

К 100-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ Я.Б. ЗЕЛЬДОВИЧА

Скопления галактик

А.А. Вихлинин, А.В. Кравцов, М.Л. Маркевич, Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов

Скопления галактик — это самые массивные объекты во Вселенной, сформировавшиеся в результате гравитационного сгущения ничтожно малых первичных флуктуаций. Число скоплений и их свойства непосредственно зависят от свойств тёмной материи и тёмной энергии, что позволяет использовать скопления как мощный инструмент наблюдательной космологии. Наблюдения горячего газа, заполняющего гравитационную потенциальную яму скопления, открывают возможность изучения различных газодинамических и плазменных эффектов и влияния сверхмассивных чёрных дыр на нагрев и охлаждение газа. Работы Якова Борисовича Зельдовича оказали сильнейшее влияние практически на все космологические и астрофизические аспекты, связанные со скоплениями галактик, включая такие понятия, как спектр Гаррисона — Зельдовича, приближение Зельдовича, барионные акустические пики, эффект Сюняева — Зельдовича. В обзоре обсуждаются наиболее общие свойства скоплений и их роль в современной астрофизике и космологии.

PACS numbers: 97.60.Lf, 98.65. — r, 98.80.Bp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404a.0339

Содержание

1. Введение (339).
2. Моделирование образования крупномасштабной структуры и скоплений галактик (340).
 - 2.1. Крупномасштабная структура Вселенной и спектр первичных возмущений Гаррисона — Зельдовича.
 - 2.2. Численное моделирование образования структуры.
 - 2.3. Скопления галактик в космической паутине горячего межгалактического газа.
 - 2.4. Моделирование функции масс скоплений галактик.
 - 2.5. Измерения полных масс скоплений и их функции масс.
3. Космологические исследования с использованием скоплений галактик (347).
 - 3.1. Каталоги скоплений галактик с высокой степенью статистической "чистоты".
 - 3.2. Детальные измерения параметров индивидуальных объектов.
 - 3.3. Измерения масс скоплений.
 - 3.4. Геометрический тест с использованием рентгеновских данных и эффекта Сюняева — Зельдовича.
 - 3.5. Геометрический тест с использованием удельной доли массы горячего газа f_{gas} .
 - 3.6. Измерение темпа роста крупномасштабной структуры.
 - 3.7. Ожидаемые результаты будущих экспериментов.

4. Ударные волны в межгалактическом газе (352).
 - 4.1. Скопление Пуля и свойства тёмной материи.
 - 4.2. Скорость электронно-протонного теплообмена в горячей плазме.
 - 4.3. Ограничения на диффузию в плазме.
 - 4.4. Ультрарелятивистские электроны в межгалактической плазме.
 - 4.5. Ближайшие перспективы исследования ударных волн в скоплениях.
5. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах скоплений (358).
 - 5.1. Общая картина.
 - 5.2. Охлаждение газа.
 - 5.3. Наблюдательные проявления взаимодействия газа и сверхмассивной чёрной дыры.
 - 5.4. Диссипация механической энергии.
 - 5.5. Механизм обратной связи.
 - 5.6. Связь с эволюцией эллиптических галактик.
6. Заключение (363).

Список литературы (364).

1. Введение

Скопления галактик занимают особое место в современной астрофизике и космологии. Как и все объекты во Вселенной, скопления сформировались из ничтожно малых флуктуаций, заложенных на этапе инфляционного расширения Вселенной. Эти возмущения, происходившие в момент, когда возраст Вселенной составлял 400 тыс. лет, мы наблюдаем как флуктуации температуры реликтового излучения. Линейные возмущения всех масштабов растут одинаково быстро, и время формирования нелинейного объекта определяется исключительно амплитудой начального возмущения. Для спектра возмущений, близкого к спектру Гаррисона — Зельдовича, амплитуда уменьшается с увеличением размера (массы) объекта, и более массивные объекты формируются позднее. В нашей Вселенной самыми массивными объектами (с массой порядка $10^{15} M_{\odot}$), которые успели сформироваться к настоящему времени, являются скопления галактик. Во Вселенной с космологической постоянной (тёмной энергией) ускоренное расширение приводит к замедлению роста возмущений и ско-

А.А. Вихлинин. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
E-mail: vikhlinin@iki.rssi.ru
Center for Astrophysics, 60 Garden St, Cambridge, MA 02138 USA
А.В. Кравцов. University of Chicago, South Ellis Ave., Chicago IL, USA
М.Л. Маркевич. NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA
Р.А. Сюняев, Е.М. Чуразов. Институт космических исследований РАН, ул. Профсоюзная 84/32, 117997 Москва, Российская Федерация
Тел. (495) 333-33-77. Факс (495) 333-53-77
E-mail: churazov@iki.rssi.ru
Max Planck Institute for Astrophysics, Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany

Статья поступила 19 февраля 2014 г.

пления так и остаются самыми массивными объектами. Именно это выделяет скопления среди всех других объектов и позволяет использовать скопления как инструмент для измерения свойств тёмной энергии и свойств нейтрино.

Благодаря огромной массе скопления гравитация доминирует над другими процессами и скопления можно рассматривать как репрезентативный фрагмент Вселенной, в котором соотношение масс тёмной материи и барионов имеет универсальное значение. Кроме того, гигантская масса скоплений приводит к гравитационному линзированию более далёких объектов, позволяя искать объекты, усиленные линзой скопления, на рекордно больших красных смещениях.

Глубина гравитационной потенциальной ямы скопления настолько велика, что газ, падающий в эту яму, разогревается до температур в несколько сотен миллионов градусов, превращая скопления в мощные источники рентгеновского излучения. Одновременно рассеяние фотонов микроволнового фона на горячих электронах приводит к искажению спектра фона (эффект Сюняева – Зельдовича) и открывает возможность детектировать скопления на любых красных смещениях. Сочетание данных рентгеновских и микроволновых наблюдений превращает скопления в мощный инструмент наблюдательной космологии.

Скопления галактик — динамические объекты, которые продолжают расти в настоящую эпоху, поглощая более мелкие скопления. Сравнение распределения газа и гравитирующей массы приводит к нетривиальным пределам сечений взаимодействия частиц тёмной материи. Слияния скоплений вызывают появление ударных волн и турбулентных движений газа. Наблюдения в радиодиапазоне и рентгеновском диапазоне позволяют исследовать газодинамические и плазменные эффекты в горячем газе, в частности ускорение космических лучей.

Время радиационного охлаждения горячего газа в центрах скоплений галактик гораздо меньше возраста Вселенной. В отсутствие внешнего источника энергии газ должен был бы остывать, фрагментироваться и превращаться в звёзды. В действительности этого не происходит. Механическая энергия, производимая центральной сверхмассивной чёрной дырой, регулирует тепловой баланс газа и предотвращает его неконтролируемое охлаждение. В целом картина взаимодействия механической энергии чёрной дыры с газом напоминает процессы, протекающие при мощных взрывах в атмосфере Земли. Точно так же сверхмассивные чёрные дыры могут оказывать влияние на формирование и эволюцию галактик на красных смещениях $z \sim 2-3$. Наблюдения близких скоплений позволяют исследовать этот процесс в деталях.

Работы Якова Борисовича Зельдовича оказали сильнейшее влияние практически на все космологические и астрофизические аспекты, связанные со скоплениями галактик. Спектр Гаррисона – Зельдовича, приближение Зельдовича, барионные акустические пики, эффект Сюняева – Зельдовича — все эти результаты вошли в современные университетские курсы и активно используются сегодня в теоретической, численной и наблюдательной астрофизике. Настольной книгой для астрофизиков остаётся монография Я.Б. Зельдовича и Ю.П. Райзера *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, дающая наглядное и полезное описа-

ние физики горячего газа, ударных волн и атмосферных взрывов — процессов, определяющих наблюдательные проявления скоплений. Несколько десятков наземных и космических обсерваторий сегодня нацелены на исследования скоплений галактик и эффектов, предсказанных Я.Б. Зельдовичем. Идёт работа и над ещё более амбициозными проектами ближайшего будущего, включая проект обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма" (СРГ), которая должна обнаружить все массивные скопления галактик в наблюдаемой Вселенной.

В этом кратком обзоре мы обсуждаем самые общие свойства скоплений и их роль в современной астрофизике и космологии.

2. Моделирование образования крупномасштабной структуры и скоплений галактик

2.1. Крупномасштабная структура Вселенной и спектр первичных возмущений Гаррисона – Зельдовича

Хотя в космологических моделях обычно предполагается, что на больших масштабах Вселенная однородна и изотропна, на масштабах $\lesssim 100$ Мпк наблюдения показывают наличие существенных неоднородностей в распределении галактик. Наблюдаемая крупномасштабная структура состоит из групп и скоплений галактик размером ~ 1 Мпк, соединённых филаментами и "стенами" с размерами до ~ 100 Мпк. Филаменты и стены обрамляют области низкой плотности галактик, называемые войдами (от англ. void — пустота) [1]. Пример таких структур приведён на рис. 1 [2]¹.

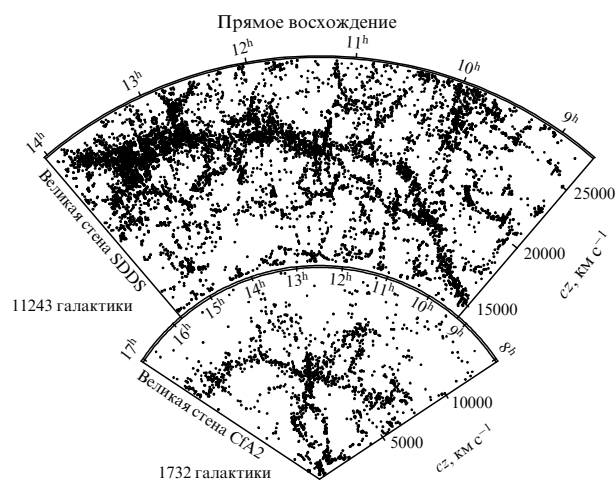


Рис. 1. Крупномасштабная структура в распределении галактик в обзорах CfA2 (Center for Astrophysics Redshift Survey) и SDSS (Sloan Digital Sky Survey) [2]. Объём из обзора CfA2 (нижний конус) размером ≈ 200 Мпк показывает филаменты и войды вокруг скопления галактик в созвездии Комы (сгущение в центре), в том числе приблизительно горизонтальный филамент под названием "Великая стена". Это распределение галактик убедительно показало морфологию крупномасштабной структуры, названной впоследствии "космической паутиной", и сыграло важную роль в развитии моделей образования структуры. Объём из обзора SDSS (верхний сегмент) показывает вытянутую филаментную структуру, названную по аналогии "Великая стена SDSS", примерно в три раза более длинную, чем Великая стена CfA2.

¹ <http://www.astro.princeton.edu/universe/>

Модели образования структуры основываются на нескольких фундаментальных теоретических предположениях. Например, предполагается, что первичные неоднородности плотности, давшие начало наблюдаемым структурам, описываются гауссовым распределением (предположение, недавно с высокой точностью подтверждённое результатами космической обсерватории "Планк" [3]). Статистические свойства гауссовых флуктуаций полностью описываются спектром мощности, равным усреднённому по ансамблю квадрату фурье-амплитуды волн с волновым вектором $\mathbf{k}$. Спектр мощности $P(k)$, определённый для фурье-гармоник в некотором достаточно большом пространственном объёме V , в изотропной Вселенной зависит только от абсолютной величины волнового вектора k :

$$P(k) \equiv \frac{1}{V} \langle |\delta_k|^2 \rangle. \quad (1)$$

Спектр мощности, который имеет размерность объёма, часто умножается на k^3 , что даёт безразмерную величину, характеризующую типичный квадрат амплитуды возмущений плотности на масштабе $\sim 1/k$:

$$\Delta^2(k) \equiv \frac{k^3}{2\pi^2} P(k). \quad (2)$$

Согласно современной парадигме образования крупномасштабной структуры, эти возмущения возникли из квантовых флуктуаций на микроскопических масштабах и увеличились до космологического масштаба в течение первоначальной инфляционной стадии расширения Вселенной (см., например, [4, 5]). Таким образом, модели инфляции элегантно объясняют происхождение первичных возмущений плотности: структуры, наблюдаемые во Вселенной на масштабах до ~ 100 Мпк, возникли как квантовые флуктуации инфляционного поля (или полей). Эти модели также естественным образом объясняют как гауссову форму возмущений, так и их предполагаемый первичный спектр мощности.

Модели инфляции [6–10] и предсказания спектра мощности возмущений [11–14], основанные на них, появились только в начале 1980-х годов. Однако общая форма первичного спектра возмущений, $P(k) \propto k$, была аргументирована Я.Б. Зельдовичем в 1972 г., задолго до появления первых инфляционных моделей спектра возмущений [15]². Такой спектр возмущений плотности называют масштабно-инвариантным, так как он соответствует спектру флуктуаций потенциала и метрики, в котором типичная амплитуда флуктуаций не зависит от масштаба: $\Delta_\phi^2(k) \propto k^{-4} \Delta^2(k) \propto k^{-4} k^4 = \text{const}$.

В статье [15] 1972 года, быстро ставшей классической³, Я.Б. Зельдович использовал простые физические аргументы: он предположил, что Вселенная вначале находилась в холодном состоянии и была нагрета диссипацией мелкомасштабных возмущений метрики

через акустические волны, по мере того как Вселенная расширялась, и эти возмущения оказывались меньше космологического горизонта.

Таким образом, в гипотезе Зельдовича мелкомасштабные возмущения постулировались как источник нагрева, необходимого для объяснения первичного нуклеосинтеза и реликтового излучения. В то же время на больших масштабах флуктуации должны быть достаточно большими для того, чтобы объяснить образование наблюдаемых скоплений галактик с массами от $\approx 10^{13}$ до $\approx 10^{15} M_\odot$. Зельдович показал, что масштабно-инвариантный спектр с амплитудой возмущений метрики порядка 10^{-4} , не противоречащий ограничениям на возмущения температуры реликтового излучения в то время, может элегантно объяснить как образование скоплений, так и достаточное нагревание Вселенной в ранние эпохи.

Хотя детали аргументов, представленных в работе Зельдовича, не подтвердились в ходе дальнейшего развития стандартной модели космологии, многие его идеи предвосхищали важнейшие вехи в этом развитии. Так, например, идея о том, что Вселенная началась с холодного состояния и последующий нагрев приводил к рождению огромного количества частиц и возникновению барионной асимметрии, подтверждается в инфляционных моделях, в которых Вселенная становится очень холодной после многих циклов экспоненциального расширения и требует нагрева, в процессе которого производятся частицы с высокой температурой. Инфляционные модели также позволили рассчитать ожидаемый спектр возмущений метрики, оказавшийся очень близким к масштабно-инвариантному [11–14] (см. также детальный обзор [5]). Амплитуда возмущений метрики, необходимая для своевременного образования крупномасштабной структуры, по оценке Зельдовича оказалась на несколько порядков величины меньше, чем в первых моделях инфляции [13, 20], что привело к разработке новых, улучшенных, моделей.

В течение последних десяти лет наблюдения возмущений температуры реликтового излучения показали, что первичный спектр возмущений метрики действительно очень близок к масштабно-инвариантному. Так, например, в недавних работах, в которых анализируются данные космической обсерватории "Планк", показано, что первичный спектр возмущений имеет степенной вид, $P(k) \propto k^{n_s}$, где $n_s = 0,9603 \pm 0,0073$ [21].

В то же время на теоретическом фронте развитие моделей эволюции возмущений в барионно-фотонной плазме на ранних стадиях расширения Вселенной привело к разработке высокоточных численных методов (например, [22, 23]), позволяющих рассчитать изменения первичного масштабно-инвариантного спектра, обусловленные различными процессами в этой плазме (например, подавлением роста возмущений во время эры доминирования излучения, затуханием акустических колебаний плазмы и т.д.). Эти точные предсказания моделей и эффекты, связанные с такими процессами, согласуются с рядом недавних наблюдений реликтового излучения со всё возрастающей точностью [24, 25].

Изменения приводят к конечному спектру возмущений $P(k)$, для которого показатель степени изменяется от $n_s \approx 1$ на больших масштабах (малые значения k) до $n_s \approx -1$ на масштабах порядка 100 Мпк и $n_s \sim -2$ на масштабе около 1 Мпк. При $k \rightarrow \infty$ значение n_s при-

² Аргументы частично были приведены и в более ранней работе [16]. В [17, 18] также был предложен масштабно-инвариантный спектр на основе совершенно других статистических аргументов.

³ Влияние и статус работы Зельдовича (и независимых аргументов Гаррисона) видны хотя бы из того, что масштабно-инвариантный спектр уже многие десятилетия называют спектром Гаррисона–Зельдовича и часто используют это понятие как широко известное без ссылок на оригинальные статьи (например, [19]).

ближается к -3 . Характерная амплитуда возмущений, $\Delta^2(k) \propto k^3 P(k)$, таким образом, возрастает с уменьшением пространственного масштаба возмущений вплоть до масштабов порядка солнечной системы и меньших [26]. Это возрастание приводит к иерархическому характеру образования структуры: сначала структуры формируются на самых малых масштабах, а структуры больших масштабов возникают позднее в результате слияния ранее образовавшихся структур.

2.2. Численное моделирование образования структуры

Образование структуры на нелинейных стадиях развития моделируется с помощью численных расчётов, в которых точные предсказания формы линейного спектра возмущений используются для задания начального распределения вещества. В численных моделях начальные условия устанавливаются на уже довольно поздних эпохах (красные смещения $50 \lesssim z \lesssim 200$). Эволюция возмущений до начального момента времени рассчитывается с помощью метода, предложенного Зельдовичем [27, 28] в 1970 г. Метод основан на широко известном лагранжевом подходе к описанию эволюции материи, применяемом в гидродинамике [29]. Такой подход оказался очень удачным для решения проблемы эволюции первичных космологических неоднородностей плотности, потому что типичные неоднородности являются довольно "сплюснутыми" [30]. Предложенный Зельдовичем метод расчёта, известный под названием "приближение Зельдовича", оказался на удивление точным для типичных "сплюснутых" возмущений (см., например, [31, 32]). В предельном случае коллапса плоской одномерной волны метод Зельдовича даёт точное решение, описывающее эволюцию, по крайней мере до пересечения орбит частиц и образования каустики.

Метод Зельдовича благодаря своей точности и относительно простоте успешно применялся для моделей образования структуры в 1970-х годах, когда непосредственное численное моделирование структуры ещё не было возможным [33–35]. Например, рис. 2 показывает результат двумерного расчёта эволюции адиабатических возмущений со степенным спектром с помощью приближения Зельдовича [35]. Эти расчёты показали, что крупномасштабная структура с характерными филаментами и войдами, показанная на рис. 1, образуется естественным образом из адиабатических гауссовых возмущений плотности (см. также [36–38]).

