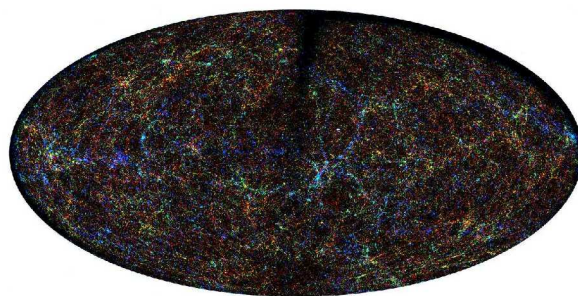


Рис. 1. Распределение галактик в ближней Вселенной (по данным обзора 2MASS изображений неба в ближней инфракрасной области спектра [10])

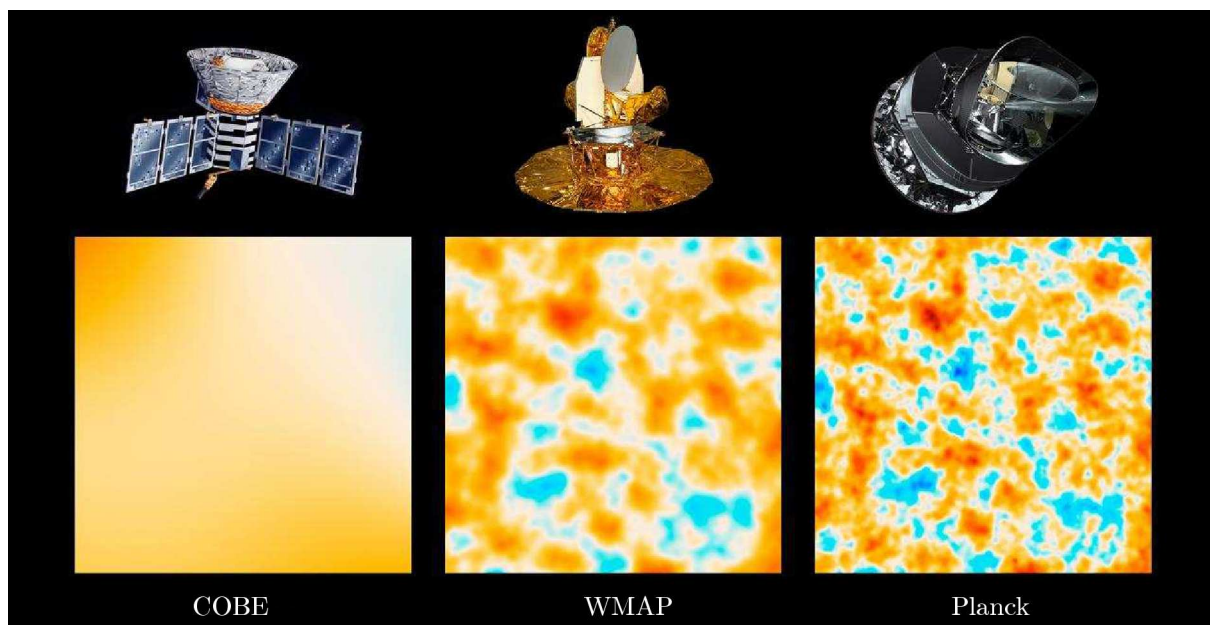


Рис. 2. Космические аппараты COBE, WMAP и Planck, строившие карты распределения температуры реликтового излучения по всему небу [18]. Наглядно видна разница в пространственном разрешении обзоров аппаратов

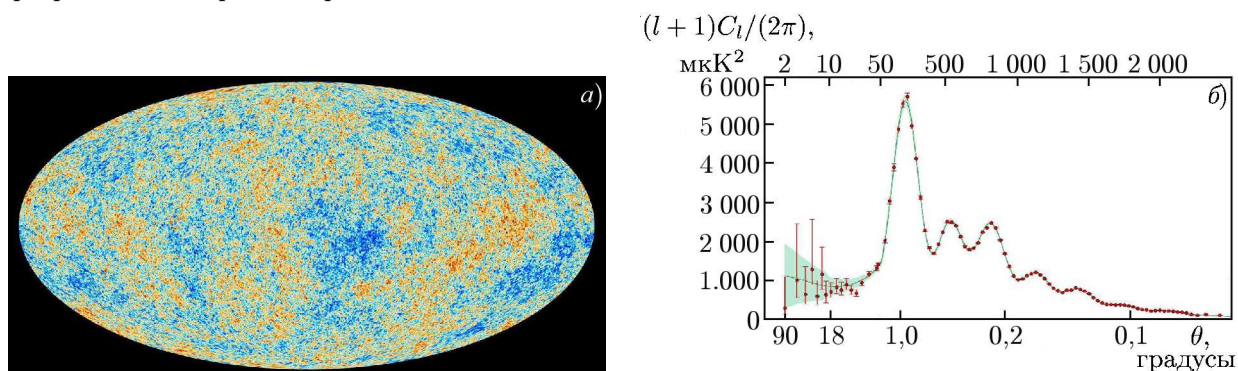


Рис. 3. Карта анизотропии температуры реликтового излучения [19] (а) и её пространственный спектр [20] (разложение по сферическим гармоникам; б) по данным аппарата Planck. Здесь l — номер гармоники, θ — угловой масштаб, $l(l+1)C_l/(2\pi)$ — мощность кросскорреляции

брать для этого спектра модель со всего шестью свободными параметрами, которые в результате этой подгонки были определены с точностью около (а иногда и лучше) одного процента. Дело в том, что после космического аппарата COBE, уже в XXI веке, были запущены ещё два аппарата — американский WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) и европейский Planck (см. рис. 2) — и всё с той же целью: сделать полный обзор неба в нескольких полосах на миллиметровых длинах волн. Пространственное разрешение этих обзоров было намного выше, чем у COBE, и благодаря этому удалось выявить масштаб, на котором флуктуации температуры реликтового фона выглядели особенно контрастными. Это оказался масштаб чуть меньше 1° . Разложение карты флуктуаций реликтового фона по сферическим гармоникам (см. рис. 3) дало мощный пик на этой пространственной частоте (так называемый акустический пик), и его положение с высокой точностью показало плоскую геометрию Вселенной, т. е. суммарная плотность во Вселенной равна критической, 10^{-29} г/см³. А амплитуда акустического пика, тоже с очень высокой точностью,