В течение последующих десятилетий метод Зельдовича служил основой не только целого ряда аналитических моделей образования структуры [39–42], но и численных расчётов нелинейной стадии коллапса возмущений. В численных расчётах этот метод стал стандартным при установлении начальных условий [33, 43–45], так как с его помощью можно очень точно предсказать эволюцию первичных возмущений до довольно поздних эпох ($z \sim 50-100$), что позволяет избежать малоинтересного численного моделирования эволюции в квазилинейном режиме на ранних стадиях. Хотя метод задания начальных условий недавно был улучшен [46], он основан на всё том же лагранжевом подходе Зельдовича, а улучшение его точности было достигнуто просто посредством учёта членов второго порядка в теории возмущений (в оригинальной работе Зельдовича использовались только линейные члены разложения).

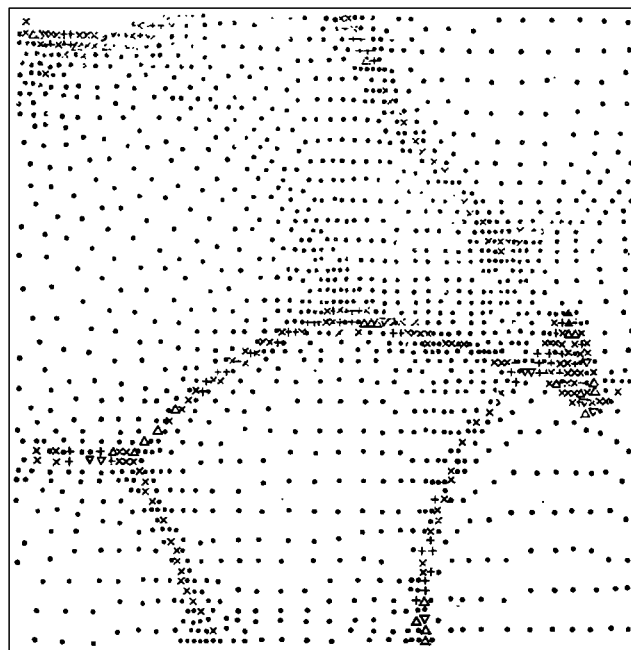


Рис. 2. Результат двумерного расчёта эволюции адиабатических возмущений со степенным спектром с помощью приближения Зельдовича [35], показывающий, что крупномасштабная структура с характерными филаментами и войдами (см. рис. 1) образуется естественным образом из адиабатических гауссовых возмущений плотности.

В то же время тот факт, что метод Зельдовича даёт точное решение в одномерном коллапсе плоской трёхмерной волны, широко используется для тестирования методов, применяемых в численных расчётах образования Вселенной [43–50].

В численных расчётах уравнения движения вещества решаются в расширяющейся системе координат, определяемой общим расширением Вселенной, зависящим от космологических параметров (в стандартной модели: постоянная Хаббла, средняя плотность вещества и плотность тёмной энергии). Однако обычно расширение "прячется" с помощью специально подобранных "сопутствующих" переменных [33, 51, 52], таких как сопутствующая координата $\mathbf{x}$, которая связана с физической координатой $\mathbf{r}$ и масштабным фактором $a(t)$: $\mathbf{x} = \mathbf{r}/a(t)$. Методы, применяемые в численных расчётах образования структуры, включают в себя быстрые численные алгоритмы расчёта сил гравитации [53, 54] и, если в дополнение к тёмному бесстолкновительному веществу отдельно моделируется нормальное барионно-фермионное вещество, методы численной гидродинамики [55].

Рисунок 3 показывает распределение тёмной материи в одном из современных численных расчётов образования структуры в моделях с холодным тёмным веществом (CDM — Cold Dark Matter) и космологической постоянной (Λ CDM). На ранних этапах эволюции образуется большое количество относительно малых гало, сгущивание которых гораздо сильнее сгущивания самого тёмного вещества [56, 57]. Так, например, в левом нижнем углу рис. 3а, б видна большая концентрация вещества и гало в виде протоскопления. На рисунке 3г ($z = 0$) в этой области видно образовавшееся скопление. На поздних этапах эволюции (рис. 3в, г) видны также филаменты и войды размером 100 Мпк. При красных смещениях

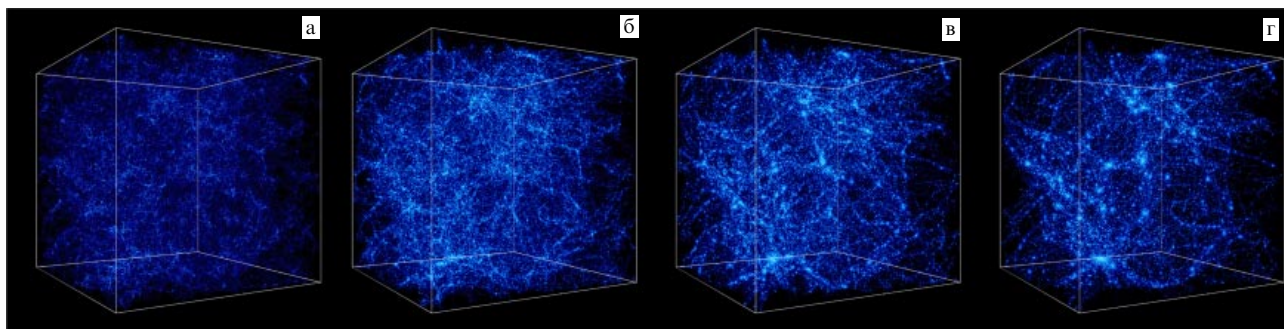


Рис. 3. Пространственное распределение тёмного вещества в численном расчёте образования структуры в CDM-модели с космологической постоянной в кубическом объёме сопутствующего размера 85 Мпк [56] на четырёх эпохах: (а) $z = 8$, (б) $z = 4$, (в) $z = 1$, (г) $z = 0$.

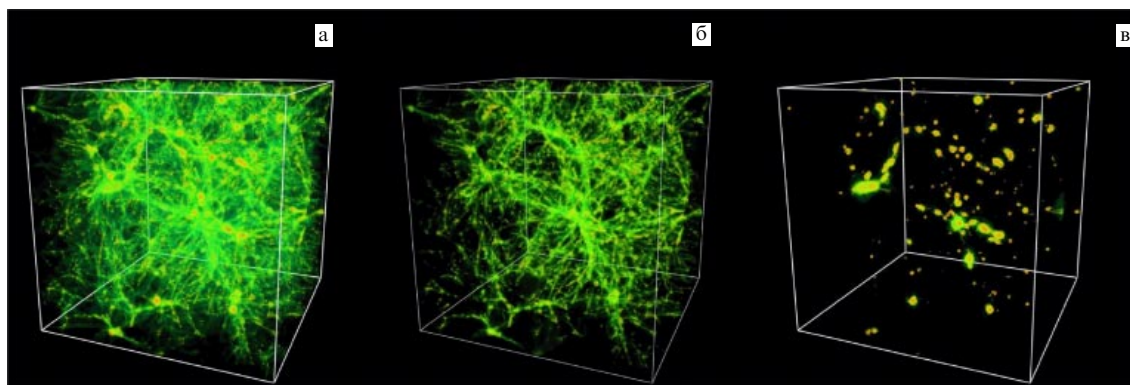


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Пространственное распределение диффузного барионного газа в гидродинамическом расчёте образования структуры в CDM-модели с космологической постоянной [60]. Кубический объём расчёта имеет сопутствующий размер 100 Мпк, близкий к размеру объёма, показанного на рис. 3. (а) Объёмный рендеринг распределения всего газа в объёме. Цвет соответствует локальному контрасту плотности газа по отношению к средней плотности барионов во Вселенной: зелёный цвет — контрасту плотности ~ 10 , жёлтый — контрасту ~ 100 , а красный — контрасту ≥ 1000 . (б) Показаны только барионы с температурой $10^5 < T < 10^7$ К. (в) Показаны только барионы с температурой $T \sim 10^6$ К, а самая горячая плазма сосредоточена в квазисферических сгущениях, соответствующих скоплениям галактик.

между $z = 1$ и $z = 0$ крупномасштабная структура изменяется не очень сильно, так как при $z < 1$ низкая плотность вещества в этой модели и космологическая постоянная приводят к быстрому темпу расширения, что прекращает коллапс филаментов. В сопутствующей системе координат, использованной на рис. 3, крупномасштабная структура при таком быстром расширении "застывает". Однако в области образующегося массивного скопления хорошо видна непрекращающаяся эволюция. Массивные скопления продолжают быстро эволюционировать при $z < 1$, что позволяет использовать скопления как один из тестов космологических моделей.

2.3. Скопления галактик в космической паутине горячего межгалактического газа

В процессе коллапса барионный газ следует за тёмным веществом, плотность которого доминирует на больших масштабах. В результате действия сильных ударных волн и адиабатического сжатия газа его температура резко повышается до $\sim 10^5 - 10^7$ К в филаментах крупномасштабной структуры, а также в самых больших гало с массами $\sim 10^{14} - 10^{15} M_\odot$, соответствующими наблюдаемым скоплениям галактик [58]. Модели, основанные на приближении Зельдовича, уже в 1970-х годах показывали, что на поздних этапах эволюции структуры большая часть диффузного барионного газа должна находиться в горячей фазе филаментов и скоплений галактик

[35, 58], что было подтверждено впоследствии численными расчётами, моделирующими гидродинамику и термодинамику барионного газа при коллапсе [59–61]. Эта горячая фаза недавно была обнаружена в наблюдениях [62] с помощью кросскорреляции распределения массы в проекции, измеренного методом слабого гравитационного линзирования, и эффекта Сюняева–Зельдовича (СЗ) [63, 64], измеренного космической обсерваторией "Планк".

Помимо крупномасштабной структуры, на рис. 3 также видно большое количество плотных сколлапсировавших гало. Гало соответствуют минимумам потенциала, в окрестности которых в процессе охлаждения газа, нагретого ударными волнами, должно накапливаться нормальное вещество и образовываться галактики [65]. Образование галактик сопровождается рядом сложных процессов, в которых охлаждение и конденсация барионного газа могут приводить к уплотнению тёмного вещества в центрах гало (рис. 4) [66–68] и изменению формы гало с приближением её к более сферической [69]. Высвобождение энергии молодых массивных звёзд в виде излучения и кинетической энергии звёздных ветров, а также ударных волн и космических лучей, образующихся при взрывах сверхновых, может впоследствии приводить к выбросу большей части сконденсировавшегося барионного газа из гало и понижению центральной плотности тёмного вещества.

Численное моделирование этих сложных процессов является областью активных исследований, так как уже очевидно, что понимание этих процессов чрезвычайно важно для прогресса в объяснении общей картины образования галактик. При этом моделирование скоплений галактик играет особую роль по двум причинам (см., например, подробный обзор [70]).

Во-первых, скопления являются уникальными астрофизическими лабораториями, в которых все компоненты вещества исследуются наблюдательно. Например, распределение звёзд и холодного газа изучается с помощью панхроматических наблюдений в диапазонах излучения от ультрафиолетового до инфракрасного и радиоволнового. Распределение массы и термодинамические свойства горячего газа исследуются посредством рентгеновских наблюдений (см., например, [71]) и наблюдений эффекта Сюняева–Зельдовича [63, 64, 72]. Распределение тёмного вещества исследуется с помощью нахождения скоростей галактик [73] и гравитационного линзирования [74]. Во-вторых, скопления играют важную роль космологических "маяков" образования структуры (см., например, недавний подробный обзор [75], а также раздел 3 настоящего обзора).

2.4. Моделирование функции масс скоплений галактик

Эпоха и темп коллапса любого пика плотности обусловлены его начальной амплитудой, силой притяжения, определяемой законом гравитации на соответствующих масштабах, и темпом расширения Вселенной, которое действует в противовес силе притяжения, замедляя коллапс. Эпоха образования массивных скоплений приходится на $z \lesssim 2$, и их пространственная плотность на разных красных смещениях, зависящая от массы (функция масс), очень чувствительна к нормировке спектра возмущений, темпу расширения Вселенной, который зависит от средней плотности вещества и тёмной энергии, и к свойствам закона гравитации на самых больших масштабах [70].

Эти зависимости калибруются с помощью численных расчётов образования структуры. Однако помимо применения расчётов был также разработан целый ряд аналитических моделей функции масс скоплений, полезных как для интерпретации результатов численных расчётов, так и для понимания происхождения зависимостей функции масс от свойств начальных возмущений и космологических параметров.

Первая статистическая модель функции масс сколлапсировавших пиков плотности была разработана в [76]. Модель опирается на предположение, что функция масс непосредственно связана со статистическими свойствами первичных возмущений плотности, такими как спектр мощности $P(k)$. Так, вероятность $F(M)$ того, что данная область с начальным контрастом плотности $\delta_M(\mathbf{x}) \equiv \rho(\mathbf{x})/\bar{\rho} - 1$, где $\bar{\rho}$ — средняя плотность вещества, а поле плотности $\rho(\mathbf{x})$ сглажено на масштабе массы M (соответствующем пространственному масштабу $R \approx [3M/(4\pi\bar{\rho})]^{1/3}$), сколлапсирует в объект с массой $\geq M$, выражается как

$$F(M) = \int_{-1}^{\infty} p(\delta) C_{\text{coll}}(\delta) d\delta. \quad (3)$$

Здесь $p(\delta)d\delta$ обозначает распределение вероятности $\delta_M(\mathbf{x})$, обычно предполагаемое гауссовым, C_{coll} — вероятность того, что данная пространственная точка $\mathbf{x}$

с контрастом $\delta_M(\mathbf{x})$ сколлапсирует. В этом случае функция масс сколлапсировавших объектов с массой в интервале $(M, M + dM)$ равна производной dF/dM , делённой на сопутствующий объём первоначального поля возмущений плотности, занимаемого областями массы M , т.е. $M/\bar{\rho}$:

$$\frac{dn(M)}{dM} = \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{dF}{dM} \right|. \quad (4)$$

Пресс и Шехтер в своей модели [76] использовали результат модели коллапса сферического возмущения постоянной плотности [77], в которой возмущение коллапсирует, когда линейный контраст плотности достигает критической величины⁴ $\delta_c \approx 1.69$. На основе этого результата Пресс и Шехтер постулировали, что любая точка с контрастом $\delta_M(\mathbf{x})D_{+0}(z) \geq \delta_c$ сколлапсирует в гало массой $\geq M$ до красного смещения z , т.е. $C_{\text{coll}}(\delta) = \Theta(\delta - \delta_c)$, где Θ — функция Хевисайда. Важно отметить, что контраст $\delta_M(\mathbf{x})$ в этом контексте является начальным контрастом, линейно экстраполированным до эпохи z с помощью функции линейного роста возмущений $D_{+0}(z)$, нормированной так, что $D_{+0}(0) = 1$. Можно легко проверить, что для гауссова начального поля возмущений такое предположение даёт $F(M) = (1/2) \text{erfc}[\delta_c/(\sqrt{2}\sigma(M, z))] = F(v)$, где $\sigma(M, z)$ — дисперсия поля контрастов плотности, сглаженного на масштабе M и линейно экстраполированного до красного смещения z , а $v \equiv \delta_c/\sigma(M, z)$ — это так называемая амплитуда коллапса пика. Величина v характеризует амплитуду коллапсирующих пиков плотности в единицах дисперсии поля плотности. Сама функция масс на логарифмический интервал массы в этой модели выражается в виде

$$\begin{aligned} \frac{dn(M)}{d \ln M} &= \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{dF}{d \ln M} \right| = \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{d \ln v}{d \ln M} \frac{\partial F}{\partial \ln v} \right| \equiv \\ &\equiv \frac{\bar{\rho}}{M} \left| \frac{d \ln v}{d \ln M} \right| g(v) \equiv \frac{\bar{\rho}}{M} \psi(v). \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшие исследования показали, что форма функции $\psi_{\text{PS}}(v)$, предсказанная моделью Пресса–Шехтера, не очень точна: отличие от реальной функции масс скоплений в численных расчётах достигает при некоторых массах 50 % [79–83]. В принципе некоторых отличий можно ожидать просто ввиду различия в определении массы скоплений в модели и численных расчётах. В модели масса определяется фильтром, используемым для сглаживания контраста плотности, в то время как в численных расчётах масса определяется или внутри контура плотности, соответствующего определённому контрасту плотности, или внутри такой сферической области, в которой плотность равна определённому контрасту по отношению к средней плотности вещества или критической плотности Вселенной: $M = (4\pi/3)\Delta\rho_r R^3$, где $\rho_r = \bar{\rho}(z)$ или $\rho_r = \rho_{\text{crit}}(z)$ и обычно используется $\Delta \sim 200\text{--}500$ (см. [70, § 3.6], где можно найти более подробное обсуждение определения массы скоплений). Однако оказалось, что различие в определении массы не является основным источником ошибок.

⁴ Этот критический контраст плотности формально зависит от космологических параметров (см., например, [78]). Однако эта зависимость довольно слабая.

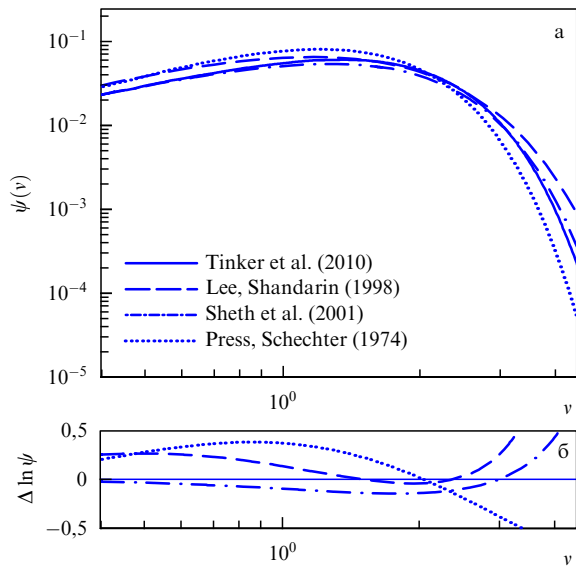


Рис. 5. (а) Зависимость $\psi(v)$ от амплитуды пика v , определяющая функцию масс сколлапсировавших объектов $dn/d \ln M = \bar{\rho} \psi(v)/M$ (см. уравнение (5)) как функцию амплитуды пика, предсказанная в модели Пресса–Шехтера (пунктирная кривая), модели Ли–Шандарина [42], основанной на приближении Зельдовича (штриховая кривая), модели Шеса, Мо и Тормена [86] (штрихпунктирная кривая) и полученная в численных расчётах (сплошная кривая) [88]. (б) Отклонение модельных результатов от результатов численных расчётов.

На самом деле, довольно легко заметить, что в подходе Пресса–Шехтера форма функции $\psi(v)$ прямо зависит от предположений модели коллапса пиков. Как мы отмечали ранее, типичные пики в гауссовом поле плотности имеют сплюснутую форму и их коллапс, таким образом, является анизотропным и не может точно описываться моделью сферического коллапса. Модели, которые используют такой же общий подход, но в которых функция S_{coll} вычисляется на основе моделей анизотропного коллапса возмущений, были разработаны во второй половине 1990-х годов [42, 82, 84, 85]. Так, в модели Шеса, Мо и Тормена используются статистика формы пиков в гауссовом поле и приближение, описывающее каждый пик в виде эллипсоида с учётом соответствующих результатов моделей коллапса эллипсоидов [86, 87]. В модели Ли и Шандарина [42], однако, используется приближение Зельдовича для непосредственного расчёта коллапса пиков, характеризуемого локальными значениями собственных значений тензора деформаций. Рисунок 5 показывает, что модели обоих этих типов предсказывают функцию масс скоплений в гораздо лучшем согласии с численными расчётами, чем модель Пресса–Шехтера, особенно при массах, соответствующих группам и скоплениям галактик ($v \gtrsim 1$). Точная калибровка функции масс на самых больших массах ещё продолжается [89, 90], хотя точность на данный момент уже ограничена неопределённостями физических процессов в барионном компоненте, связанных с образованием галактик [91–93].

Модель Пресса–Шехтера, тем не менее, сыграла огромную роль, показав, что *функция масс объектов на разных красных смещениях может быть универсальной функцией амплитуды пика* $v(M, z) \equiv \delta_c/\sigma(M, z)$. В частности, форма функции $\psi(v)$ зависит в основном от физики коллапса пиков плотности, а не от космологических

параметров модели. Это дало толчок как разработке более сложных моделей, основанных на подходе Пресса–Шехтера⁵, так и продуктивному анализу численных расчётов, показав, что калибровка функции $\psi(v)$ для одной космологии будет неплохо работать и для других космологий [83, 101, 102].

Рисунок 5 показывает, что при массах, соответствующих $v \lesssim 2$, функция $\psi(v)$ слабо изменяется с изменением v , что соответствует функции масс $dn/dM \propto M^{-\alpha}$ с $\alpha \approx -1,8 - 1,9$ (см. уравнение (5)). Однако при $v \gtrsim 2$ функция $\psi(v)$ быстро (экспоненциально) убывает с увеличением v . Массивные скопления галактик имеют как раз такие значения амплитуды пика, и их функция масс экспоненциально зависит от массы и космологических параметров, от которых зависит v . Именно эта экспоненциальная чувствительность к космологическим параметрам и делает скопления важными для космологических исследований. В то же время экспоненциальная зависимость от массы M означает, что при сравнении наблюдаемых выборок скоплений с теоретическими предсказаниями необходимо уделять особое внимание наблюдательным измерениям M .

2.5. Измерения полных масс скоплений и их функции масс

Проблема оценки масс скоплений, таким образом, является одной из основных в их космологических применениях. Хотя в принципе полные массы для отдельных скоплений довольно точно измеряются с использованием предположения гидростатического равновесия и рентгеновских наблюдений (см., например, [71]) или анализа линзирования галактик фона в области скоплений (см., например, [103, 104], а также недавний педагогический обзор [74]), часто на практике такие измерения трудно провести для больших выборок объектов из-за их сложности или ограниченной применимости. Например, оценка с помощью гидростатического равновесия будет неточна для скоплений, испытавших недавнее слияние с другим скоплением [105–109]. Исследования с помощью численных космологических расчётов также показывают, что оценки массы по линзированию для отдельных скоплений имеют существенный разброс по отношению к массе, используемой при теоретических калибровках функции масс [110].

Таким образом, на практике для оценки массы обычно берётся величина, которую, с одной стороны, можно надёжно измерить из наблюдательных данных, а с другой стороны, которая коррелирует с массой с малым разбросом. Для выбора таких величин успешно применяются результаты численных расчётов образования скоплений галактик. Эти расчёты обычно не могут очень точно предсказать форму корреляций, поскольку их результаты зависят от связанных с образованием галактик всё ещё неопределённых физических процессов, оказывающих сильное влияние на большинство наблюдаемых свойств звёзд и межгалактического газа в скоплениях. Тем не менее расчёты могут довольно надёжно предсказывать разброс корреляций разных наблюдательных величин и полной массы скоплений, а также их

⁵ За последнее десятилетие был разработан целый ряд моделей подобного рода, дающих даже более точное описание результатов численных расчётов благодаря введению дополнительных предположений и свободных параметров (см., например, [94–100]).

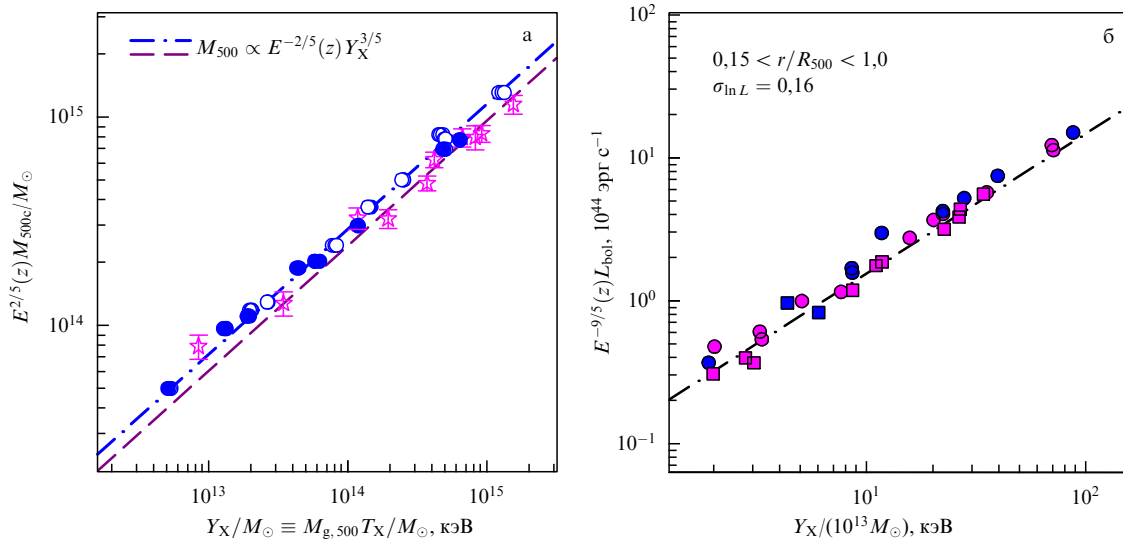


Рис. 6. (В цвете онлайн.) (а) Соотношение между $Y_X = M_{\text{gas}} T_X$ и полной массой $M_{500} = M(r < R_{500})$. Кружками показаны скопления в численных моделях [111], а звёздами с ошибками — наблюдаемые скопления, для которых величина Y_X измерена по данным рентгеновского телескопа "Чандра", а полная масса измерена из рентгеновских данных в предположении гидростатического равновесия [71]. Сплошные кружки соответствуют скоплениям с регулярным рентгеновским изображением без видимых признаков недавних слияний и динамических взаимодействий. Штрихпунктирная и штриховая линии соответствуют степенным законам с показателем $\alpha = 3/5$, описывающим свойства скоплений в численных расчётах и наблюдениях; $E(z) = H(z)/H_0$ (где $H(z)$ — постоянная Хаббла на красном смещении z), M_{500c} — масса скопления в пределах сферы, в которой средняя плотность превышает критическую плотность Вселенной, $M_{g,500c}$ — масса газа в пределах этой сферы. (б) Соотношение между Y_X и болометрической светимостью L_{bol} горячего межгалактического газа скоплений, измеренной космической обсерваторией XMM-Newton (X-ray Multi-Mirror Mission-Newton) [112]. В измерении светимости учитывалась область, ограниченная радиусом R_{500} , при этом вклад центральной области скопления, $r < 0,15 R_{500}$, не учитывался. Голубыми символами показаны скопления с яркими в рентгеновском диапазоне центральными ядрами (так называемыми охлаждающимися ядрами). Малиновыми символами показаны скопления с менее яркими ядрами. Скопления без признаков динамических взаимодействий указаны кружками, а скопления с такими признаками — квадратами; $\sigma_{\ln L}$ — среднеквадратичное отклонение логарифма светимости ($\ln L$) от средней степенной зависимости.

чувствительность к такого рода неопределённым галактическим процессам и эволюционной стадии скоплений.

На рисунке 6 приведён пример применения результатов численных расчётов для выбора оптимальных наблюдательных величин, используемых для оценок массы скоплений. Так, численные расчёты показали, что величина, имеющая наименьший разброс по отношению к массе, — это полная внутренняя энергия горячего газа в скоплениях внутри области с достаточно большим радиусом R , $E_{\text{th}} = \int_{r < R} n_e T_e dV$, где n_e и T_e — плотность и температура электронов горячей плазмы скоплений [113, 114]. Эта энергия связана с интегральной амплитудой СЗ-эффекта [63, 64] внутри соответствующего объёма: $Y_{\text{SZ}} = (k_B \sigma_T / m_e c^2) E_{\text{th}}$, определяемой величинами, измеряемыми при наблюдениях этого эффекта в скоплениях⁶ (см., например, детальный обзор [72]).

Хотя ошибки в современных наблюдениях самого СЗ-эффекта пока не позволяют достичь теоретически ожидаемой точности оценки массы, похожая величина может измеряться в рентгеновских наблюдениях скоплений [111]. Эта величина соответствует простому произведению массы газа и температуры, усреднённой по интервалу радиусов, исключаяющему ядро скопления: $Y_X = M_g T_X$.

Анализ результатов численных расчётов показывает, что если оценивать температуру по интервалу радиусов $0,15 < r/R_{500} < 1$, где R_{500} — радиус области, внутри которой средняя полная плотность массы равна

$500 \rho_{\text{crit}}(z)$, $\rho_{\text{crit}}(z)$ — критическая плотность Вселенной на красном смещении наблюдения, то Y_X коррелирует с полной массой скопления внутри области радиусом R_{500} с разбросом всего лишь $\approx 8\%$, что показано на рис. 6а. Более того, наклон этой степенной корреляции и её разброс практически не чувствительны к неопределённым процессам, связанным с образованием галактик, и к динамическому состоянию скоплений [111, 115–117].

Хотя определение величины Y_X требует измерений температуры, рис. 6б показывает, что болометрическая светимость скоплений, измеренная в интервале радиусов $0,15 < r/R_{500} < 1$ для наблюдаемой выборки скоплений с разными свойствами и динамическими состояниями [112], имеет разброс всего лишь $\approx 16\%$ по отношению к Y_X . Величина массы газа внутри области радиусом R_{500} , тесно связанная с рентгеновской светимостью, приведённой на рис. 6, имеет разброс всего лишь $\approx 5–8\%$ по отношению к Y_X и полной массе скоплений [111, 117]. Отсюда следует, что величины с довольно низким разбросом по отношению к массе могут быть получены и в рентгеновских наблюдениях, в которых измерение температуры невозможно. Однако в этом случае наклон соотношения намного более чувствителен к деталям физических процессов, связанных с образованием галактик, и к неопределённостям в моделировании этих процессов в численных расчётах [117].

Величины, подобные Y_X , массе газа и светимости скопления (за исключением вклада внутренней области), теперь широко используются для оценки функции масс скоплений галактик на разных красных смещениях. Эти оценки и их применение для установления ограничений на космологические параметры, в том числе на плот-

⁶ Здесь k_B , σ_T , m_e , c имеют обычный смысл: постоянная Больцмана, сечение рассеяния Томсона, масса покоя электрона и скорость света в вакууме соответственно.

ность тёмной энергии, более подробно обсуждаются в разделе 3.

3. Космологические исследования с использованием скоплений галактик

Теоретические аргументы и результаты численных расчётов, приведённые в разделе 2, демонстрируют сильную зависимость свойств скоплений от космологии. Поэтому изучение скоплений галактик позволяет получить серьёзные ограничения на ряд критически важных космологических параметров, например, для эмпирического описания так называемой тёмной энергии, ответственной за ускоренное расширение Вселенной [118, 119].

Есть два основных наблюдательных проявления тёмной энергии. Одно из них обусловлено влиянием тёмной энергии на расширение Вселенной как целого. Зависимость фактора расширения от времени может быть выведена из соотношения расстояние – красное смещение, измеренного, например, с использованием или сверхновых типа Ia как стандартных свечей, или длины волны барионных акустических осцилляций (см., например, [18, 120]) как стандартной линейки [121]. Этот тип космологических измерений обычно называют "геометрическим".

Другим эффектом, который можно наблюдать, является влияние тёмной энергии на темп роста крупномасштабной структуры Вселенной. Ожидается, что темп роста структуры замедляется после того, как Вселенная входит в фазу ускоренного расширения при $z \approx 0,8$. Если величина этого эффекта измерена достаточно точно, например, из данных по эффекту Сакса – Вульфа [122], слабому гравитационному линзированию на крупномасштабной структуре, по искажению распределения галактик в проекции на лучевую скорость [123] или по эволюции скоплений галактик, о чём пойдёт речь ниже, это должно значительно улучшить точность определения в сочетании с геометрическими методами эмпирических характеристик тёмной энергии [121]. Дополнительно возникает возможность проверить справедливость уравнений общей теории относительности (ОТО) на больших масштабах, 10 – 100 Мпк [124].

Следует отметить, что наблюдения скоплений галактик дают возможность проводить как измерения роста структуры Вселенной, так и геометрические тесты. Наблюдая индивидуальные скопления, можно определить зависимость расстояние – красное смещение либо через эффект Сюняева – Зельдовича [125], комбинируя микроволновые и рентгеновские данные для данного объекта, либо используя ожидаемую универсальность удельной доли горячего межгалактического газа, $f_{\text{gas}} = M_{\text{gas}}/M_{\text{tot}}$ [126, 127]. Данные методы можно применять и для независимого измерения постоянной Хаббла, наблюдая скопления на малых z .

Измерения темпа роста структуры с использованием скоплений в настоящее время проводятся в основном по наблюдениям их функции масс, амплитуда которой является экспоненциально чувствительной к линейной амплитуде возмущений плотности материи на данном красном смещении и поэтому позволяет получать точные ограничения даже в случае относительно малых подборок объектов [128].

В недалёком будущем доступность огромных каталогов скоплений ($\sim 10^5$ объектов), найденных, напри-

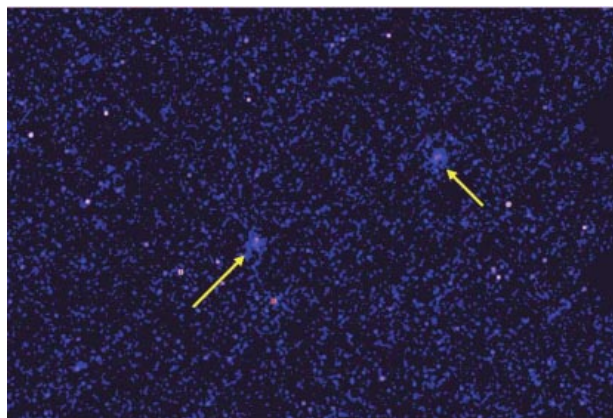


Рис. 7. Пример использования рентгеновских изображений для поиска далёких скоплений галактик. Данный участок неба наблюдался обсерваторией "Чандра" в течение 1,5 ч. Протяжённое рентгеновское излучение межгалактического газа двух скоплений (помечено стрелками) чётко выделяется на фоне статистического шума и многочисленных точечных источников.

мер, в глубоком рентгеновском обзоре обсерватории СРГ⁷, даст возможность реализовать два дополнительных космологических теста. Во-первых, в таких больших каталогах можно будет обнаружить барионные осцилляции в пространственном распределении объектов, что даёт независимый геометрический тест. Во-вторых, рост структуры можно будет отслеживать не только по эволюции функции масс скоплений, но и по постепенному возрастанию амплитуды их пространственной корреляции.

Практическая возможность реализации точных космологических измерений с использованием скоплений галактик появилась после запуска рентгеновских обсерваторий "Чандра" и XMM-Newton, которые дали возможность получать достаточно детальные данные для индивидуальных объектов (рис. 7). Одновременно был достигнут серьёзный прогресс в теоретических и численных моделях скоплений (см., например, [129]), что привело к более глубокому пониманию происходящих в них физических процессов и кардинальному улучшению возможности получения надёжных оценок их масс из наблюдательных данных. В последние несколько лет разработанная методика применяется для измерения параметров космологической модели на основе следующего поколения наблюдательных обзоров, основанных на использовании эффекта Сюняева – Зельдовича.

3.1. Каталоги скоплений галактик с высокой степенью статистической "чистоты"

Первые точные космологические результаты по скоплениям галактик были получены с использованием каталогов далёких объектов, найденных в рентгеновских изображениях спутника ROSAT (сокр. от нем. Röntgensatellit). Опыт этих исследований чрезвычайно важен для будущей работы обсерватории СРГ, которая сможет покрыть в рентгеновском диапазоне всё небо с такой чувствительностью и таким угловым разрешением, с которыми ROSAT провёл наблюдения лишь площади примерно в 100 квадратных градусов (кв. град.).

⁷ <http://hea.iki.rssi.ru/ru/index.php?page=srg>

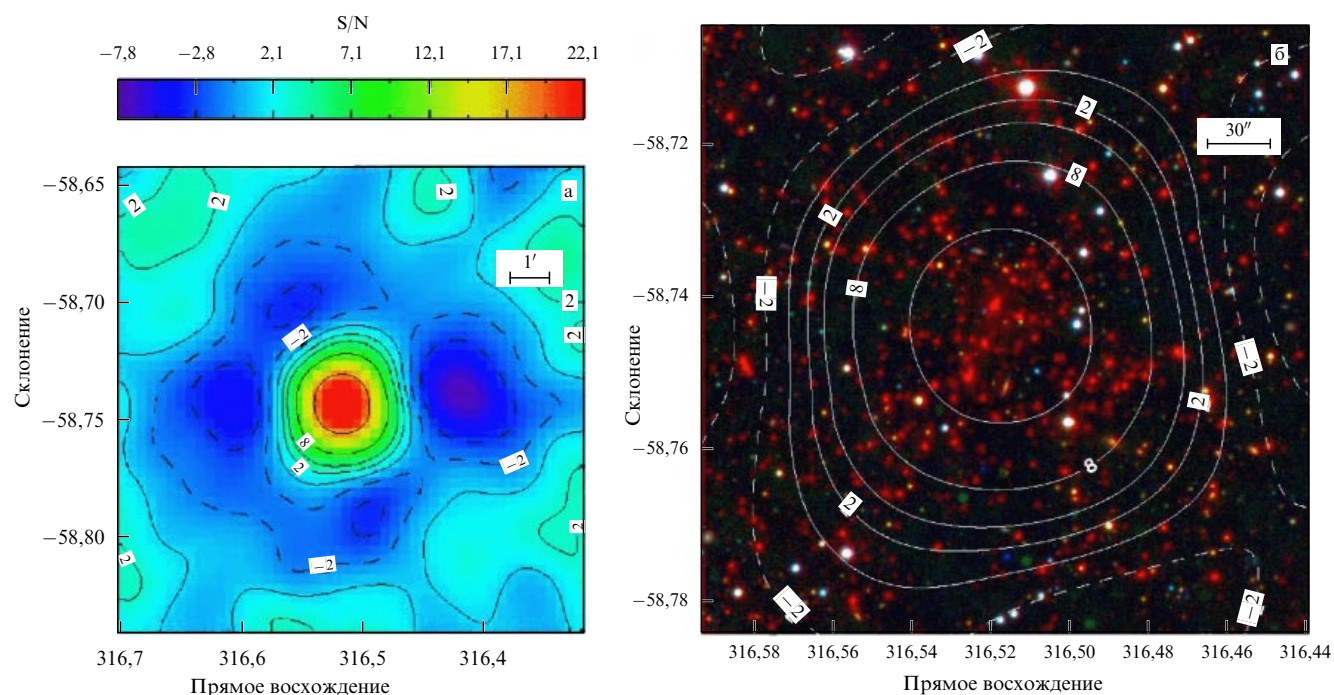


Рис. 8. Пример детектирования далёкого скопления галактик ($z = 1,1$) по эффекту Сюняева – Зельдовича [135]: (а) изображение, полученное SPT (S/N — отношение сигнала к шуму), и (б) изображение в оптическом диапазоне.