определила барионную плотность Вселенной: она оказалась примерно в 6 раз меньше плотности тёмной материи. Точнее, результаты 9-летнего полёта аппарата WMAP позволили рассчитать основные параметры космологической модели с холодной тёмной материей и тёмной энергией (постоянную Хаббла H_0 , возраст Вселенной T_{Universe} , а также плотности барионной материи Ω_b , тёмной материи Ω_m и тёмной энергии Ω_Λ в единицах критической плотности) [21, 22]:

$$H_0 = 69,32 \pm 0,80 \text{ (км/с)/Мпк}, \quad T_{\text{Universe}} = 13,772 \pm 0,059 \text{ млрд. лет}, \\ \Omega_b = 0,0464, \quad \Omega_m = 0,235 \quad \Omega_\Lambda = 0,7185.$$

Однако уже на следующий год был запущен и стал давать первые данные европейский аппарат Planck с ещё лучшим пространственным разрешением и точностью, обеспечивающий измерение спектра до ещё более высоких пространственных частот. И та же стандартная космологическая модель, Λ CDM, уже дала другой набор тоже очень точных параметров — постоянной Хаббла, возраста Вселенной, космологической (средней) плотности барионной и тёмной материи, наклона спектра первичных флуктуаций плотности n_s и среднего квадратичного разброса этих флуктуаций внутри сферы с радиусом 8 Мпк σ_8 [23]:

$$H_0 = 67,36 \pm 0,54 \text{ (км/с)/Мпк}, \quad T_{\text{Universe}} = 13,797 \pm 0,023 \text{ млрд. лет}, \quad \Omega_b = 0,0493, \\ \Omega_m = 0,315 \pm 0,007, \quad n_s = 0,965 \pm 0,004, \quad \sigma_8 = 0,811 \pm 0,006.$$

Как уже упомянуто выше, наша Вселенная оказалась геометрически плоской с высокой точностью, т. е. сумма плотностей барионов, фотонов, тёмной материи и тёмной энергии $\Omega = 1$. В эту сумму барионы вкладывают меньше 5 %, а тёмная материя — около 30 % (здесь мы не слишком полагаемся на заявленные космологами точности). Следовательно, по локальным проявлениям гравитации и по оценке массы барионов по их излучению можно было бы предполагать, что в ближних галактиках отношение звёздной массы к динамической будет около 16 %. На самом деле наблюдательная ситуация выглядит значительно сложнее.

Если просуммировать звёздную массу в локальной Вселенной, т. е. найти её как сумму звёздных масс наблюдаемых галактик, то получится плотность меньше одного процента от критической. Если мы учтём ещё горячий рентгеновский газ в скоплениях, которого там в несколько раз больше, чем звёзд, то превысим 1 %, но в разы не дотянем до 5 % от критической плотности. Это означает, что в ближней Вселенной, которая имеет множество наблюдательных проявлений, катастрофически не хватает барионов до их космологического обилия. Эта проблема одна из самых серьёзных в наблюдательной космологии, и колоссальные усилия астрономов-наблюдателей сейчас направлены на её решение. Если мы полагаем космологическую Λ CDM-модель правильной, то где-то в ближней Вселенной скрывается от наших наблюдений, т. е. не излучает, огромное количество барионов: на самом деле, большинство барионов остаются невидимыми и не поддаются детектированию. Когда автор данной статьи попыталась по кривой вращения нейтрального водорода за пределами звёздного диска в близкой крупной спиральной галактике NGC 2841 восстановить радиальный профиль гравитирующей материи, получился профиль, абсолютно повторяющий по форме во всех деталях плотность нейтрального водорода, только идущий выше по уровню в 5 раз [24]. Возможно, это такая фаза газового вещества, которую не видно в излучении на длине волны 21 см. В то же время этому факту есть объяснение и в рамках отождествления «скрытой массы» и тёмной материи: локальная плотность газа может устанавливаться на уровне маргинальной гравитационной устойчивости (т. е. когда газа много, он расходуется на звёздообразование, пока его не станет ровно настолько мало, чтобы газовый слой стал устойчив против фрагментации и коллапса в звёзды); а сама гравитация может определяться и локальной плотностью тёмной материи [25].

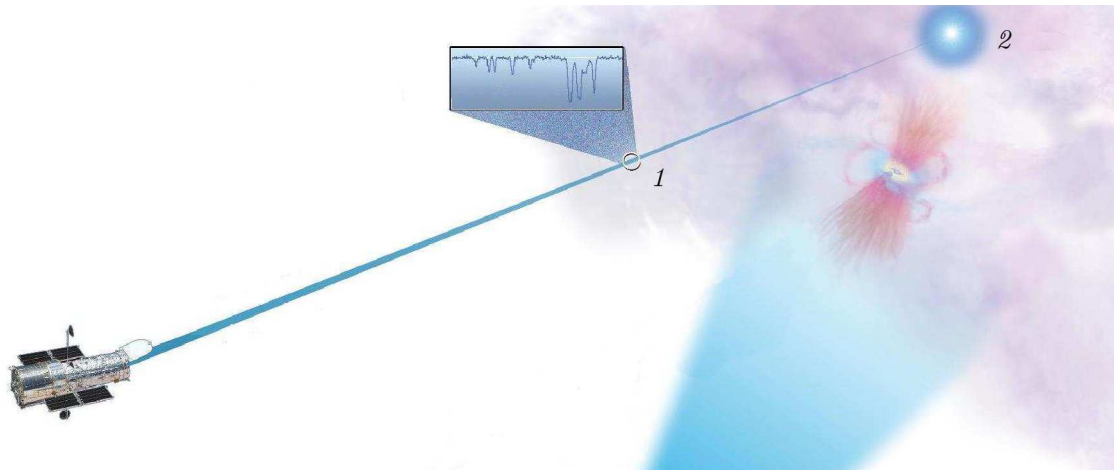


Рис. 4. Схема формирования набора линий поглощения от газовых облаков 1, находящихся между нами и далёким квазаром 2, в спектре этого квазара, условно показанном на вставке

Где могут быть эти недостающие барионы? К настоящему времени были проведены их поиски в рентгеновском (горячий газ; про результаты космических телескопов Chandra и XMM-Newton ниже ещё будет идти речь), в инфракрасном (пыль) и радиодиапазоне (холодный газ). Не исследовали только всё небо с достаточной глубиной в ультрафиолете — это единственный диапазон, где ещё возможен поиск. Там может скрываться тёплый газ с температурой порядка $10^4 \div 10^5$ K. В последние несколько лет этот газ настойчиво ищут вокруг близких галактик, используя ультрафиолетовый спектрограф COS/HST (Cosmic Origin Spectrograph of the Hubble Space Telescope) космического телескопа «Хаббл». С успехом идут спектральные обзоры в далёком ультрафиолетовом диапазоне, нацеленные на разные классы галактик, — COS-Halos [26, 27], COS-GASS [28], COS-Dwarf [29]. Идея проведения этих обзоров состоит в следующем. Где-то далеко по красному смещению, но близко к галактике в проекции на небесную сферу, есть квазар. Лучи от него на пути к нам проходят сквозь газовый диск близкой к нам галактики на некотором расстоянии от её центра (см. рис. 4). Изучив линии поглощения газового диска в спектре квазара на красном смещении галактики, можно оценить и плотность основной водородной среды, и химический состав газа по малым примесям разнообразных элементов, таких как ионизованные кислород, углерод, кремний, азот, неон и так далее. Массовые обзоры спектров квазаров с высоким спектральным разрешением в далёкой ультрафиолетовой области позволили проследить профили плотности и металличности газа, окружающего, как оказалось, галактики, вплоть до почти вириальных радиусов, до $80 \div 160$ кпк. В интеграле количество такого «окологалактического» тёплого газа вокруг средней спиральной галактики со звёздной массой около $3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ может достичь до $10^{11} M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — масса Солнца [30, 31]. Это уже примерно половина космологической доли барионов в общей массе. Проблема здесь в том, что при этом у тех же самых галактик горячего газа, вириализованного внутри тёмного гало, детектируется в рентгене значительно меньше, тогда как космологические модели предсказывают противоположное.

И, наконец, надо упомянуть самые недавние работы, в которых попытка оценить барионную плотность Вселенной опиралась на оценку космической плотности свободных электронов. Это измерение по кинетическому эффекту Сюняева–Зельдовича по данным космического аппарата Planck [32] и измерение суммарной меры дисперсии в радиоизлучении нескольких отождествлённых быстрых радиовсплесков [33]. В обоих случаях удалось получить точно космологическое значение средней плотности барионов — 5% от критической. Однако измеряемые эффекты настолько тонкие, что эти результаты не вызывают полного доверия: авторам очень хотелось най-

ти наконец недостающие барионы. Поэтому в работе [32] для получения значимого результата пришлось сложить сигнал Planck от сорока тысяч групп галактик, предварительно прошкаливав каждый «неизмеряемый» индивидуальный сигнал в соответствии со свойствами оптически отождествлённых групп. А в статье [33], где действительно уникальные многоволновые радиоданные интерферометрической сети ASKAP по отождествлению быстрых радиовсплесков (Fast Radio Bursts, FRB) с галактиками на красных смещениях от 0,1 до 0,5 использовались для вычисления меры дисперсии, связанной с диффузным ионизованным газом за пределами галактик и групп галактик, авторам пришлось выбросить данные для 4 из 9 отождествлённых FRB, а для остальных сделать весьма сильные предположения о вкладе в сигнал межзвёздной и межгалактической среды как в нашей Галактике и Местной Группе, так и в «родительских» галактиках радиовсплесков.

2. ТЁМНЫЕ ГАЛО ГАЛАКТИК

Структуры тёмной материи на масштабах десятков килопарсек сейчас наблюдательно ассоциируются с отдельными галактиками, и описание связи наблюдаемых динамических свойств галактик с теоретически предсказываемыми свойствами тёмной материи именно на таких малых по космологическим меркам масштабах можно найти в недавних обзорах Засова с соавторами [34] и де Мартино с соавторами [35].

Тёмная материя в настоящую эпоху распределена в пространстве крайне неоднородно — она собрана в сфероидальные самогравитирующие конденсации с массой от (примерно) 10^8 до (точно) 10^{15} масс Солнца. Эти конденсации и называются тёмными гало. Такая структура формировалась на протяжении последних примерно 13,5 миллиардов лет путём роста первичных флуктуаций плотности за счёт гравитационного сгущивания и последующего слияния мелких гало в более крупные — это иерархический процесс, описанный ещё Вайтом и Рисом [9]. Начиналось всё с коллапсирующих под действием джинсовской гравитационной неустойчивости небольших тёмных гало, каждое где-то в миллион солнечных масс, а к настоящему моменту процесс дошёл уже до вириализации тёмных гало с массой 10^{15} масс Солнца — это скопления галактик (т. е. тёмные гало слились в одно крупное, а населявшие их галактики ещё не успели слиться и все вместе содержатся в одном гигантском тёмном гало). Тёмные гало с массой до 10^{13} масс Солнца населяют отдельные галактики вместе со своими спутниками, и считается, что, во-первых, в каждом гало есть галактика, а во-вторых, чем массивнее тёмное гало, тем крупнее населяющая его главная центральная галактика.