Рентгеновская обсерватория ROSAT, работавшая в 1990-х годах, дала обширный наблюдательный материал для построения выборок скоплений галактик на красных смещениях вплоть до $z > 1$ с высокой степенью статистической полноты [130]. Спутник ROSAT выполнил обзоры в широком диапазоне чувствительностей и площадей покрытия. Чувствительность и угловое разрешение в режиме обзора всего неба хорошо подходят для поиска скоплений на малых красных смещениях (см., например, каталоги BCS (Brightest Cluster Sample) и REFLEX (ROSAT-ESO Flux-Limited X-ray survey) [131, 132]). Благодаря "героическим" усилиям по оптической идентификации обзор всего неба спутником ROSAT можно использовать для поиска рекордно больших скоплений на красных смещениях вплоть до $z \sim 0,5$ (см. обзор MACS (MASSive Cluster Survey) [133]). В режиме наведений ROSAT покрыл всего около 2 % площади неба на высоких галактических широтах. Однако чувствительность и угловое разрешение в этом режиме были намного лучше, чем при сканировании всего неба, что открыло возможность использования этих данных для поиска скоплений на $z \approx 0,6$ примерно в том же диапазоне масс, в котором обзор всего неба был чувствителен для объектов на малых z . Один из наиболее известных и широко используемых каталогов скоплений — так называемый каталог 400d [134], содержащий 266 скоплений и групп галактик с максимальным $z = 0,9$, был составлен по результатам анализа большого числа рентгеновских изображений со спутника ROSAT, полученных в режиме наведений с общим покрытием 400 кв. град.

В последние годы фокус усилий по поиску далёких скоплений галактик и их использованию для космологических измерений сместился в область исследований, основанных на СЗ-эффекте (рис. 8). Основными экспериментами являются поиск скоплений в картах всего неба,

полученных спутником "Планк", а также чувствительные обзоры площадок размером в несколько тысяч кв. градусов наземными телескопами SPT (South Pole Telescope) и АСТ (Atacama Cosmology Telescope) [135–137]. Благодаря большей покрытой площади, а также слабой зависимости наблюдаемого эффекта от красного смещения обзоры "Планка", SPT и АСТ значительно расширили диапазон измерений функций масс скоплений в сторону больших масс и более высоких z .

3.2. Детальные измерения параметров индивидуальных объектов

Несмотря на бурное развитие телескопов, ориентированных на наблюдения СЗ-эффекта, рентгеновские данные по-прежнему дают самые точные измерения параметров индивидуальных скоплений галактик. Наблюдения объектов на низких красных смещениях телескопами "Чандра" и XMM-Newton способны дать детальные измерения профилей плотности, температуры и металличности горячего газа скоплений в широком диапазоне радиусов. Результаты целого ряда систематических исследований [138–140] дают целостную картину, в которой свойства горячего газа показывают высокую степень автомодельности (рис. 9, 10) (см. также [141, 142]) за пределами центральной части скопления, в которой важную роль играют процессы, не связанные непосредственно с нагревом межгалактического газа в процессе гравитационного коллапса (см. раздел 5).

Подобные измерения характеристик скоплений чрезвычайно важны для космологических приложений. Во-первых, они дают зависимости, необходимые для измерения профиля полной массы скопления одним из наиболее популярных методов, основанным на уравнении гидростатического равновесия газа в сферически-симметричном гравитационном поле. Во-вторых, наблюдаемые профили горячего газа чрезвычайно ценны для

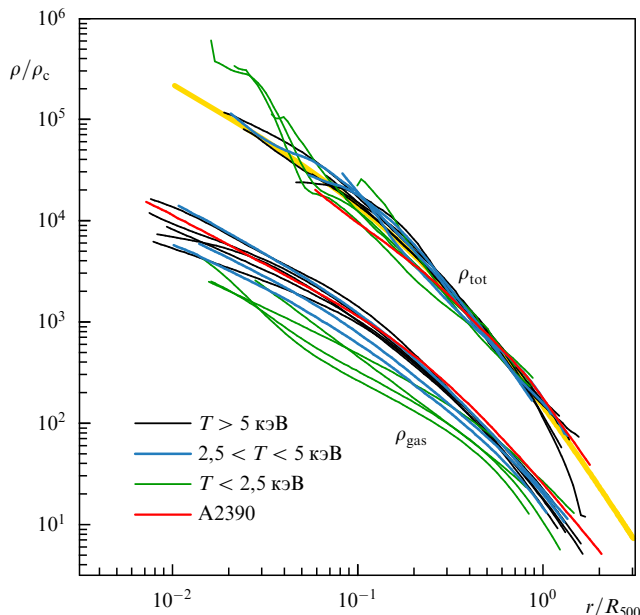


Рис. 9. Масштабированные профили плотности всего вещества скоплений ρ_{tot} и отдельно горячего газа ρ_{gas} , измеренные обсерваторией "Чандра" [138].

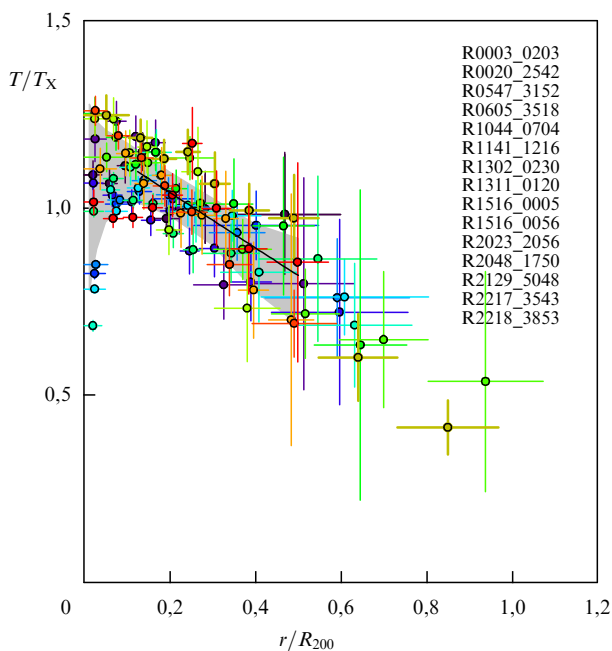


Рис. 10. Масштабированные профили температур горячего газа в репрезентативной подборке скоплений, измеренные обсерваторией XMM-Newton [140].

проверки точности численных моделей формирования скоплений⁸ (см. раздел 5). Наконец, автомодельность

⁸ Следует отметить, что при современном уровне развития теории и доступной точности наблюдений численное моделирование нельзя использовать для точного предсказания свойств скоплений галактик в разных космологических моделях, рассматривая их эволюцию из начальных условий ранней Вселенной. Главная роль численного моделирования заключается в том, чтобы обосновать существование соотношений между полной массой объектов и их наблюдаемыми интегральными рентгеновскими и СЗ-свойствами. Эти предсказания надёжны лишь постольку, поскольку мы можем проверить, что численные модели вполне адекватно воспроизводят также более сложные и нетривиальные свойства скоплений галактик.

наблюдаемых профилей горячего газа непосредственно указывает на то, что свойства скоплений в основном определяются единственным параметром — их полной массой. Это является ключевым моментом теории формирования скоплений галактик, а также основой для их использования в космологических измерениях.

3.3. Измерения масс скоплений

Хотя существование автомодельных соотношений между различными свойствами скоплений галактик и их полной массой не является новостью, абсолютная привязка этих соотношений к массе объектов долгое время оставалась очень неопределённой (см., например, обзор ситуации в 2003 г. с точки зрения теоретика [143]).

Сегодня ситуация намного лучше [144]. Нормировки соотношений между массой скоплений и их параметрами, полученными по рентгеновским измерениям масс в динамически "спокойных" объектах (см., например, [138]), выведенными из численных расчётов [145, 146] и найденными из наблюдений репрезентативных выборок методом слабого гравитационного линзирования [145, 146], согласуются с точностью примерно 10 %, достаточной для измерений целого ряда космологических параметров. Десятипроцентная точность абсолютной калибровки масс скоплений демонстрируется не только согласием результатов разных методов её измерения, но и косвенно согласием значений космологических параметров, полученных из наблюдений в рентгеновском диапазоне [147] и анализа каталогов оптически выбранных скоплений с последующей калибровкой их средних масс методом гравитационного линзирования [148], а также из недавних измерений эффекта слабого гравитационного линзирования в больших площадках на небе [149].

3.4. Геометрический тест с использованием рентгеновских данных и эффекта Сюняева – Зельдовича

Как упоминалось выше, наблюдения горячего газа скоплений галактик с использованием СЗ-эффекта становятся сравнимыми по точности с лучшими рентгеновскими измерениями характеристик этого газа. Так как сигналы, наблюдаемые в рентгеновском диапазоне, и сигналы, обусловленные СЗ-эффектом, по-разному зависят от расстояния до объекта, возникает возможность измерения космологической зависимости расстояния от красного смещения из сравнения этих данных.

В настоящее время наиболее интересными результатами, полученными с помощью данного метода, являются измерения абсолютного расстояния до ряда скоплений галактик, которые можно выразить в независимом определении значения постоянной Хаббла, $H_0 = 76,9 \pm 10 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$ [150].

3.5. Геометрический тест с использованием удельной доли массы горячего газа f_{gas}

Ожидается [151], что на масштабах скоплений галактик гравитация является основной силой взаимодействия, поэтому барионы и тёмная материя не должны значительно отделяться друг от друга в процессе формирования скоплений, следовательно, доля барионов в полной массе скоплений должна быть близка к среднему значению по всей Вселенной, $f_b = M_b/M_{tot} \approx \Omega_b/\Omega_M$. Ожидаемая универсальность f_b может быть использована для

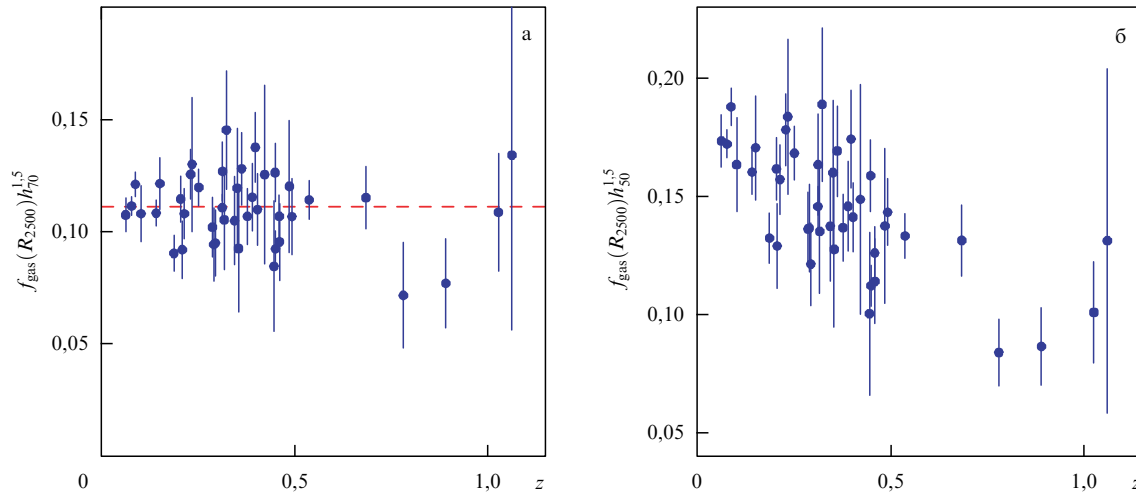


Рис. 11. Реализация космологического теста $f_{\text{gas}}(z)$ по данным измерений обсерватории "Чандра" [153]. (а) Значения f_{gas} , полученные в предположении "стандартной" космологии ΛCDM , как и ожидалось, не показывают сильных трендов с z . (б) Те же измерения в предположении "неправильной" космологической модели с параметром замедления $q_0 = 0,5$ дают сильный, легко обнаруживаемый, тренд. h_{50} (h_{70}) — постоянная Хаббла, нормированная на 50 (70) км с⁻¹ Мпк⁻¹.

измерения расстояний до объектов следующим образом [126, 127].

Масса горячего газа (около 80 %–90 % от полной массы барионов [152]), измеренная из рентгеновских данных, пропорциональна $d^{5/2}$, где d — расстояние до скопления. Полная масса, полученная из уравнения гидростатического равновесия или любым другим динамическим методом, масштабируется как d . Следовательно, выведенная из наблюдений доля горячего газа в полной массе скоплений пропорциональна $d^{3/2}$ и постоянна как функция z только тогда, когда берётся правильное соотношение между расстоянием и красным смещением.

Практическое использование данного космологического теста стало возможным лишь с запуском обсерватории "Чандра" в 1999 г. Результаты теста служат независимым подтверждением того, что эволюция Вселенной в настоящую эпоху определяется в основном тёмной энергией (рис. 11). Ожидаемое постоянство измеренных значений f_{gas} на разных z действительно наблюдается для комбинаций космологических параметров вблизи точки $\Omega_M = 0,3$, $\Omega_\Lambda = 0,7$, в то время как, например, предположение $\Omega_M = 1$, $\Omega_\Lambda = 0$ приводит к сильным трендам $f_{\text{gas}}(z)$.

К сожалению, применение данного теста для более точных космологических измерений затруднено, так как f_{gas} (и даже полная барионная фракция, включающая в себя вклад звёздного вещества в галактиках) не в точности постоянна, что проявляется в наблюдаемых трендах f_{gas} с изменением радиуса в индивидуальных объектах, а также трендов с общей массой объекта для величины f_{gas} , измеренной в пределах фиксированной доли вириального радиуса [138, 139, 142]. Наличие этих трендов в скоплениях на низких z почти наверняка означает, что "настоящее" значение f_{gas} также должно варьироваться с изменением красного смещения.

К сожалению, теоретические модели скоплений недостаточно развиты для точного учёта эффектов, вероятно, ответственных за неполную универсальность значения f_{gas} . В связи с этим в практических применениях космологического теста на основе $f_{\text{gas}}(z)$ приходится учи-

тывать значительный уровень систематических неопределённостей, что ограничивает точность метода для определения таких величин, как параметр уравнения состояния тёмной энергии (см., например, [153]).

3.6. Измерение темпа роста крупномасштабной структуры

Темп роста структур во Вселенной является прекрасным дополнением к тестам на основе соотношения расстояние – красное смещение (см., например, [154]) и обладает похожей чувствительностью к свойствам тёмной энергии. Эволюция функции масс скоплений галактик отслеживает общий рост малых возмущений плотности материи, но с экспоненциальным усилением. Поэтому приемлемый уровень точности определения космологических параметров достижим с использованием даже сравнительно небольших подборок объектов.

Наилучшие на сегодняшний день измерения функции масс скоплений галактик по рентгеновским данным позволяют проследить историю роста возмущений плотности в интервале красных смещений $z = 0–0,7$. Результаты этих измерений подтверждают замедление темпа роста возмущений, связанное с переходом Вселенной на стадию ускоренного расширения, позволяют значительно улучшить ограничения на параметр эффективного уравнения состояния тёмной энергии и даже установить верхний предел "нестандартного" гравитационного взаимодействия на масштабах ~ 10 Мпк в рамках некоторых моделей, обобщающих ОТО.

Рисунок 12 иллюстрирует чувствительность функции масс скоплений галактик к наличию тёмной энергии. Используемая выборка скоплений [147] является достаточно статистически репрезентативной для измерения амплитуды возмущений плотности на интервалах красных смещений $z = 0,015–0,150$, $0,35–0,45$, $0,45–0,55$ и $0,55–0,90$. Комбинируя эти результаты с амплитудой флуктуаций на $z \approx 1000$, измеренной по угловому распределению интенсивности реликтового фона, можно восстановить историю роста возмущений в очень широком интервале красных смещений (рис. 13). Из этих данных хорошо видно замедление темпа роста возмуще-

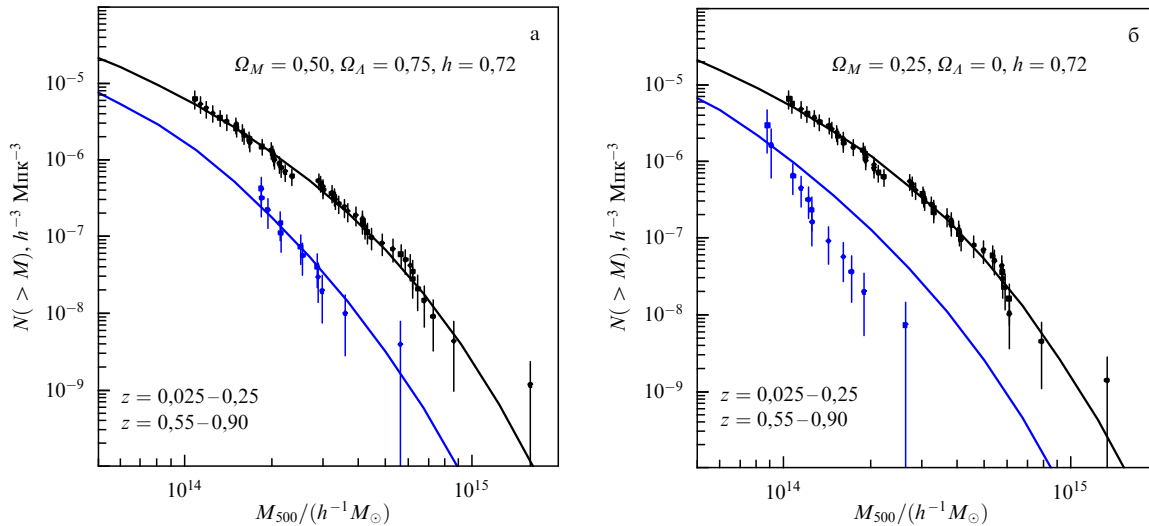


Рис. 12. Чувствительность функции масс скоплений галактик к изменениям космологических параметров. (а) Измерения функции масс и теоретические предсказания, полученные для значений космологических параметров, близких к общепризнанным; N — кумулятивная функция масс, h — нормированная постоянная Хаббла. (б) Данные и теоретические предсказания, полученные для космологической модели с $\Omega_\Lambda = 0$. В данном случае после подстройки общей нормировки теоретических кривых к данным измерений на низких z получается сильное рассогласование при $z > 0,55$, следовательно, данная комбинация Ω_M и Ω_Λ может быть отвергнута.

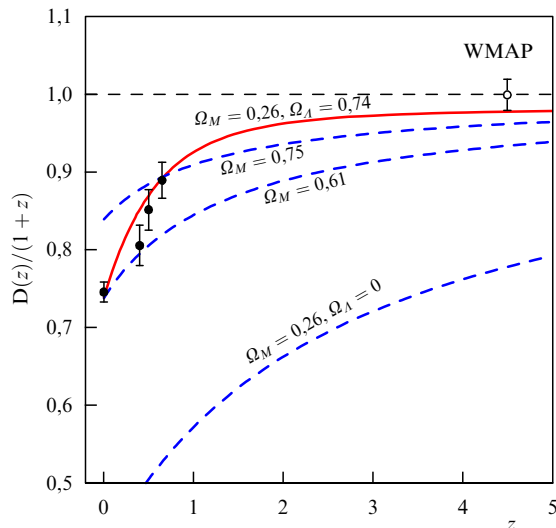


Рис. 13. Эволюция относительной амплитуды линейных возмущений плотности вещества во Вселенной, измеренной по данным о функции масс скоплений галактик (тёмные кружки). Общая амплитуда этой зависимости нормирована на её значение при $z \approx 1000$, измеренное WMAP по данным первичных флуктуаций микроволнового фона (светлый кружок, условно помещённый при $z = 4,5$), и на темп роста, ожидаемый в космологической модели с $\Omega_M = 1$ без тёмной энергии. (WMAP — Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.) Сплошная кривая показывает темп роста, ожидаемый в "стандартной" модели Λ CDM, а штриховые кривые показывают темп роста в моделях без тёмной энергии с разными значениями параметра Ω_M .

ний на низких z . Данные также указывают на то, что переход к более медленному росту произошёл достаточно быстро в окрестности $z \sim 1$, в точности как ожидается для космологических моделей с тёмной энергией.

3.7. Ожидаемые результаты будущих экспериментов

В ближайшие годы ожидается резкий рост возможностей точных измерений свойств скоплений галактик в различ-

ных диапазонах длин волн. Кроме того, космические и наземные эксперименты, нацеленные на проведение обзоров большой площади, создадут подборки скоплений галактик, насчитывающие несколько десятков и сотен тысяч объектов в широком диапазоне масс и красных смещений. Всё это даст возможность заметно улучшить точность космологических тестов, обсуждавшихся выше. Приведём лишь некоторые примеры.

Самый значительный прогресс ожидается по результатам работы космической обсерватории СРГ (запуск планируется в 2016 г.), которая составит каталог около 10^5 скоплений галактик, отобранных самым "чистым" из существующих методов — по рентгеновскому излучению межгалактического газа. Чувствительность обзоров СРГ будет достаточна для того, чтобы обнаружить все скопления в наблюдаемой части Вселенной с массой выше порогового значения $M_{500} \sim 3 \times 10^{14} M_\odot$.

Результаты второго года работы обсерватории "Планк", а также продолжавшейся работы наземных телескопов ACT и SPT с улучшенной аппаратурой значительно расширят число скоплений галактик, для которых имеются точные измерения СЗ-эффекта. Эти эксперименты, вероятно, не смогут конкурировать с СРГ по общему количеству детектированных объектов. Однако одновременная доступность рентгеновских и микроволновых измерений параметров горячего газа скоплений резко улучшает точность и надёжность космологических измерений.

Значительный прогресс в точности измерения параметров скоплений ожидается также по результатам оптических обзоров, таких как наземный DES (Dark Energy Survey) (идёт второй год работы) и обзор с космического аппарата "Евклид" (запуск планируется на 2019 г.), а также обзора неба в инфракрасном диапазоне, который будет выполнен спутником WFIRST (Wide-Field Infrared Survey Telescope) (запуск в первой половине 2020-х годов). Оптические и инфракрасные обзоры также дадут большие (несколько сотен тысяч объектов) каталоги скоплений, отобранных в результате

анализа распределения галактик по цветам и в проекции на небо. Данный метод поиска скоплений является менее "чистым", чем использование рентгеновского излучения или СЗ-эффекта от горячего межгалактического газа, однако полученные каталоги всё равно можно будет использовать для качественного измерения пространственного распределения скоплений и проведения связанных с этим космологических тестов.

Абсолютно новой возможностью, открываемой оптическими и инфракрасными обзорами нового поколения, является их способность измерить средний сигнал от слабого линзирования нескольких сотен и тысяч скоплений галактик, что резко улучшит абсолютную точность калибровки их масс.

4. Ударные волны в межгалактическом газе

Согласно современной картине роста крупномасштабной структуры Вселенной, скопления галактик образуются в результате слияния менее массивных скоплений и групп под действием гравитации. Со временем многие из них входят в состав ещё более крупных скоплений; наиболее крупные современные структуры, достигшие вириального равновесия, имеют массы порядка $10^{15} M_{\odot}$. Примеры скоплений на разных стадиях этого иерархического процесса показаны на рис. 14.

Кинетическая энергия сталкивающихся массивных скоплений достигает 10^{65} эрг — по полной энергии эти явления занимают второе место во Вселенной после Большого взрыва. В процессе столкновения, длящегося порядка 10^9 лет, значительная часть этой энергии (10–20 % — доля, переносимая газовым компонентом скопления) рассеивается в межгалактическом газе посредством ударных волн и турбулентности; в результате газ нагревается до температуры, соответствующей более глубокой потенциальной яме нового скопления.

На первый взгляд, по прошествии достаточно длительного времени в скоплении, предоставленном самому себе, газ и тёмная материя должны прийти в состояние вириального и гидростатического равновесия. Однако в действительности физика скоплений сложнее. В центре скопления часто присутствует галактика с активным ядром, которая существенно меняет энергетический баланс в его относительно холодной центральной области (о чём подробно рассказано в разделе 5). Из радио-

наблюдений мы также знаем, что межгалактическая плазма содержит магнитные поля величиной $B \sim 1-10$ мкГс и турбулентной структурой [155, 156] и ультрарелятивистские частицы с $\gamma \sim 10^3-10^4$ [157]. Предполагается, что определённая часть кинетической энергии сталкивающихся скоплений идёт на усиление магнитного поля и ускорение частиц в плазме скоплений.

Данные процессы изучены плохо, но численное моделирование и некоторые наблюдения показывают, что плотности энергии турбулентности, магнитных полей и релятивистских частиц могут быть одного порядка (см., например, [158, 159]) и в основном должны быть значительно ниже теплового давления.

В разделах 2, 3 подробно обсуждается использование скоплений — в особенности распределения их масс в разные эпохи — для определения параметров космологической модели [76, 160] (см. также недавние результаты [147]). Для таких экспериментов критически важна точность, с которой известны массы скоплений. Однако полные массы скоплений, в которых доминирует невидимый компонент (тёмная материя), прямо не измеряются. Для их определения используются косвенные методы, например метод гидростатического равновесия [161], который выводит полную массу из наблюдаемых в рентгеновском диапазоне плотности и градиента давления газа при предположении, что этот газ находится в покое и равновесии с гравитационным потенциалом скопления. До сих пор таких оценок массы было достаточно, так как точность результатов всё равно ограничивалась малостью выборок скоплений. В ближайшем будущем выборка резко расширится (например, ожидается, что СРГ откроет $\sim 10^4-10^5$ новых скоплений, пригодных для космологических тестов), что потребует точности измерения полных масс скоплений на уровне нескольких процентов. Такая точность невозможна без понимания (и адекватного численного моделирования) физики межгалактической плазмы, в частности без выяснения того, насколько велико время затухания турбулентности, каков вклад нетепловых эффектов в энергетический баланс скоплений и соответствуют ли свойства плазмы, которые мы измеряем в рентгеновской и микроволновой областях спектра, её реальным термодинамическим свойствам.

Ударные волны в скоплениях предоставляют нам интересный инструмент для изучения свойств меж-

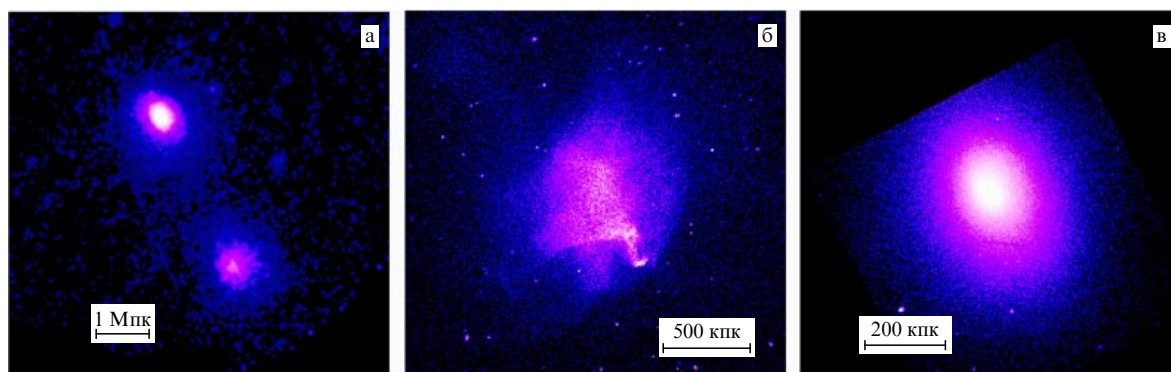


Рис. 14. (а, б) Рентгеновские изображения скоплений на разной стадии слияния: пара скоплений в процессе сближения (A401 – A399, ROSAT), момент столкновения и сильных возмущений в межгалактической среде, включая ударную волну (A520, "Чандра"). (в) Конечный результат в состоянии, близком к гидростатическому равновесию (A2029, "Чандра").

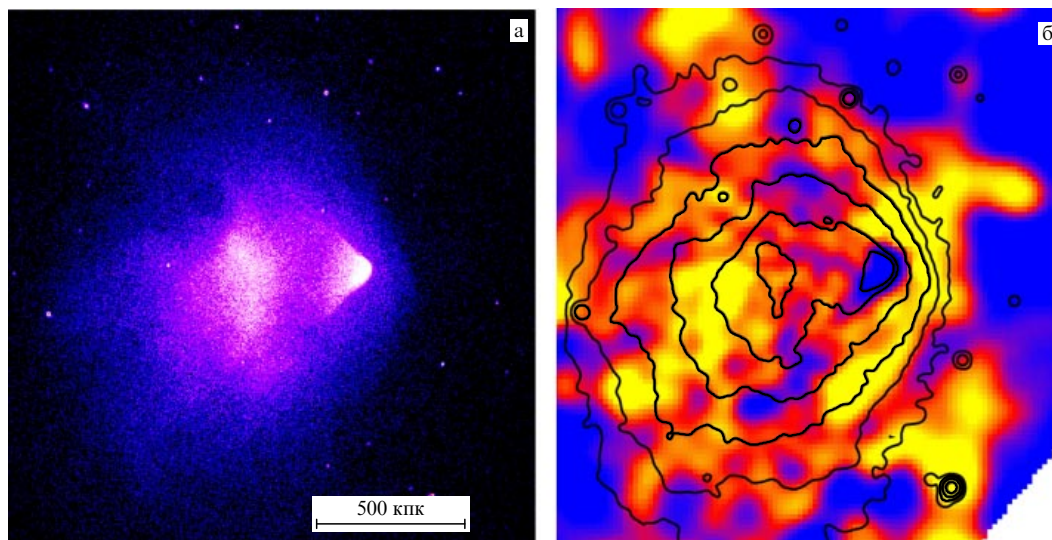


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Скопление в процессе слияния 1E0657-56. Рентгеновское изображение (а) и карта температуры газа (б), полученные "Чандрой" [173–175]. Контуры на рис. б соответствуют рентгеновской яркости на рис. а; шкала температуры от 5 кэВ (синий цвет) до 20 кэВ (жёлтый цвет). Видна яркая холодная "пуля", пролетевшая сквозь большее скопление и летящая на запад (направо). Перед ней распространяется ударная волна (крайний правый контур).

галактической плазмы, скоплений в целом и даже некоторых свойств тёмной материи. С запуском обсерватории "Чандра" стало возможным изучение ударных волн в рентгеновской области как резких скачков плотности и температуры газа. Ударные волны оказались достаточно редким явлением — более чем за 10 лет работы "Чандры", XMM-Newton и "Сузаку" их было открыто всего около десяти [162–171]. Скачок давления газа может наблюдаться и в микроволновой области через СЗ-эффект. Обсерватория "Планк" таким образом уже обнаружила две ударные волны в скоплении Кома [172].

Первая ударная волна была открыта в скоплении 1E0657-56 Пуля (Bullet), показанном на рис. 15 [162, 173]. Достаточно беглого взгляда на рентгеновское изображение, для того чтобы понять, что происходит слияние двух скоплений, одно из которых — относительно холодная и плотная газовая "пуля" — только что пролетело через более массивное скопление, а в настоящее время вылетает из него и толкает ударную волну перед собой.

На рисунке 16 показана численная модель этого скопления [176] с наложенными контурами полной массы двух скоплений. Карта полной массы известна из гравитационного линзирования [177, 178].

На рисунке 17 показаны профили рентгеновской яркости и проецированной температуры газа, согласно данным "Чандры", в узком секторе, проходящем через нос "пули" и ударную волну. На границе пули давление газа примерно постоянно (плотность газа возрастает, но его температура убывает). Это контактный разрыв, или "холодный фронт" [179] — ещё одно интересное явление в межгалактическом газе, открытое "Чандрой" (которое в настоящем обзоре не рассматривается). На ударной волне повышаются как плотность, так и температура газа, в полном соответствии с адиабатой Гюгонио. Профиль рентгеновской яркости хорошо описывается проекцией резкого скачка плотности газа примерно в три раза, что для идеального газа соответствует звуковому числу Маха $3,0 \pm 0,4$ [173]. Большие числа Маха в

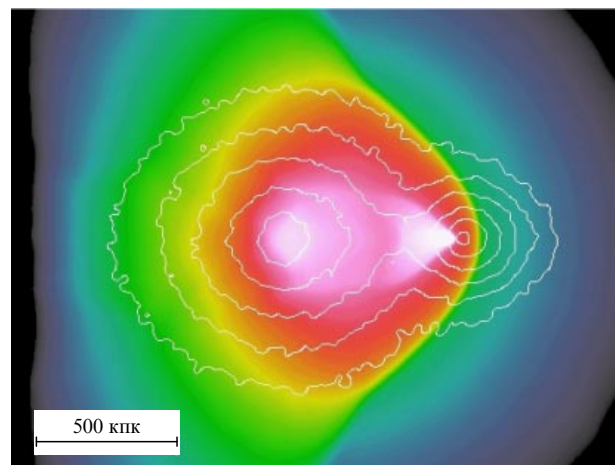


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Численная модель скопления 1E0657-56 [176]. Цветом показана рентгеновская яркость газа, контуры показывают распределение полной массы — два скопления с разными массами пролетели сквозь друг друга в картинной плоскости. Качественно модель воспроизводит наблюдения, результаты которых представлены на рис. 15.

сталкивающихся скоплениях не ожидаются, поскольку газ находится в равновесии с гравитационным потенциалом и скорость звука в нём порядка дисперсии радиальных скоростей галактик σ_r . Глубина потенциала в центре скопления $\Phi_0 \approx -9\sigma_r^2$, и скорость пробной частицы, падающей в такую потенциальную яму, в центре достигает значения, соответствующего числу Маха $M \sim 3$. В самом деле, все остальные известные ударные волны в скоплениях имеют $M < 3$.

Скорость ударной волны с $M = 3$ в 1E0657-56 составляет 4700 км с^{-1} . Как показывает численное моделирование [176], скорость "пули" относительно центра массы образовавшегося скопления ниже ($\approx 2300 \text{ км с}^{-1}$); разница объясняется течением газа перед ударной волной, которое возникает под действием притяжения влетаю-

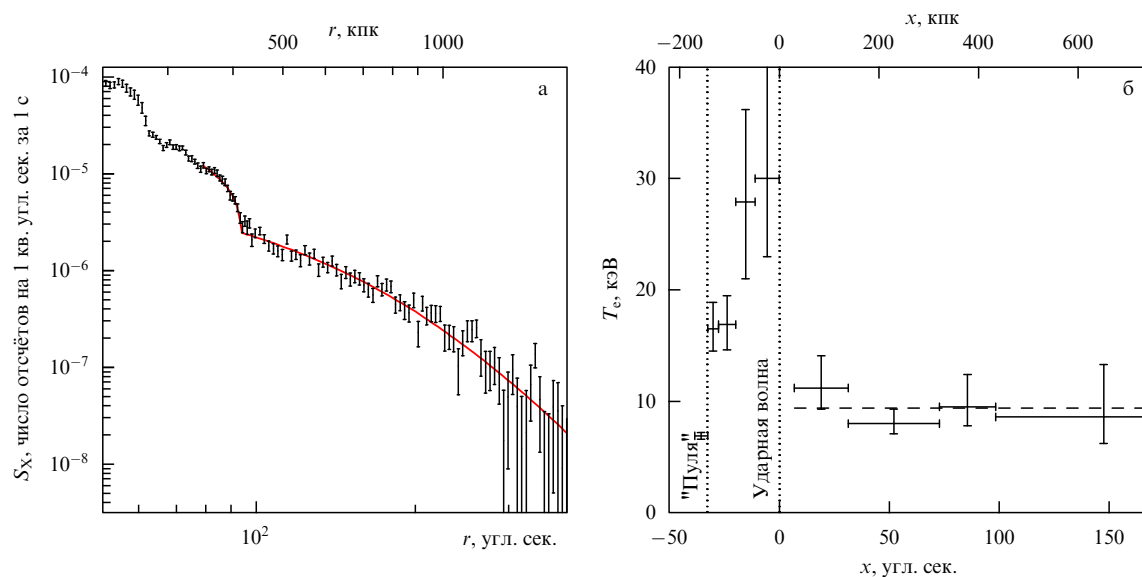


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Профили рентгеновской яркости и проецированной температуры газа скопления 1E0657-56 в узком секторе, проходящем через границу "пули" и ударную волну ("Чандра" [173]). (а) Профиль яркости ударной волны хорошо описывается моделью резкого скачка плотности газа в три раза, имеющего форму сегмента сферы (красная линия), как и ожидается для ударной волны. (б) Вертикальные линии показывают границу "пули" и ударную волну; штриховой горизонтальной прямой показана средняя температура газа перед ударной волной.

щей "пули" (её гравитация опережает гидродинамические эффекты). По этой же причине наблюдаемый угол "конуса Маха" существенно шире, чем ожидаемый в неподвижной однородной среде $\varphi = \arcsin M^{-1} = 20^\circ$.

4.1. Скопление Пуля и свойства тёмной материи

Рентгеновские данные дают нам геометрию и скорость столкновения двух скоплений, составляющих 1E0657-56. По гравитационному линзированию мы также можем восстановить карту полной массы [178], а из оптических данных — распределение массы в галактиках.