Интересно, что в процессе иерархического гравитационного сгущивания совокупность тёмных гало «забывает» начальный спектр масс-флуктуаций и организуется в кусочно-степенные распределения вполне определённого вида. Они называются распределениями Пресса—Шехтера [36]. Естественным образом оказывается, что массивных гало мало, мелких гало много (один из параметров распределения — степенной наклон маломассивного хвоста) и есть характерная масса M^* , при которой распределение имеет излом. Когда в больших обзорах неба были определены светимости десятков тысяч галактик, оказалось, что и распределения галактик по светимостям хорошо описываются законом Пресса—Шехтера. Это подобие навело космологов на мысль, что можно привязать реальные наблюдаемые светимости галактик к массам их (модельных) тёмных гало. Инструмент получил название Halo Abundance Matching (HAM). Впервые HAM был последовательно описан в работе [37]. Возьмём список тёмных гало из космологических симуляций, проделанных методом N тел для большей части Вселенной, и проранжируем их по массам. Потом возьмём список наблюдаемых в похожем объёме Вселенной галактик и проранжируем их по светимостям. Затем самой яркой галактике припишем массу самого массивного гало, второй

по светимости галактике припишем массу второго по массе гало, и так далее до самых слабых галактик и до самых маломассивных гало. У нас получится, кроме прочих масштабирующих соотношений, которые можно сравнивать с наблюдениями, ещё и зависимость доли барионов $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ в полной (динамической) массе галактики от её светимости, или от её звёздной массы, которую наблюдатели научились высчитывать по полному распределению абсолютной энергии в её спектре.

Впервые зависимость $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ от звёздной массы галактики M_* , полученную прямым сопоставлением результатов моделирования эволюции распределения тёмной материи во Вселенной и наблюдаемого обзора распределения светимостей галактик в ближней Вселенной, получили в работах [38, 39], и она оказалась неожиданно немонотонной. Максимум $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$, равный примерно $20 \div 30\%$ от космологической барионной плотности, предсказанной обзором реликтового излучения WMAP, пришёлся на галактики средней светимости, в районе L^* , если сослаться на аппроксимацию функции светимости галактик законом Пресса—Шехтера. Это галактики типа нашего Млечного Пути, со звёздной массой около $5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. В обе стороны от максимума, и в сторону карликовых галактик, и в сторону гигантов, отношение $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ падало; получилось что-то типа выпуклой вверх параболы. Подчеркнём, это была чисто эмпирическая связь (мы полагаем, что численный эксперимент тоже имеет эмпирический характер), никаких физических принципов вначале для вывода этого соотношения не использовали. Но, конечно, сразу захотелось понять, почему соотношение немонотонное и чем объясняется максимум доли барионов у галактик средней светимости.

Физическое понимание этого эмпирического соотношения было предложено более сложными космологическими симуляциями эволюции Вселенной, куда, кроме эволюции распределения плотности тёмной материи, закладывались и барионы с их сложной физикой, газодинамикой, нагревом, охлаждением и звездообразованием. Более того, в модели последнего поколения учитывается так называемый обратный (feedback) эффект от звездообразования и активных ядер галактик. Этот эффект был заложен в модель не из физических принципов, а для объяснения имеющихся данных. И, как показали модели, например посчитанные кодом Illustris, если включить сильный обратный эффект, то зависимость $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ от звёздной массы галактики M_* как раз и будет вида выпуклой вверх параболы [40]. У карликов неглубокая потенциальная яма, и энергетические поставки от вспышки звездообразования (ветер массивных звёзд, сброс оболочек сверхновых) будут разогревать/разгонять газ и удалять его из галактики, останавливая тем самым процесс его превращения в звёзды. А у гигантской галактики в центре находится сверхмассивная чёрная дыра — и она тем массивнее, чем массивнее её «родительская» галактика. Если эту чёрную дыру запитать потоками газа, что ожидается при вспышке звездообразования, то в центре галактики зажжётся квазар и опять же весь газ галактики будет прогрет его излучением и уйдёт из галактики; ожидается, что активные ядра должны останавливать звездообразование в массивных галактиках. Таким образом, спадание зависимости $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ по обе стороны от средней массы галактик вызывается подавлением звездообразования за счёт его обратного эффекта, но для карликовых и гигантских галактик природа этого обратного эффекта разная.

Именно это показывают симуляции в рамках космологической модели LCDM; причём, строго говоря, обратный эффект в современных симуляциях очень тонко настраивают так, чтобы получить популяции галактик, похожие на наблюдаемые, хотя бы для ближней Вселенной.

Теперь обсудим наблюдательные данные. Недавно классические работы Босма по протяжённым кривым вращения дисковых галактик были повторены в большем масштабе и с большей точностью. На интерферометре в Вестерборке (Нидерланды) был проведён обзор SPARC для 175 дисковых галактик в линии 21 см нейтрального водорода и были построены их кривые вра-

щения [41]. Диапазон звёздных масс исследуемых галактик — от карликов, $M_* \sim 10^7 M_\odot$, до гигантов, $M_* \sim 10^{11} M_\odot$. Для всех них по кривым вращения были рассчитаны полные динамические массы (и пересчитаны в массы тёмных гало, в рамках Λ CDM-модели); но для всех них также существовали фотометрические данные в ближнем инфракрасном диапазоне, на длине волны 3,6 мкм, полученные космическим телескопом Spitzer, и эти данные позволяли рассчитать полную звёздную массу галактик. Когда сравнили одно с другим, оказалось, что самые массивные спиральные галактики, со звёздными массами больше $M_* \sim 10^{11} M_\odot$, эффективнее всех превращают свои барионы в звёзды: у них, если принять за полную барионную массу массу их звёздного компонента, отношение $M_{\text{bar}}/M_{\text{halo}}$ точно равняется космологическому Ω_b/Ω_m [42]. Они совершенно не ложатся на выпуклую вверх параболу, получавшуюся методом НАМ или в симуляциях Illustris.

В общем-то, признаки суперэффективного звёздообразования в гигантских спиральных галактиках были известны и раньше: например, в Туманности Андромеды барионная доля в общей массе тоже равна космологической [43]. Но обзор SPARC дал полные статистические данные по ближней Вселенной. И оказалось, что обратный эффект от активных ядер в гигантских спиральных галактиках не работает. Чтобы не опровергать сценарии эволюции массивных галактик, авторы [42] предложили дихотомическое деление, связанное с морфологическим типом галактик: предположили, что обратный эффект от активных ядер работает только в эллиптических галактиках (среди которых массивных галактик больше, чем среди спиральных) и не работает в дисковых из-за их геометрии. Тогда космологические симуляции, в которых галактики классифицируют не по морфологическим типам, а только по массам, будут давать зависимости, чьи «хвосты» соответствуют эллиптическим галактикам. Интересно, что авторы [42] не занимались эллиптическими галактиками.