На рисунке 18 рентгеновское изображение и карта полной массы наложены на оптическое изображение скопления. Как следует из оптических спектров, разница лучевых скоростей двух скоплений галактик, составляющих 1E0657-56 [181], существенно меньше, чем скорость ударной волны и "пули" в картинной плоскости. Это подтверждает качественный вывод о том, что столкновение происходит практически в картинной плоскости, который можно сделать из резкости холодного фронта и ударной волны на рентгеновском изображении. Более того, форма ударной волны и "пули" говорят о том, что скопления столкнулись в лоб друг с другом и распределение газа с хорошей вероятностью осесимметрично. Основываясь на этих данных, мы можем сделать несколько интересных выводов о тёмной материи.

Во-первых, из рис. 18 непосредственно видно, что тёмная материя действительно существует. Газ в скоплениях, в том числе в 1E0657-56, является доминирующим компонентом видимой материи: его масса во много раз превышает массу в галактиках. Если бы тёмной материи не было, а высокая лучевая скорость галактик (и высокая температура газа в скоплениях) объяснялась бы не тёмной массой, а, например, модификацией закона гравитации на больших линейных масштабах [182, 183], то гравитационное линзирование показало бы пики полной массы двух скоплений в положении пиков массы газа. Однако это не так (см. рис. 18) — пики полной массы



Рис. 18. (В цвете онлайн.) Карты рентгеновской яркости (розовый цвет; данные с рис. 15а) и полной массы по гравитационному линзированию (синий цвет [178]) наложены на оптическое изображение скопления 1E0657-56. Газ, видимый в рентгеновском диапазоне спектра, является доминирующим компонентом видимой материи, но пики полной массы отстоят от пиков распределения газа (и совпадают с пиками распределения галактик). Это прямо доказывает существование тёмного компонента материи в скоплениях [177, 178] и указывает на его бесстолкновительную природу [180]. (Рисунок подготовлен пресс-группой обсерватории "Чандра".)

значительно отстоят от пиков видимой массы [177, 178]. Это не может быть объяснено ничем, кроме как присутствием невидимой материи с массой, в несколько раз превышающей массу газа. Тёмная материя и газ прочно связаны гравитацией и пространственно разделяются только в моменты столкновения скоплений; скопление 1E0657-56 наблюдается нами именно в такой редкой стадии. После опубликования этих результатов было открыто ещё несколько скоплений с подобным пространственным разделением тёмного и видимого компонентов [184–186], что исключает возможность объяснить эти

наблюдения в рамках какой-либо из теорий модифицированной гравитации какими-то случайными геометрическими совпадениями.

Далее, как видно из рис. 18, пики тёмной материи совпадают с пиками распределения *бесстолкновительных* галактик, при этом явно опережая газ в своём движении вдоль траектории столкновения. Это открывает интересную возможность оценить, насколько верно общепринятое предположение о бесстолкновительной природе тёмной материи. Некоторые наблюдения легче объяснить в рамках гипотезы о ненулевом сечении рассеяния частиц тёмной материи друг на друге (см., например, [187]).

Гипотетические упругие столкновения частиц тёмной материи между собой имели бы несколько в принципе наблюдаемых последствий. При большом сечении тёмная материя вела бы себя как газ, что очевидным образом исключается, как видно из рис. 18. Меньшие сечения должны приводить к более тонким эффектам, например к аномально низкому отношению полной массы к оптической светимости для двух ядер скоплений после их пролёта сквозь друг друга (возникающему из-за рассеяния частиц тёмной материи, но не галактик, за пределы ядер скоплений), а также к относительному смещению пиков распределения галактик и тёмной массы. Таких эффектов в скоплении Пуля не наблюдается. Исходя из этого в [180, 188] был установлен верхний предел сечения упругого изотропного рассеяния частиц тёмной материи друг на друге $\sigma/m < 0,7 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$ (где m — неизвестная масса частиц тёмной материи). Таким образом, оказывается исключённым практически весь предлагавшийся интересный диапазон сечений ($0,5 - 5,0 \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$). Наблюдения других подобных скоплений согласуются с этим ограничением [184, 189] (результат [190] для скопления A520, который противоречил этому верхнему пределу, не получил подтверждения по более качественным данным [186]).

Данный метод измерения σ/m прост и относительно независим от деталей распределения массы, но точность его ограничена тем, насколько хорошо известна траектория пролёта скоплений сквозь друг друга. В случае со скоплением Пуля геометрия столкновения проста и очевидна, чего нельзя сказать о других подобных скоплениях, поэтому дальнейшего улучшения верхних пределов сечения рассеяния с помощью этого метода не ожидается. Более чувствительный метод, основанный на эллиптичности пика гравитационного потенциала скопления, предложен в [191], однако он намного более зависим от точности измерения профиля тёмной массы в ядре скопления.

4.2. Скорость электронно-протонного теплообмена в горячей плазме

При прохождении ударной волны через полностью ионизованную плазму протоны должны нагреваться диссипативно, а электроны сжиматься адиабатически (по крайней мере, при звуковых числах Маха $M \ll (m_p/m_e)^{1/2} \approx 43$, что с хорошим запасом точности выполняется в плазме скоплений) и впоследствии нагреваться (а протоны остывать) в результате электронно-протонного теплообмена до средней температуры, предписываемой адиабатой Гюгонио. Если теплообмен происходит вследствие кулоновских столкновений, то характерное время выравнивания электронной (T_e) и протон-

ной (T_p) температур следующее [192, 193]:

$$\tau_c = 2 \times 10^8 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T_e}{10^8 \text{ К}} \right)^{3/2} [\text{год}]. \quad (6)$$

Кроме кулоновских столкновений, в горячей плазме с магнитным полем можно ожидать существования других механизмов теплообмена, поэтому характерное время τ_c представляет большой интерес. Распространяясь в плазме, ударная волна оставляет за собой область, где T_e не достигла равновесного значения. Неравенство T_e и T_p ожидается в астрофизической плазме разных типов, таких как солнечный ветер, остатки сверхновых и межгалактическая среда за пределами скоплений. В этих объектах сложно прямо измерить время электронно-ионного теплообмена, так как обычно невозможно одновременно измерить T_e и T_p (и их изменение) на масштабах, на которых ожидается достижение равновесия (например, в солнечном ветре этот линейный масштаб порядка нескольких астрономических единиц, а для сверхновых время τ_c сравнимо с их возрастом).

Напротив, в скоплениях, по счастливому совпадению, параметры газа и линейные масштабы таковы, что неравновесные области малы по сравнению с размером скопления и в то же время разрешимы. Например, в 1E0657-56 при кулоновском теплообмене ширина такой области составляет 230 кпк, или $50''$, что легко доступно для "Чандры".

Карту T_e в скоплениях можно построить из рентгеновских спектров, а T_p прямо измерить пока невозможно. Однако, в отличие от ударных волн в остатках сверхновых, ударные волны в скоплениях относительно слабые и их скачок плотности достаточно далёк от асимптотического предела для сильных волн ($\rho_1/\rho_0 = 4$ для одноатомного газа). Это позволяет нам использовать легко измеряемый в рентгеновском диапазоне скачок плотности плазмы для определения числа Маха и, соответственно, значения T_p непосредственно за волной. Это даёт нам всё необходимое для оценки времени достижения электронно-ионного равновесия в плазме скоплений.

Такое измерение было проведено для 1E0657-56 [173, 179]. На рисунке 19 показаны две модели формирования профиля электронной температуры через ударную волну: в одной подразумевается адиабатическое сжатие электронов и последующий теплообмен с $\tau = \tau_c$, а в другой — их мгновенное нагревание, $\tau \ll \tau_c$. Скорость плазмы относительно ударной волны точно определяется из температуры (и, соответственно, скорости звука) перед волной и скачка плотности на волне. Измеренные значения T_e непосредственно за волной лучше согласуются с моделью, в которой $\tau \ll \tau_c$, хотя ошибки измерений велики.

Подобное измерение было также произведено для двух ударных волн в скоплении A2146 [165]. Результаты для них не вполне согласуются между собой и с результатами для 1E0657-56, поэтому вопрос о скорости теплообмена в плазме скоплений пока не закрыт. Заметим, что числа Маха в A2146 (2,3 и 1,6) ниже, чем в 1E0657-56 (3,0) и разница между адиабатическим и диссипативным нагреванием меньше, поэтому её труднее измерить.

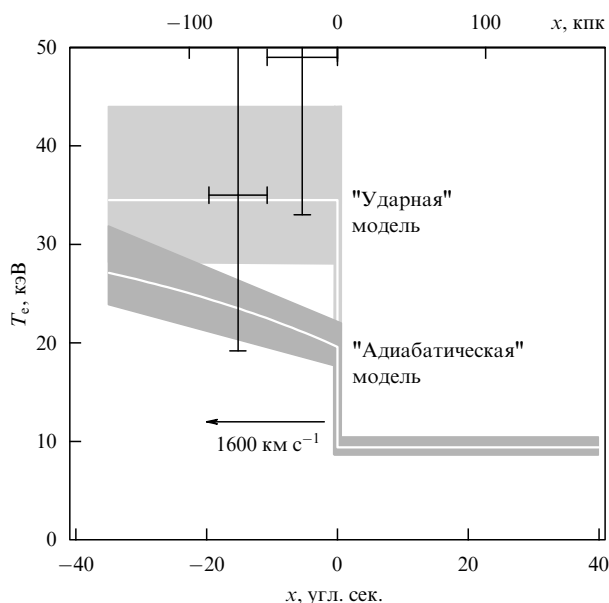


Рис. 19. Трёхмерная (депроецированная) электронная температура непосредственно за ударной волной в 1E0657-56 [173]. Серыми полосами показаны предсказания двух моделей. "Адиабатическая" модель предполагает классическую картину, в которой протоны нагреваются на ударной волне, а электроны сжимаются адиабатически и затем нагреваются вследствие кулоновских столкновений с протонами. "Ударная" модель подразумевает мгновенное нагревание электронов на волне до средней температуры газа. Скорость газа в системе отсчёта ударной волны (показана стрелкой) вычислена из рентгеновских данных.

4.3. Ограничения на диффузию в плазме

В работе [165] было замечено, что ширина скачков плотности плазмы на обеих ударных волнах в A2146 меньше, чем длина свободного пробега электронов, тогда как при наличии столкновительной диффузии ударная волна была бы размыта на масштабе нескольких длин свободного пробега. Это свидетельствует о том, что диффузия в плазме подавлена. (Такое же измерение для ударной волны в 1E0657-56 не исключало как нулевую ширину фронта, так и размытый фронт [179].)

Интересно, что подобное наблюдение было сделано и для скачка плотности на "холодном фронте" в A3667 — фронт "Чандрой" не разрешается и его уширение на масштабе нескольких длин свободного пробега исключается рентгеновскими данными с хорошим запасом [179, 194]. Вывод был сделан тот же: диффузия подавлена. Однако холодный фронт (контактный разрыв на границе движущегося облака газа) и ударная волна принципиально различаются по ожидаемой структуре магнитного поля — холодный фронт поле должно обволакивать, образуя слой магнитной изоляции [179, 195], а в случае ударной волны такой изоляции не ожидается. Поэтому отсутствие диффузии через ударную волну может свидетельствовать о подавлении диффузии в скоплениях вообще.

Ещё одно ожидаемое проявление электронной диффузии сквозь ударную волну — прекурсор скачка электронной температуры перед фронтом волны [193, 196]. К сожалению, даже для такого горячего и хорошо проэкспонированного скопления, как 1E0657-56, для обнаружения подобного прекурсора не хватает точности данных.

4.4. Ультррелятивистские электроны в межгалактической плазме

Как упоминалось выше, кроме горячей плазмы, скопления галактик содержат магнитные поля и ультррелятивистские электроны, от которых наблюдается синхротронное радиоизлучение [157]. Такие электроны должны, кроме того, рассеивать фотоны микроволнового фона до рентгеновских частот. Этого обратного комптоновского рассеяния пока обнаружить не удалось [197, 198], что согласуется с оценками средних магнитных полей в скоплениях: $B > 1$ мкГс (для данной синхротронной яркости чем сильнее магнитное поле, тем слабее ожидаемое рентгеновское излучение). Релятивистские протоны, которые, как ожидается, должны сопровождать эти электроны, тоже пока не обнаружены [199].

Хотя о существовании гигантских синхротронных гало, покрывающих всё скопление, и периферийных дугообразных "реликтов" размерами до 1 Мпк было известно давно, с началом работы новых чувствительных низкочастотных радиотелескопов: GMRT (Giant Metrewave Radio Telescope), улучшенного VLA (Very Large Array) и LOFAR (Low-Frequency Array) — открылась интересная новая область исследования скоплений. Появилась возможность получать карты яркости гало и реликтов, их спектров и поляризации с угловым разрешением, приближающимся к разрешению рентгеновских телескопов, что привело к ряду интересных находок.

Происхождение релятивистских электронов, образующих радиогало, до конца не ясно [200]. Электроны с $\gamma \sim 10^4$ остывают вследствие излучения за время $t_{\text{cool}} < 10^8$ лет, которое намного меньше времени их диффузии через скопление, поэтому они не могут, например, происходить из центральной радиогалактики, а должны производиться на месте. Из наблюдений мы знаем, что гигантские радиогало присутствуют исключительно в скоплениях, находящихся в процессе слияния [201]. В таких скоплениях ожидаются ударные волны, которые могут ускорять электроны посредством механизма Ферми I рода [202]. Однако скорость ударных волн и t_{cool} таковы, что в результате должны возникать источники, больше похожие на длинные и узкие периферийные реликты, чем на гигантские гало. Действительно, ударные волны давно предлагались в качестве механизма, ответственного за реликты.

Например, на рис. 20 показаны карты спектрального индекса и поляризации одного из хорошо изученных реликтов, которые хорошо согласуются с ожидаемой скоростью остывания электронов за волной и структурой магнитного поля. Источник находится на периферии скопления CIZA2242 + 53 (рис. 21) — именно там, где ожидается ударная волна. В данном случае чувствительности рентгеновских инструментов не хватило для того, чтобы детектировать скачок плотности и подтвердить наличие ударной волны [204], хотя скачок температуры газа и наблюдался [169].

В двух других случаях, A521 (рис. 22a) [170, 171] и A754 [166], на месте радиореликтов явно видны ударные волны с $M = 2,4$ и $M = 1,6$. Оба реликта имеют хорошо измеренный степенной радиоспектр, крутой наклон которого в обоих случаях согласуется с ожидаемым наклоном в модели ускорения Ферми для чисел Маха, полученных из наблюдений в рентгеновском диапазоне. (В нескольких других скоплениях наблюдается разница между числами Маха, полученными из наблюдений в

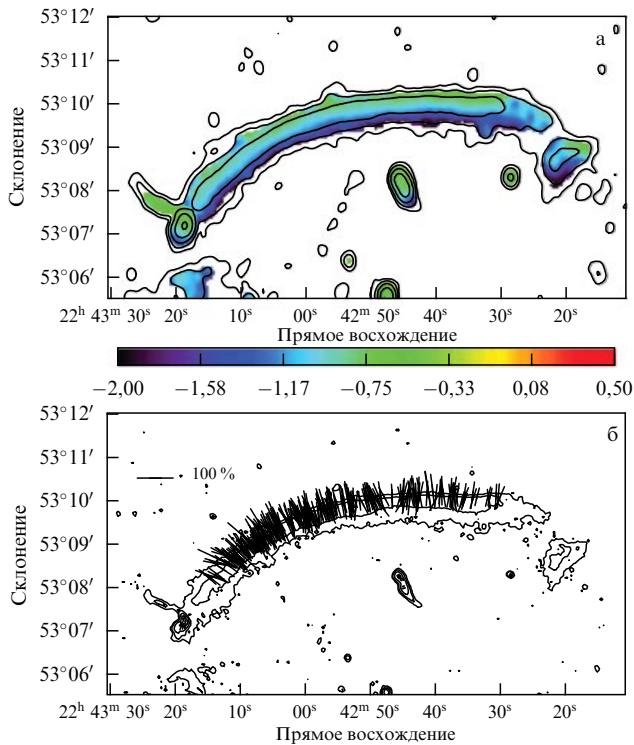


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Карты спектрального индекса и поляризации (вектор **E**) в реликте CIZA2242 + 53 [203]. Изменение спектра (а) с изменением расстояния от края реликта и направление поляризации (б) качественно согласуются с ожидаемым в модели ускорения электронов на ударной волне и хаотического магнитного поля, "сжимаемого" этой волной.

рентгеновском диапазоне и в радиодиапазоне (см., например, [169, 208]), но во всех этих случаях ударная волна на рентгеновских изображениях ясно не видна, поэтому рентгеновские оценки находятся под вопросом.) Совпадение местоположения реликтов и ударных волн довольно неожиданно: ударные волны с такими малыми числами Маха должны иметь очень низкую эффективность ускорения электронов [209]. Более того, как указано в [166], экстраполяция наблюдаемого степенного спектра электронов с $\gamma \sim 10^3 - 10^4$ вниз до тепловых энергий предсказывает, что давление релятивистских электронов должно быть сравнимо с тепловым, а это

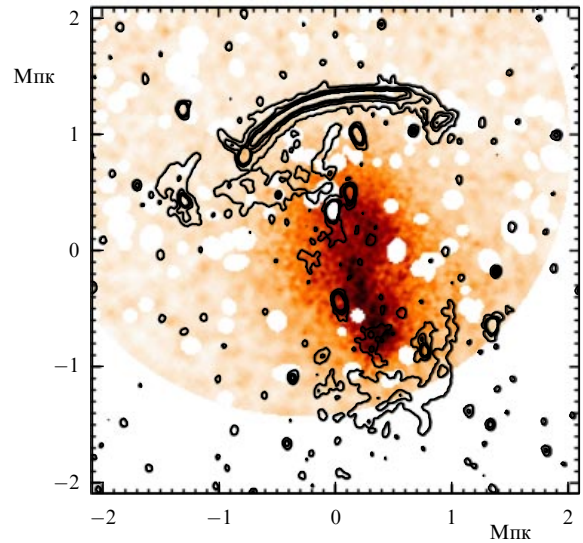


Рис. 21. Радиореликт в скоплении CIZA2242 + 53: на рентгеновское изображение, полученное XMM-Newton, наложены контуры радиояркости [204]. Реликт находится на периферии скопления в направлении его слияния, где может ожидать ударная волна.

очень далеко от наблюдаемого. Поэтому модель с ускорением на ударной волне электронов непосредственно из теплового резервуара здесь неприменима.

Более правдоподобна гипотеза "доускорения" релятивистских электронов с $\gamma \sim 10^2$ (которые живут существенно дольше, поэтому в скоплениях могут накапливаться [210]) посредством того же механизма Ферми I. Для данного числа Маха этот механизм обеспечивает такой же наклон спектра электронов на радиочастотах, причём не возникает проблем с эффективностью ускорения и тепловым давлением [163, 211, 212].

Как отмечено выше, ускорение на ударных волнах не может объяснить гигантские радиогало; для них должен действовать другой механизм ускорения. Наиболее правдоподобный кандидат на эту роль — ускорение Ферми II рода на турбулентности, возникающей в ходе слияния скоплений. Из всех известных механизмов ускорения частиц этот механизм — наименее эффективный: он не способен достаточно быстро ускорить электроны из теплового резервуара и тоже требует присутствия остыв-

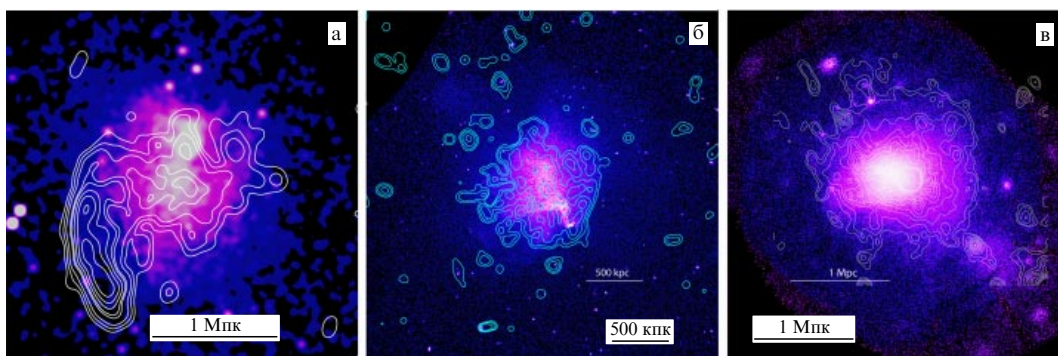


Рис. 22. Примеры скоплений с ударными волнами, которые позиционно совпадают с периферийными радиореликтами либо с резким краем гигантского радиогало. Контуры радиояркости наложены на рентгеновские изображения. (а) A521 (GMRT, 240 МГц) [205]: реликт на восточном краю скопления совпадает с ударной волной [170, 171]. (б) A520 (VLA, 1,4 ГГц) [206]: резкий край радиогало (на юго-запад от центра) совпадает с ударной волной, видимой на рис. 146 [163]. (в) Кома (WSRT (Westerbork Synthesis Radio Telescope), 352 МГц) [207]: резкий западный край гало совпадает с ударной волной, обнаруженной обсерваторией "Планк" [172].

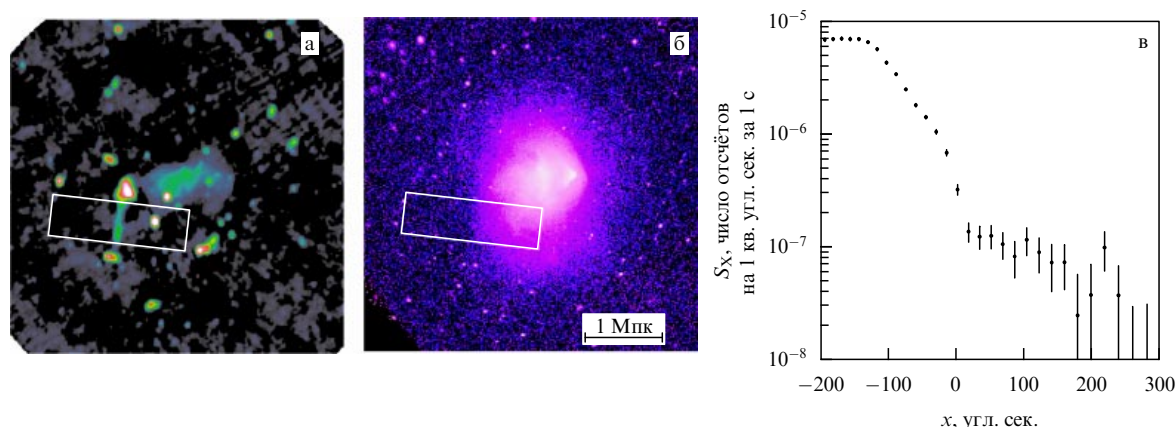


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Вероятная вторая ударная волна в скоплении 1E0657-56, на которую указало присутствие радиореликта [214]. (а) Полученное радиотелескопом ATCA (Australia Telescope Compact Array) изображение, на котором видны радиогало и периферийный реликт (пересекает выделенный прямоугольник посередине). (б) Рентгеновское изображение, полученное "Чандрой" (то же, что и на рис. 15а, но с цветовой гаммой, подчёркивающей периферию скопления). В положении реликта виден резкий скачок рентгеновской яркости. (в) Профиль рентгеновской яркости вдоль длинной стороны прямоугольника, выделенного на рис. а, б. Скачок имеет форму, характерную для разрыва плотности газа в проекции, и, вероятно, является ударной волной.

ших релятивистских электронов с $\gamma \sim 10^2$ [200, 213]. Заметим, что если такие остывшие, ушедшие из радиодиапазона релятивистские электроны действительно присутствуют в скоплениях повсеместно, то все периферийные радиореликты должны иметь под собой ударные волны и все ударные волны должны производить что-то подобное реликтам. За редкими исключениями (возможно, объясняющимися недостаточной чувствительностью данных), так оно и есть. Например, в скоплении Пуля недавно была обнаружена вероятная вторая ударная волна на месте радиореликта (рис. 23) [214], аналогичным образом была открыта ударная волна в A521 (рис. 22а) [170]. В то же время известные из рентгеновских наблюдений ударные волны в скоплениях A520, Пуля и Кома, в которых присутствуют и гигантские гало, совпадают с резкими обрывами яркости этих гало (см. рис. 22).

Вероятнее всего, радиогало и его резкий край, пространственно совпадающий с ударной волной, — явления разной физической природы, связанные лишь геометрией потока межгалактической плазмы при столкновении скоплений. Действительно, край радиогало часто имеет спектр, сильно отличающийся от спектра основного гало как в более мягкую (A754), так и в более жёсткую сторону (A521) и на определённых радиочастотах выглядящий как спектр самостоятельного периферийного реликта.

4.5. Ближайшие перспективы исследования ударных волн в скоплениях

Как видно из вышесказанного, эта относительно новая область исследований скоплений пока находится в стадии качественных предположений, в основном из-за сложности теоретического рассмотрения и численного моделирования нетепловых процессов в турбулентной плазме с магнитным полем. Но наблюдения быстро прогрессируют и начинают привлекать интерес теоретиков физики плазмы. В ближайшей перспективе сочетание данных из рентгеновского диапазона и низкочастотного радиодиапазона может дать ценную информацию о микроскопических свойствах межгалактической плазмы.

Быстрый прогресс в области микроволновых инструментов с высокими угловым разрешением и чувствительностью вплотную приближает возможность исследования ударных волн посредством эффекта Сюняева–Зельдовича. Инструменты ALMA (Atacama Large Millimeter/submillimeter Array) и GISMO (Goddard-Iram Superconducting 2-Millimeter Observer) уже могут, а MUSTANG-2 (Multiplexed SQUID TES (Transition Edge Sensor) Array at Ninety GHz 2) в скором времени сможет измерить скачки давления на ударных волнах в таких скоплениях, как 1E0657-56, A520 и A2146. В близких скоплениях, Кома, A3667 и A754, такие измерения в принципе доступны обсерватории "Планк".

Комбинируя рентгеновские и микроволновые наблюдения, можно устранить основной источник неопределённости параметров ударной волны — неизвестную геометрию вдоль луча зрения (так же как и в известном космологическом тесте расстояния до скопления). В частности, эта неопределённость в настоящее время систематически ограничивает точность пределов скорости теплообмена между электронами и протонами [165].

5. Сверхмассивные чёрные дыры в центрах скоплений

5.1. Общая картина

В отличие от тёмной материи, горячий газ, заполняющий весь объём скопления, может терять энергию на излучение и охлаждаться. С точки зрения численных расчётов (см. раздел 2) и использования скоплений для построения функции масс (см. раздел 3), этот процесс заметно усложняет моделирование скоплений и снижает точность измерений.

"Хирургический" способ борьбы с влиянием охлаждения в наблюдательных данных состоит в том, что центральная зона скоплений отбрасывается и работа продолжается с внешними частями скоплений, в которых время охлаждения велико и, по-видимому, роль охлаждения неважна.

В центрах скоплений ситуация обратная: время радиационного охлаждения горячего газа галактик ($\sim 10^9$ лет)

гораздо меньше возраста Вселенной. В отсутствие внешнего источника энергии газ должен остывать с темпом порядка $(10^2 - 10^3) M_\odot \text{ год}^{-1}$. Именно так и происходит в численных расчётах, учитывающих потери газа на излучение. Охлаждающийся газ превращается в звёзды и формирует центральную галактику с колоссальной звёздной массой, на порядок превосходящей массы реальных галактик.

Однако наблюдения близких скоплений в рентгеновском диапазоне и радиодиапазоне показывают, что механическая энергия, производимая центральной сверхмассивной чёрной дырой, регулирует тепловой баланс газа и предотвращает его неконтролируемое охлаждение. Потоки релятивистской плазмы надувают в горячем газе пузыри, которые под действием силы Архимеда поднимаются в атмосфере скопления и передают свою энергию газу. Эффективность передачи энергии от пузырей газу оказывается слабо зависящей от свойств газа и близкой к единице.

Простые соображения позволяют непосредственно оценить из размеров пузырей поток механической энергии сверхмассивной чёрной дыры. Этот поток оказывается равным по порядку величины потерям газа на радиационное охлаждение в объектах, светимости которых различаются более чем в 10^4 раз. Это свидетельствует о наличии механизма отрицательной обратной связи в системе газ–чёрная дыра. При недостаточном нагреве охлаждение газа вызывает увеличение темпа аккреции на чёрную дыру и, как следствие, возрастание потока механической энергии и нагрева газа.

Подобные процессы, наблюдаемые в близких скоплениях галактик, могут регулировать и процесс роста сверхмассивных чёрных дыр, и звездообразование в формирующихся эллиптических галактиках на $z \sim 2-3$. Ключевым фактором, определяющим трансформацию фазы быстрого роста чёрных дыр и активного звездообразования галактики в стадию их пассивной эволюции, является высокая эффективность нагрева газа потоками механической энергии по сравнению с эффективностью нагрева излучением. Это позволяет обеспечить баланс нагрева и охлаждения газа даже при сравнительно малых темпах аккреции газа.

Ниже мы остановимся на самых общих вопросах влияния активности центральной сверхмассивной чёрной дыры на газ в скоплениях. Более подробную информацию можно найти, например, в обзорах [215, 216].

5.2. Охлаждение газа

Время охлаждения горячего и разрежённого газа в ядрах скоплений галактик за счёт излучения,

$$t_{\text{cool}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{nk_B T}{n^2 A(T)} \lesssim 10^8 - 10^9 \text{ лет},$$

значительно меньше хаббловского (см., например, [217–219]). Здесь n и T — плотность и температура газа соответственно, γ — показатель адиабаты, $A(T)$ — функция охлаждения.

В отсутствие внешнего источника энергии должен формироваться поток остывающего газа к центру скопления (см., например, описание этого сценария в обзоре [220]). Однако высокий темп остывания газа,

$$\dot{M}_{\text{cool}} = \frac{L_{\text{cool}}}{[\gamma/(\gamma - 1)]k_B T} \mu m_p \sim (10^2 - 10^3) M_\odot [\text{год}^{-1}],$$

противоречит наблюдениям (см., например, [221]), как минимум, на порядок величины. Здесь $L_{\text{cool}} \approx L_X$ — полная светимость газа, μ — средний атомный вес частиц газа.

Чтобы разрешить это противоречие, необходим мощный внешний источник нагрева газа. В конце 1990-х — начале 2000-х годов стало ясно, что таким источником нагрева может служить центральная сверхмассивная чёрная дыра.

5.3. Наблюдательные проявления взаимодействия газа и сверхмассивной чёрной дыры

В центрах регулярных скоплений галактик наблюдаются гигантские эллиптические галактики, содержащие сверхмассивные ($M_{\text{BH}} \gtrsim 10^9 M_\odot$) чёрные дыры. Подобная чёрная дыра, аккрецирующая вещество с темпом, близким к эддингтоновскому, способна излучать с мощностью до $10^{47} \text{ эрг с}^{-1}$ — более чем достаточной, чтобы компенсировать потери газа на охлаждение.

Однако такие яркие источники не наблюдаются в близких скоплениях. Кроме того, эффективность передачи энергии излучения полностью ионизованному газу (за счёт комптоновского нагрева) невелика. В то же время наблюдения синхротронного излучения струй (джетов) релятивистской плазмы в радиодиапазоне и анализ эффективности ускорения частиц позволяют предположить, что механическая энергия джетов заметно превышает наблюдаемую светимость чёрной дыры в центральной галактике самого яркого в рентгеновском диапазоне скопления в созвездии Персея (см., например, [222]). Механическая энергия чёрных дыр учитывалась и в теоретических моделях индивидуальных эллиптических галактик [223, 224]. Однако полностью масштаб влияния чёрных дыр выявило сравнение рентгеновских наблюдений и радионаблюдений близких скоплений галактик.

Первые убедительные признаки взаимодействия потоков релятивистской плазмы от сверхмассивных чёрных дыр и горячего газа присутствовали в рентгеновских изображениях центральных областей скопления в созвездии Персея (Эйбэлл-426) и галактике M87 (центральная галактика в созвездии Дева), полученных спутником ROSAT [225, 226]. На основании этих данных удалось непосредственно оценить поток механической энергии от сверхмассивных чёрных дыр и разработать простую физическую модель нагрева газа [227, 228]. С появлением данных обсерваторий "Чандра" и XMM-Newton аналогичный анализ был распространён на многие десятки объектов (см., например, [229–234]).

В целом картина взаимодействия механической энергии чёрной дыры с газом напоминает процессы, протекающие при мощных взрывах в атмосфере Земли, подробное описание которых можно найти в книге Зельдовича и Райзера [29]. Убедительным примером является галактика M87 в созвездии Девы. На рисунке 24 приведены рентгеновское изображение и радиоизображение M87 (центральные $3' \times 3'$). Синхротронное излучение от релятивистского джета чётко видно на обоих изображениях. В то же время в большей части изображений видна явная антикорреляция рентгеновского потока, связанного с излучением тепловой плазмы с температурой 1–2 кэВ, и радиопотока, связанного с синхротронным излучением релятивистских электронов. Это означает, что пузыри релятивистской плазмы, надуваемые сверхмассивной чёрной дырой, вытесняют тепловую плазму.

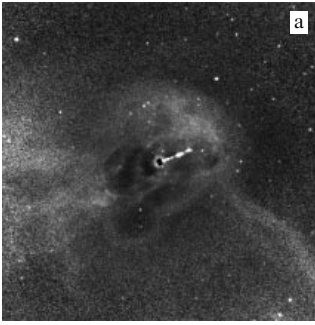


Рис. 24. Изображения (а) в рентгеновском диапазоне длин волн [230] и (б) в радиодиапазоне (длина волны 6 см) [235] центральной зоны ($3' \times 3'$) галактики М87. Пузыри релятивистской плазмы (рис. б), надуваемые сверхмассивной чёрной дырой, вытесняют тепловую плазму, формируя области с пониженной яркостью, видимые на карте рентгеновского излучения (рис. а).

В модели, предполагающей постоянное энерговыделение L_M сверхмассивной чёрной дырой, начальная фаза расширения пузыря сверхзвуковая и радиус возрастает как $r \propto t^{3/5}$. По мере увеличения пузыря скорость его расширения становится дозвуковой. Поскольку мы не видим признаков мощной ударной волны в окружающем пузырь газе, именно эта стадия наблюдается в текущий момент в ядре галактики М87. Минимальная энергия, необходимая для создания такого пузыря, определяется его энтальпией

$$E_{\text{bubble}} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} pV,$$

где γ — индекс адиабаты газа внутри пузыря ($\gamma = 4/3$ для релятивистской плазмы), p — давление тепловой плазмы, окружающей пузырь, V — объём пузыря.

На этапе дозвукового расширения пузыря неустойчивость Рэлея – Тейлора начинает деформировать пузырь и сила Архимеда уносит его из центральной области. Для того чтобы оценить мощность потока механической энергии, можно воспользоваться оценкой времени жизни пузыря под действием силы Архимеда [227]. Действительно, скорость подъёма пузыря в стратифицирован-

ной атмосфере тепловой плазмы определяется балансом силы Архимеда и сопротивления со стороны газа:

$$g \frac{4}{3} \pi r^3 \rho_{\text{gas}} \approx C \pi r^2 \rho_{\text{gas}} v_{\text{rise}}^2,$$

где g — ускорение силы тяжести, r — размер пузыря, C — безразмерная константа порядка единицы (в случае малой вязкости газа). Таким образом, $v_{\text{rise}} \sim \sqrt{gr}$. С другой стороны, скорость расширения пузыря определяется мощностью L_M потока релятивистской плазмы, надувающей пузырь,

$$v_{\text{exp}} \sim \frac{L_M}{4\pi r^2 p}$$

(для случая дозвукового расширения). Условие $v_{\text{exp}} \gtrsim v_{\text{rise}}$ означает, что сила Архимеда не успевает существенно сдвинуть расширяющийся пузырь. Для М87 применение этого условия к пузырям во внутренней области (см. рис. 24) даёт оценку механической мощности $L_M \sim 10^{43}$ эрг с^{-1} , что примерно соответствует потерям газа на охлаждение. Эквивалентная оценка получится, если просто поделить энергию пузыря на время, за которое он поднимется на расстояние порядка своего радиуса, $t_{\text{bubble}} \sim r/v_{\text{rise}} \sim \sqrt{r/g}$. Конечно, подобные оценки и их различные модификации (см., например, [215]) дают лишь порядок величины L_M .