Интересно, что бимодальность доли барионов (или доли тёмной материи) в общей массе галактики, в зависимости от её геометрии, наблюдается и для галактик средней массы — для их центральных областей, внутри так называемого эффективного радиуса, включающего половину всей светимости галактики. Однако смысл этой асимметрии прямо противоположный: в эллиптических галактиках доминируют барионы, точнее звёздная масса, а в спиральных галактиках — та самая «скрытая масса», с которой и началось исследование вопроса. График с таким сравнением приводит в своей недавней статье Гензель с соавторами [44, рис. 3]: если рассматривать галактики средней массы, с круговыми скоростями до 200 км/с, у галактик поздних типов — спиральных и неправильных — тёмная материя в центре даёт вклад от 50 % до 90 %, и в среднем только 12 % у эллиптических галактик. Статья Гензеля с соавторами представляет очень большой интерес потому, что они вообще не нашли свидетельств скрытой массы у дисковых галактик с красным смещением $z = 2$.

Есть ещё один эффект, связанный с наблюдательными проявлениями тёмных гало, демонстрирующий сильную зависимость от морфологического типа галактики, — горячий рентгеновский газ вокруг галактик. Классическая космологическая картина, описанная ещё в [9], предполагает, что в процессе коллапса тёмных гало барионы следуют за тёмной материей и первичный газ, состоящий из водорода и гелия, ещё без более тяжёлых элементов, быстро вириализуется внутри тёмных гало, распределяясь по всему их объёму. Вириальная температура тёмного гало средней спиральной галактики, например Млечного Пути, около 10^6 К, т. е. этот первичный вириализованный газ должен генерировать тепловое рентгеновское излучение. При работе с космическими телескопами, делавшими обзоры неба в рентгеновских лучах, сначала ROSAT, а потом Chandra и XMM-Newton, предпринимались специальные усилия, чтобы увидеть диффузный рентгеновский газ хотя бы вокруг массивных галактик. И вокруг гигантских эллиптических галактик этот газ был найден и имел вполне большие светимости, до 10^{42} эрг/с [45]. Впрочем, и тут рент-

геновская светимость отдельных эллиптических галактик оказалась ниже, чем рентгеновская светимость групп галактик, имеющих точно такие же по массе тёмные гало, $10^{13} M_{\odot}$ [45].

Но совсем плохие результаты были получены для светимости диффузного рентгеновского гало у спиральных галактик. Несмотря на все усилия и глубокие экспозиции рентгеновских телескопов Chandra и XMM-Newton, индивидуальные рентгеновские гало удалось обнаружить только у четырёх самых массивных спиральных галактик [46–49]. Кроме того, ещё шесть сложили вместе, после чего тоже удалось получить сигнал [50]. Если сравнивать рентгеновские светимости гигантских спиральных галактик и аналогичных по массе эллиптических галактик, то только у NGC 1961 и NGC 6753 они меньше на порядок, а у остальных — ещё ниже, на $2\div 3$ порядка [51]. Есть и гигантские спиральные галактики, у которых измерен только верхний предел: у NGC 2841 [52] и NGC 5746 [53] $L_x < 2 \cdot 10^{39}$ эрг/с.

В целом горячего рентгеновского газа вокруг гигантских спиральных галактик очень мало. В лучшем случае его масса сравнима с массой звёздного компонента, а барионная масса в сумме не достигает половины космологического обилия. Оценка времени остывания газа велика — речь идёт именно о газовой короне, находящейся в состоянии гидростатического равновесия, никуда в основном не аккрецирующей. Почему же количество вириализованного внутри тёмного гало горячего газа настолько меньше космологических прогнозов? Это тем более удивительно, что, например, в скоплениях галактик горячего газа в разы больше, чем звёздного компонента в галактиках, а отношение барионной массы к динамической массе скопления (к массе тёмного гало) согласуется с космологическим значением 0,16. Почему же у индивидуальных галактик в разрежённом окружении с тёмными гало всё иначе, особенно у дисковых галактик? Ведь все оценки свидетельствуют, что своё звёздообразование в дисках они подпитывают вовсе не из горячей короны. Является ли это свидетельством того, что скрытая масса у галактик и их скоплений имеет разную природу? Или это физика барионов на относительно малых масштабах (масштабах галактик) так влияет на тёмные гало?

3. ПОИСКИ ТЁМНОЙ МАТЕРИИ

В принципе, всё, что мы знаем об эволюции Вселенной на крупных масштабах, говорит о необходимости существования тёмной материи: она должна доминировать в гравитации и быть электронейтральной, и её должно быть в 6 раз больше, чем обычной барионной материи. Но что это такое с точки зрения физики? Можем ли мы назвать элементарную частицу, соответствующую тёмной материи в масштабах Вселенной?

Если такая частица и существует, то, скорее всего, за пределами Стандартной модели: известные нам стабильные элементарные частицы чаще всего имеют электрический заряд, а единственная электронейтральная частица в пределах Стандартной Модели, нейтрино, не подходит из-за своей массы. Даже то, что нейтрино имеет массу, долгое время было не очевидно: за открытие осцилляции типов нейтрино, которые явились доказательством того, что нейтрино имеют массу покоя, дали Нобелевскую премию только в 2015 году. Но и сейчас неизвестно точно, какая это масса. Она точно крайне невелика. Физические наземные эксперименты по определению массы нейтрино сейчас достигли высокой точности, и недавно эксперимент KATRIN поставил такой верхний предел на массу нейтрино: $m_{\nu} < 1,1$ эВ [54]. Ещё более сильный верхний предел ставят космологи: результаты обзора распределения температуры реликтового фона по небу, проведённые с высоким пространственным разрешением аппаратом Planck, позволили сопоставить интегральный эффект Сакса—Вольфа с возможным гравитационным линзированием фотонов последней рассеивающей поверхности на неоднородностях распределения материи во Вселенной и по этим данным поставить верхний предел на массу нейтрино: $m_{\nu} < 0,24$ эВ [23]. Между тем,

если мы хотим объяснить скрытую массу галактик тёмной материей — тёмными гало вокруг светящихся дисков, то у нас есть нижний предел на массу частицы, являющуюся компонентом тёмной материи. Этот предел ставит статистическая физика: есть максимум фазовой плотности [55], и этот предел равен $m_{\text{dark}} > 300$ эВ. Иными словами, нейтрино со своей малой массой не могут сформировать тёмные гало галактик и скоплений.

За пределами Стандартной модели предсказывается целый ряд гипотетических (пока не открытых в физических экспериментах) частиц, претендующих на роль тёмной материи: WIMP, аксионы, гравитино, стерильные (более массивные) нейтрино. Даже первичные чёрные дыры сейчас серьёзно рассматриваются как вероятный кандидат в тёмную материю. Но всё же самым популярным вариантом до сих пор остаётся WIMP. В хорошо разработанном теоретиками расширении Стандартной модели — суперсимметричной теории SUSY, предлагающей новую физику на электрослабой шкале, — есть уже конкретный вариант WIMP: это нейтралино, с массой около 100 ГэВ. Но в поисках WIMP физики рассматривают и более широкий диапазон возможных параметров. Хороший обзор современного состояния этих поисков содержится в работе [56].

Методы поиска частицы тёмной материи можно грубо разделить на три класса: прямые, непрямые и на Большом адронном коллайдере, с которым были связаны особые ожидания. Все три способа различаются не только по подходам, но и по «участникам» событий. При прямых поисках ищут следы взаимодействия частиц тёмной материи (которые, как предполагается, заполняют собой всю Галактику, в том числе и всё вокруг нас) с мишенями из обычного материала: германия, ксенона, кремния, натрия. При концентрации частиц тёмной материи в нашей Галактике одна на литр ожидается 10 событий в год на килограмм мишени. События могут быть разные: вспышки, ионизация материала мишени, поток выбитых обычных элементарных частиц. Непрямые поиски — это поиски последствий аннигиляции частиц тёмной материи в тех местах во Вселенной, где её много: потоков позитронов, других более тяжёлых частиц космических лучей или гамма-фотонов, что более популярно, т. к. позволяет восстановить направление прихода сигнала. И, наконец, на Большом адронном коллайдере сталкивают пучки обычных частиц и ищут в последствиях этого столкновения что-либо необычное.

Прямые поиски вели несколько команд в длительных, дорогостоящих экспериментах. Первый же эксперимент DAMA — с натриевой мишенью в подземной итальянской лаборатории Gran Sasso — показал наличие сигнала от тёмной материи; то, что это не локальный фон, демонстрировалось наличием годовой модуляции сигнала [57]. К сожалению, никто из конкурирующих команд такую модуляцию не подтвердил. Команда DAMA тем не менее продолжала наблюдения и по финальным результатам эксперимента настаивала, что регистрирует сигнал и его годовую модуляцию [58]. Конкуренты, работающие на ксеноновых мишенях, поставили пределы на $4\div 5$ порядков ниже [59–62] и тем самым закрыли результат DAMA. На сегодняшний день прямые поиски частиц тёмной материи дали отрицательный результат.

Непрямые поиски — это астрономические наблюдения. В частности, это наблюдения космических лучей, возможно как космическими аппаратами, так и на Земле по черенковскому излучению. В части обнаружения следов распада тёмной материи в своё время наделало шума открытие избытка позитронов на высоких энергиях, $20\div 300$ ГэВ, в эксперименте PAMELA, осуществлявшемся начиная с 2006 года на российском спутнике «Р-ДК» [63, 64]. Позднее плоский спектр энергии позитронов был подтверждён космическим аппаратом FERMI, обладавшим широкопольным приёмником LAT (в основном предназначенном для измерения потока в гамма-диапазоне, но способном фиксировать и ливни от электронов и позитронов) [65]. Для объяснения такого плоского спектра и избытка потока позитронов над потоком электронов необходимо использовать какие-то первичные источники, не очень далёкие от нас. Распад или аннигиляция тёмной материи — самая сенсационная возможность. Однако, по размышлению, она была отвергнута: чтобы породить

такой спектр энергии позитронов, частицы тёмной материи должны были бы обладать тераэлектронвольтными массами и неправдоподобно большими сечениями взаимодействия. Так что от этой интерпретации отказались; скорее всего, позитроны рождаются пульсарами или в остатках сверхновых.

Однако спутник FERMI/LAT продолжил непрямые поиски: привлекательной оказалась возможность обнаружить диффузное гамма-излучение от аннигиляции тёмной материи. Гамма-излучение распространяется по прямой, поэтому FERMI/LAT предпринял длительные экспозиции объектов, где ожидается большая концентрация тёмной материи, — карликовых сфероидальных спутников нашей Галактики. Но и здесь результат поисков оказался отрицательным: суммарная экспозиция 27 карликовых галактик в течение 11 лет не показала гамма-сигнала, превышающего фон [66]. Таким образом, и непрямые поиски следов тёмной материи дали отрицательный результат.

Задача поиска частиц тёмной материи изначально ставилась как одна из главных при проектировании Большого адронного коллайдера. В обоих основных экспериментах, и ATLAS, и CMS, планировались эти поиски. Результаты по ATLAS приведены в обзоре [67]. В столкновениях двух пучков протонов при энергии 13 ТэВ искали либо генерируемые односторонние джеты, либо пропажу поперечного момента, либо, в случае генерации и быстрого распада частицы тёмной материи, какие-то энергетические резонансы вылетающих обычных маломассивных частиц. Сейчас, по прошествии двух циклов работы коллайдера, можно констатировать, что частицу тёмной материи не нашли. Правда, пока был рассмотрен только небольшой класс модельных предсказаний.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Хотя изначально гипотеза о тёмной материи появилась как ответ на несовпадение светящейся и динамической массы галактик и систем галактик, позднее значительно более серьёзные космологические основания позволили констатировать, что тёмная материя не просто доминирует в гравитации Вселенной — она обязана быть небарионной, электронейтральной, нерелятивистской, слабодействующей, в том числе сама с собой. В настоящее время такая частица неизвестна. Обязана ли она быть стабильной? В последние годы из-за расхождения постоянной Хаббла $67,36 \pm 0,54$ (км/с)/Мпк, полученной аппаратом Planck для эпохи $z \approx 1000$ [23], с постоянной Хаббла $74,03 \pm 1,42$ (км/с)/Мпк, измеренной астрономами для ближней Вселенной [68], стали активно обсуждаться модели с распадающейся (частично) тёмной материей. Также и вопрос об отсутствии самовзадействия её частиц остаётся невыясненным: наблюдательные последствия для барионов не имеют прямой связи с динамической массой тёмных гало. И до сих пор есть много расхождений между моделями и реальными галактиками; есть характеристики, которые принципиально не воспроизводятся в моделях. Таким образом, вероятно, тёмная материя существует; однако не исключено, что мы пока совершенно не представляем себе, из чего она состоит.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zwicky F. // *Helvetica Phys. Acta*. 1933. V. 6. P. 110–127.
2. Zwicky F. // *Astrophys. J.* 1937. V. 86, No. 3. P. 217–246. <https://doi.org/10.1086/143864>
3. Bosma A. // *Astron. J.* 1981. V. 86, No. 12. P. 1825–1846. <https://doi.org/10.1086/113063>
4. Bosma A., van der Kruit P. C. // *Astron. Astrophys.* 1979. V. 79. P. 281–266.
5. Einasto J., Kaasik A., Saar E. // *Nature*. 1974. V. 250. P. 309–310. <https://doi.org/10.1038/250309a0>

6. Pfenniger D., Combes F., Martinet L. // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 285. P. 79–93.
7. Pfenniger D., Combes F. // *Astron. Astrophys.* 1994. V. 285. P. 94–118.
8. Ryu D., Olive K. A., Silk J. // *Astrophys. J.* 1990. V. 353. P. 81–89. <https://doi.org/10.1086/168591>
9. White S. D. M., Rees M. J. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 1978. V. 183. P. 341–358. <https://doi.org/10.1093/mnras/183.3.341>
10. <https://images.nasa.gov/details-PIA04252>
11. Wilson M. L., Silk J. // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. P. 14–25. <https://doi.org/10.1086/158561>
12. Boynton P. E., Partridge R. B. // *Astrophys. J.* 1973. V. 181. P. 243–253. <https://doi.org/10.1086/152045>
13. Uson J. M., Wilkinson D. T. // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 49. P. 1463–1465. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.49.1463>
14. Uson J. M., Wilkinson D. T. // *Astrophys. J. Lett.* 1984. V. 277. P. L1–L3. <https://doi.org/10.1086/184188>
15. Peebles P. J. E. // *Astrophys. J. Lett.* 1982. V. 263. P. L1–L5. <https://doi.org/10.1086/183911>
16. Bennett C. L., Kogut A., Hinshaw G., et al. // *Astrophys. J.* 1994. V. 436. P. 423–442. <https://doi.org/10.1086/174918>
17. Banday A. J., Górski K. M., Bennett C. L., et al. // *Astrophys. J.* 1997. V. 475. P. 393–398. <https://doi.org/10.1086/303585>
18. <https://images.nasa.gov/details-PIA16874>
19. <https://images.nasa.gov/details-PIA16873>
20. <https://images.nasa.gov/details-PIA16879>
21. Bennett C. L., Larson D., Weiland J. L., et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2013. V. 208, No. 2. Art. no. 20. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/20>
22. Hinshaw G., Larson D., Komatsu E., et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2013. V. 208, No. 2. Art. no. 19. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/208/2/19>
23. Aghanim N., Akrami Y., Ashdown M., et al. (Planck Collaboration) // *Astron. Astrophys.* 2020. V. 641. Art. no. A6. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>
24. Shatskiy A. A., Novikov I. D., Silchenko O. K., et al. // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 2012. V. 420, No. 4. P. 3017–3080. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.20203.x>
25. Засов А. В., Зайцева Н. А. // *Письма в астрофиз. журн.* 2017. Т. 43, № 7. С. 485–499. <https://doi.org/10.7868/S0320010817070051>
26. Tumlinson J., Thom Ch., Werk J. K., et al. // *Astrophys. J.* 2013. V. 777, No. 1. Art. no. 59. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/777/1/59>
27. Werk J. K., Prochaska J. X., Thom Ch., et al. // *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 2013. V. 204, No. 2. Art. no. 17. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/204/2/17>
28. Borthakur S., Heckman T., Tumlinson J., et al. // *Astrophys. J.* 2015. V. 813, No. 1. Art. no. 46. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/813/1/46>
29. Bordoloi R., Tumlinson J., Werk J. K., et al. // *Astrophys. J.* 2014. V. 796, No. 2. Art. no. 136. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/796/2/136>
30. Tumlinson J., Peebles M. S., Werk J. K. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2017. V. 55, No. 1. P. 389–432. <https://doi.org/10.1146/annurev-astro-091916-055240>
31. Prochaska J. X., Werk J. K., Worseck G., et al. // *Astrophys. J.* 2017. V. 837, No. 2. Art. no. 169. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa6007>
32. Lim S. H., Mo H. J., Wang H., Yang X. // *Astrophys. J.* 2020. V. 889, No. 1. Art. no. 48. Art. no. 169. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab63df>
33. Macquart J.-P., Prochaska J. X., McQuinn M., et al. // *Nature.* 2020. V. 581. P. 391–395. <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2300-2>

34. Засов А.В., Сабурова А.С., Хоперсков А.В., Хоперсков С.А. // Успехи физ. наук. 2017. Т. 187, № 1. С. 3–44. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.03.037751>
35. de Martino I., Chakrabarty S.S., Cesare V., et al. // Universe. 2020. V. 6, No. 8. Art. no. 107. <https://doi.org/10.3390/universe6080107>
36. Press W.H., Schechter P. // Astrophys. J. 1974. V. 187. P. 425–438. <https://doi.org/10.1086/152650>
37. Conroy Ch., Wechsler R.H., Kravtsov A.V. // Astrophys. J. 2006. V. 647, No. 1. P. 201–214. <https://doi.org/10.1086/503602>
38. Guo Q., White S., Li Ch., Boylan-Kolchin M. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2010. V. 404, No. 3. P. 1111–1120. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.16341.x>
39. Trujillo-Gomez S., Klypin A., Primack J., Romanowsky A. // Astrophys. J. 2011. V. 742, No. 1. Art. no. 16. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/742/1/16>
40. Vogelsberger M., Genel S., Springel V. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2014. V. 444, No. 2. P. 1518–1547. <https://doi.org/10.1093/mnras/stu1536>
41. Lelli F., McGaugh S.S., Schombert J.M. // Astron. J. 2016. V. 152, No. 6. Art. no. 157. <https://doi.org/10.3847/0004-6256/152/6/157>
42. Posti L., Fraternali F., Marasco A. // Astron. Astrophys. 2019. V. 626. Art. no. 56. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935553>
43. Corbelli E., Lorenzoni S., Walterbos R., et al. // Astron. Astrophys. 2010. V. 511. Art. no. 89. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200913297>
44. Genzel R., Förster Schreiber N.M., Ubler H., et al. // Nature. 2017. V. 543. P. 397–401. <https://doi.org/10.1038/nature21685>
45. Goulding A.D., Greene J.E., Ma Ch.-P., et al. // Astrophys. J. 2016. V. 826, No. 2. Art. no. 167. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/826/2/167>
46. Anderson M.E., Churazov E., Bregman J.N. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2016. V. 455, No. 1. P. 227–243. <https://doi.org/10.1093/mnras/stv2314>
47. Bogdán A., Bourdin H., Forman W.R., et al. // Astrophys. J. 2017. V. 850, No. 1. Art. no. 98. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa9523>
48. Dai X., Anderson M.E., Bregman J.N., Miller J.H. // Astrophys. J. 2012. V. 755, No. 2. Art. no. 107. <https://doi.org/10.3847/0004-637X/755/2/107>
49. Bogdán A., Forman W.R., Kraft R.P., Jones Ch. // Astrophys. J. 2013. V. 772, No. 2. Art. no. 98. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/772/2/98>
50. Li J.-T., Bregman J.N., Wang Q.D., et al. // Astrophys. J. Lett. 2018. V. 855, No. 2. Art. no. L24. <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aab2af>
51. Li J.-T., Bregman J.N., Wang Q.D. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 2017. V. 233. Art. no. 20. <https://doi.org/10.3847/1538-4365/aa96fc>
52. Li J.-T., Wang Q.D. // Mon. Not. R. Astron. Soc. 2013. V. 428, No. 3. P. 2085–2108. <https://doi.org/10.1093/mnras/sts183>
53. Rasmussen J., Sommer-Larsen J., Pedersen K., et al. // Astrophys. J. 2009. V. 697, No. 1. P. 79–93. <https://doi.org/10.1088/0004-637X/697/1/79>
54. Aker M., Altenmüller K., Arenz M., et al. (KATRIN Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. Art. No. 221802. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.123.221802>
55. Tremaine S., Gunn J.E. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42, No. 6. P. 407–410. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.42.407>
56. Roszkowski L., Sessolo E.M., Trojanowski S. // Reports Progress Phys. 2018. V. 81, No. 6. Art. no. 066201. <https://doi.org/10.1088/1361-6633/aab913>
57. Bernabei R., Belli P., Cerulli R., et al. (DAMA Collaboration) // Phys. Lett. B. 2000. V. 480.

- P. 23–31. [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(00\)00405-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00405-6)
58. Bernabei R., Belli P., Cappella F., et al. (DAMA Collaboration) // *Eur. Phys. J. C*. 2013. V. 73. Art. no. 2648. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2648-7>
59. Aprile E., Aalbers J., Agostini F., et al. (XENON Collaboration) // *JCAP*. 2016. V. 1604. Art. no. 027. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2016/04/027>
60. Aprile E., Aalbers J., Agostini F., et al. (XENON Collaboration) // *Phys. Rev. D*. 2016. V. 94, No. 12. Art. no. 122001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.122001>
61. Akerib D. S., Alsum S., Araújo H. M., et al. (LUX Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118, No. 2. Art. no. 021303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.021303>
62. Tan A., Xiao M., Cui X., et al. (PandaX-II Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 117, No. 12. Art. no. 121303. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.121303>
63. Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A., et al. (PAMELA Collaboration) // *Nature*. 2009. V. 458. P. 607–609. <https://doi.org/10.1038/nature07942>
64. Adriani O., Barbarino G. C., Bazilevskaya G. A., et al. (PAMELA Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111, No. 8. Art. no. 081102. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.081102>
65. Abdo A. A., Ackermann M., Agjekko M., et al. (Fermi LAT Collaboration) // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 102. Art. no. 181101. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.181101>
66. Hoof S., Geringer-Sameth A., Trotta R. // *JCAP*. 2020. V. 02. Art. no. 012. <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2020/02/012>
67. Giagu S. // *Frontiers in Physics*. 2019. V. 7. Art. no. 75. <https://doi.org/10.3389/fphy.2019.00075>
68. Riess A. G., Casertano S., Yuan W., et al. // *Astrophys. J.* 2019. V. 876, No. 1. Art. no. 85. <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab1422>

Поступила в редакцию 27 июля 2020 г.; принята в печать 22 октября 2020 г.

OBSERVATIONAL SIGNATURES OF DARK MATTER

O. K. Sil'chenko

This review includes a description of the origin and evolution of the term “dark matter” as an observationally needed element of the Universe structure. The first context of this term was in fact a “missing mass” which was discovered as a deficit of luminous matter to explain all the observed gravity governing the motion inside galaxies and between them. Generally, the missing mass can be explained by non-radiating baryons. However, later it was understood that dark matter plays a key role in cosmological models of the Universe as a whole, and just in cosmology it must be strictly non-baryonic. The main role of dark matter is domination in gravitation, resulting in the large-scale structure development. Based on the role of dark matter in the evolution of the Universe, the astrophysicists–theorists have been able to formulate a list of its properties: it must be particles (bodies), without electromagnetic charge, dynamically cold (non-relativistic), and without self-interaction. However, specific particles that could make up dark matter are not found yet in laboratory experiments.