Можно ожидать, что на начальной фазе образования пузыря (когда его радиус мал) скорость его расширения будет превышать скорость звука и ударная волна победит по горячему газу. Когда скорость расширения пузыря становится дозвуковой, ударная волна убегает вперёд. Эта волна позволяет независимо оценить полную энергию, выделенную сверхмассивной дырой во время формирования пузыря. В М87 мы чётко видим ударную волну (рис. 25) на расстоянии $\sim 2,7'$ от центра [230, 237]. Скачки температуры и плотности на фронте волны соответствуют числу Маха $M \sim 1,2$. Из простых одномерных расчётов можно оценить полную выделившуюся энергию, $E \sim 5 \times 10^{57}$ эрг, и момент начала формирования пузыря, ~ 12 млн лет. Отношение этих величин даёт среднее значение энерговыделения $L_M \sim 10^{43}$ эрг с^{-1} за этот период, которое также согласуется

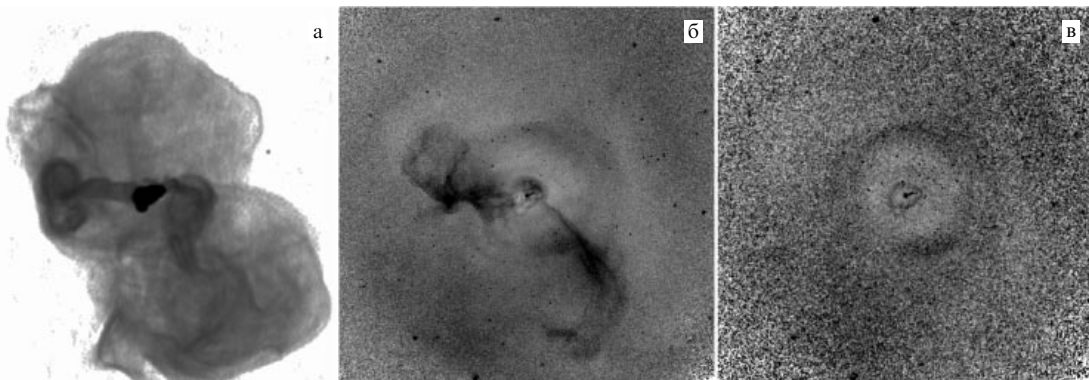


Рис. 25. (а) Общая структура М87 на больших масштабах в радиодиапазоне (размер $\sim 7' \times 7'$, длина волны 90 см) [236]. Чётко видны три "поколения" пузырей: 1) пузырь в центральной области, непосредственно вокруг джетов; 2) тороидальные структуры, связанные с эволюцией пузырей в процессе их подъёма в атмосфере; 3) большие области по обе стороны ядра, связанные с наиболее "старыми" пузырями. (б) Рентгеновское изображение галактики М87 в диапазоне 0,5–3,5 кэВ. Видны яркие филаменты сравнительно холодного ($T \lesssim 1$ кэВ) газа, следующие за пузырями. (в) Рентгеновское изображение в диапазоне 3,5–7,5 кэВ, в котором наблюдаемый рентгеновский поток отражает распределение давления в газе, поэтому кольцо яркого рентгеновского излучения на расстоянии $\sim 2,7'$ от центра можно интерпретировать как ударную волну.

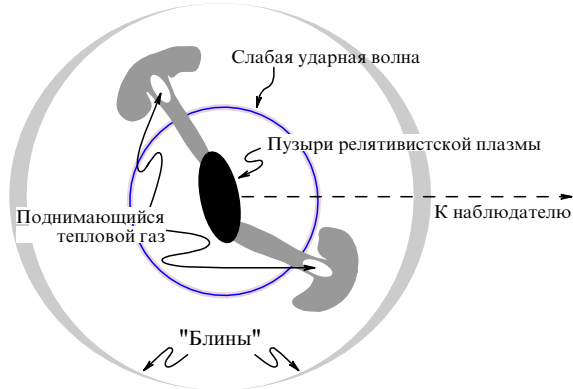


Рис. 26. Схематическая картина взаимодействия пузыря релятивистской плазмы, надуваемого сверхмассивной чёрной дырой, мотивированная аналогией с процессами, происходящими при мощных взрывах в атмосфере. В центре расположены пузыри релятивистской плазмы, формируемые потоком релятивистской плазмы от чёрной дыры в настоящий момент. Кольцо показывает расходящуюся сферическую (слабую) ударную волну, вызванную формированием пузыря. Пузырь релятивистской плазмы в процессе своего подъёма под действием силы Архимеда может трансформироваться в тороидальную структуру, похожую на "гриб", возникающий при мощных атмосферных взрывах. Как и в случае взрывов, пузырь увлекает за собой низкоэнтропийный газ, который остывает в результате адиабатического расширения и формирует филаменты, следующие за пузырём. На поздней стадии эволюции пузыри превращаются в уплощённые (по радиусу) структуры (см. рис. 25). (Адаптированный рисунок из работы [228].)

с потерями газа на охлаждение. Доля энергии в ударной волне в этом расчёте составляет около 25 % от полной энергии. Остальные 75 % перешли в энтальпию пузыря или были затрачены на нагрев газа на этапе сильной ударной волны.

5.4. Диссипация механической энергии

Пузырь релятивистской плазмы в процессе своего всплывания может трансформироваться в тороидальную структуру (рис. 25, 26), напоминающую "гриб", возникающий при мощных атмосферных взрывах. Как и в случае взрывов, пузырь увлекает за собой низкоэнтропийный газ, который остывает в результате адиабатического расширения, формируя филаменты холодного газа, следующие за пузырём (см., например, [228, 238, 239]).

Всплывающий пузырь движется со скоростью $v_{\text{rise}} \sim \sqrt{g r}$, не превышающей скорости звука в тепловой плазме скопления и гораздо меньшей скорости звука релятивистской плазмы внутри пузыря. Адиабатическое расширение вещества внутри пузыря приводит к тому, что энергия (энтальпия), запасённая в пузыре, уменьшается в соответствии с падением давления окружающего газа,

$$E = \frac{\gamma}{\gamma - 1} p V \propto p^{(\gamma-1)/\gamma}.$$

Поэтому пузырь, после того как он поднимется на расстояние, составляющее несколько высот однородной атмосферы, полностью теряет запасённую энергию, которая передаётся окружающему газу. Эта энергия идёт на преодоление сопротивления газа, возбуждение внутренних волн, турбулентных движений позади пузыря и т.п. Детали этого процесса зависят от свойств газа (в частности, от вязкости) и наличия магнитных

полей. Дозвуковой характер движения пузыря означает, что только малая доля энергии перейдёт в звуковые волны. Энергия, переданная газу другими процессами, оказывается "привязанной" к газу и в конечном итоге переходит в тепло в центральной зоне скопления.

Таким образом, можно ожидать, что значительная доля механической энергии чёрной дыры пойдёт на нагрев газа, независимо от конкретного механизма передачи энергии и диссипации. Фактически центральная область скопления работает как калориметр, перехватывая почти всю механическую энергию чёрной дыры [240].

Заметная доля энергии (несколько десятков процентов) может перейти в квазисферическую слабую ударную/звуковую волну (см. рис. 25), распространяющуюся по газу скопления. В отличие от диссипации энергии в случае сильной ударной волны, диссипация энергии звуковой волны зависит от свойств газа (вязкости и теплопроводности), однако вполне вероятно, что такие волны могут диссипировать большую часть своей энергии в центральной зоне скопления [241], приводя к дополнительному нагреву. Привлекательность этой формы нагрева состоит в том, что энергия распределяется равномерно по всем направлениям. Однако не очевидно, что доля энергии, большая, чем $\sim 25\%$, может быть передана звуковым волнам [237]. Вероятно, доминирующим механизмом служит диссипация энтальпии пузыря и нагрев на этапе сильной ударной волны (если такой этап реализуется).

5.5. Механизм обратной связи

Признаки воздействия механической энергии чёрной дыры на газ наблюдаются в системах, различающихся по размеру и светимости на несколько порядков величины, начиная от индивидуальных эллиптических галактик, таких как, например, NGC5813 [242], и заканчивая массивными скоплениями, такими как, например, MS0735.6 + 7421 на красном смещении $z = 0,22$ [243]. Объёмы пузырей в этих системах различаются примерно на четыре порядка величины. Тем не менее в каждой из систем оценки потоков механической энергии и темпов охлаждения газа оказываются сравнимыми между собой. Систематическое сравнение нагрева и охлаждения газа (см., например, [232, 233]) показало убедительную корреляцию этих величин для нескольких десятков объектов (рис. 27).

Таким образом, активность сверхмассивной чёрной дыры способна подстраиваться под темп охлаждения газа в каждой системе. Фактически система из сверхмассивной чёрной дыры и газа представляет собой саморегулирующуюся систему с отрицательной обратной связью. Общая схема такова: уменьшение энерговыделения чёрной дыры вызывает охлаждение газа, который начинает течь к центру скопления, приводя к увеличению темпа аккреции на чёрную дыру и, как следствие, к возрастанию энерговыделения.

Рассмотрим два простейших варианта, обеспечивающих подобную обратную связь.

В первом варианте (см., например, [240, 244]) аккреция идёт непосредственно из горячего газа, а её темп описывается классической формулой Бонди [245] для сферически-симметричного адиабатического потока газа на компактный источник $\dot{M} \sim \pi (GM_{\text{BH}})^2 c_s^{-3} \rho$, где $c_s = (\gamma k_B T / (\mu m_p))^{1/2}$ — скорость звука в газе, ρ — плотность газа. С точки зрения параметров газа, темп

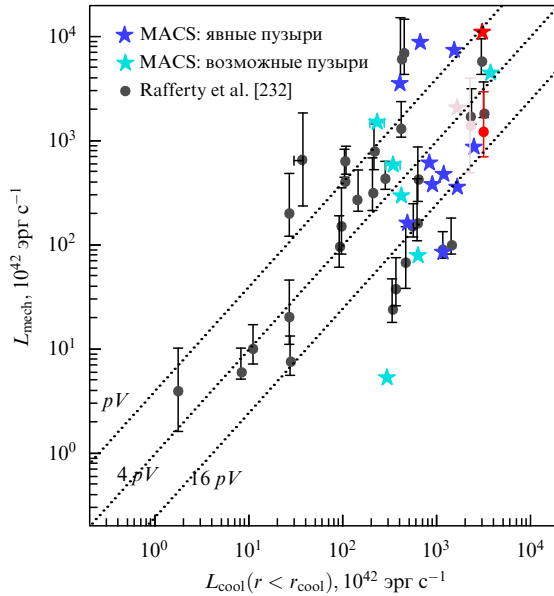


Рис. 27. Сравнение оценки мощности механической энергии сверхмассивной дыры и потерь газа на охлаждение для большой выборки скоплений; p и V — давление и объём пузырей. Несмотря на большой разброс, корреляция очевидна. Эта корреляция показывает, что энерговыделение чёрной дыры "регулируется", чтобы обеспечить примерный баланс нагрева и охлаждения. (Из работы [233].)

аккреции пропорционален $n/c_s^3 \propto n/T^{3/2} \propto s^{-3/2}$, где $s = T/n^{2/3}$, т.е. фактически определяется энтропией газа.

Заметим, что в устойчивой атмосфере газ с низкой энтропией будет скапливаться на дне потенциальной ямы, где и расположена центральная чёрная дыра. Таким образом, темп аккреции будет определяться минимальной энтропией газа во всей системе. Такая система может автоматически устанавливать баланс между нагревом и охлаждением газа.

Интересно, что оценки ожидаемого энерговыделения в нескольких близких скоплениях, полученные по формуле Бонди, неплохо согласуются с оценками по размеру пузырей (см., например, [240, 244, 246]). При этом надо иметь в виду, что из-за наличия углового момента в газе решение Бонди вряд ли справедливо при радиусах вблизи чёрной дыры. В этой модели оно лишь определяет темп аккреции газа на радиусе захвата.

Во втором варианте (см., например, [247, 248]) небольшое количество газа успевает остыть, формируя плотные облака холодного газа. Облака движутся в потенциальной яме центральной части скопления, сталкиваются, теряют угловой момент и в конечном итоге обеспечивают аккрецию на сверхмассивную чёрную дыру. Этот вариант получил условное название "холодной аккреции", в отличие от "горячей аккреции", описываемой формулой Бонди.

Два варианта, упомянутые выше, сильно различаются в деталях того, как газ попадает на чёрную дыру, но сходятся в главном предположении, что недостаточный нагрев газа вызывает увеличение темпа аккреции на чёрную дыру и её энерговыделения.

5.6. Связь с эволюцией эллиптических галактик

Убедительная картина влияния сверхмассивных чёрных дыр на процесс остывания газа в близких скоплениях галактик позволяет предположить, что полностью ана-

логичный процесс оказывает влияние на формирование и эволюцию галактик при $z \sim 2-3$. Для этого необходимо выполнение трёх условий: 1) масса чёрной дыры должна быть достаточно велика; 2) значительная часть энергии, выделяемой чёрной дырой, должна быть в форме механической энергии; 3) газ должен образовывать протяжённую квазисферическую атмосферу.

Первое условие просто позволяет чёрной дыре выделять достаточно энергии для того, чтобы оказывать заметное влияние на термодинамические свойства газа в масштабе галактики. Сочетание второго и третьего условий обеспечивает высокую эффективность переработки этой энергии в нагрев газа.

В рамках простой качественной модели [249] нагрев газа энергией, выделяемой чёрной дырой при аккреции с темпом $\dot{M}$, можно приближённо описать следующим выражением:

$$H(\dot{M}) = (\alpha_M \epsilon_M(\dot{m}) + \alpha_R \epsilon_R(\dot{m})) 0,1 \dot{M} c^2, \quad (7)$$

где $\dot{M}$ и $\dot{m}$ — темпы аккреции в физических единицах и в единицах эддингтоновской светимости соответственно, $\epsilon_M(\dot{m})$ и $\epsilon_R(\dot{m})$ характеризуют эффективность переработки массы покоя аккрецирующего вещества в механическую энергию и излучение, а коэффициенты α_M и α_R отвечают за эффективность преобразования этих форм энергии в нагрев газа. Типичное значение $\alpha_R \sim 10^{-5} - 10^{-4} \ll 1$ [250, 251], в то время как значение α_M может быть близко к единице. Эта большая разница между α_R и α_M является важнейшим элементом обсуждаемой модели.

Значения $\epsilon_M(\dot{m})$ и $\epsilon_R(\dot{m})$ определяются физикой аккреции. Предположим, что при больших темпах аккреции эффективность производства излучения велика (например, $\epsilon_R \sim 0,1$), однако эта эффективность падает при малых темпах аккреции. При этом эффективность производства механической энергии, наоборот, велика на малых темпах аккреции, но спадает на больших (рис. 28). На качественном уровне это следует как из теоретических моделей аккреции (см., например, [252–254]), так и из наблюдений рентгеновских двойных систем в Галактике (см., например, [255]) и активных ядер галактик (см., например, [236]). С учётом огромной разницы между α_M и α_R такая зависимость $\epsilon_M(\dot{m})$ и $\epsilon_R(\dot{m})$ от темпа аккреции означает, что заданный нагрев могут обеспечить два совершенно разных режима аккреции [249]. В первом режиме темп аккреции очень высок, светимость чёрной дыры близка к эддингтоновской, однако, с учётом $\alpha_R \ll 1$, только малая доля этой светимости идёт на нагрев газа. Во втором режиме темп аккреции низок, а нагрев обеспечивается за счёт более высокого значения α_M .

Схематично эволюция системы из чёрной дыры и газа в галактике представлена на рис. 28. На начальной стадии, до тех пор пока масса чёрной дыры мала, система пребывает в состоянии, в котором происходит активное охлаждение газа и быстрый рост сверхмассивной чёрной дыры, большая часть энергии которой уходит в излучение. На более поздних стадиях чёрная дыра переключается на режим с низким темпом аккреции и большая часть энергии выделяется в механическом виде (потоки релятивистской плазмы), в то время как наблюдаемая светимость чёрной дыры становится меньше на несколько порядков. При этом вследствие высокой

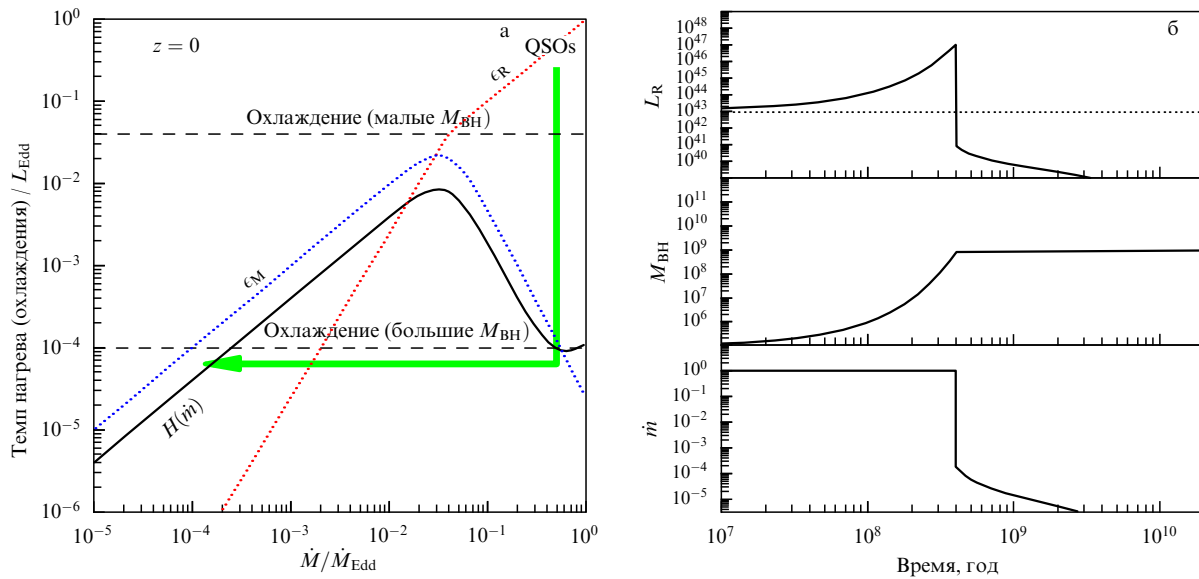


Рис. 28. (а) Качественная картина эволюции чёрной дыры и родительской галактики при условии, что зависимость нагрева газа от темпа аккреции описывается уравнением (7). Пунктирными кривыми показана энергия, выделяемая в виде излучения и в виде механической энергии (в единицах эддингтоновской светимости). Сплошная кривая показывает полный темп нагрева, получающийся с учётом эффективности преобразования различных форм энергии в нагрев газа (коэффициенты α_M и α_R). Темп нагрева оказывается немонотонной функцией темпа аккреции. Горизонтальной прямой показаны потери газа на охлаждение. По мере роста сверхмассивной чёрной дыры горизонтальная прямая сдвигается вниз. Чёрная дыра переходит из состояния с высоким темпом аккреции и высокой светимостью (QSO — Quasi-Stellar Object) в состояние с низкой светимостью, но достаточно эффективным нагревом газа за счёт механической энергии. Рост сверхмассивной чёрной дыры резко замедляется, одновременно прекращается охлаждение газа и звездообразование. (б) Схематичное представление эволюции наблюдаемых характеристик чёрной дыры. Фаза яркого квазара сменяется фазой радиоисточника и медленным ростом массы чёрной дыры. (Адаптированный рисунок из работы [249].)

эффективности нагрева газа механической энергией его остывание прекращается и галактика переходит в стадию пассивной эволюции без мощного звездообразования.

Конечно, это очень грубое описание процессов, определяющих совместную эволюцию чёрных дыр и родительских галактик. Численные (полуаналитические) модели (например, [256, 257]) показывают, что сценарии, основанные на высокой эффективности нагрева газа механической энергией чёрных дыр, способны качественно объяснить поведение галактик, однако многие детали этого процесса остаются неизвестными. Но важно, что изучение скоплений галактик даёт нам уникальную возможность исследовать в деталях физику взаимодействия чёрных дыр и горячего газа.

6. Заключение

В этом кратком обзоре мы обсудили лишь несколько важнейших направлений исследования скоплений галактик, лежавших непосредственно в сфере разнообразных научных интересов Якова Борисовича Зельдовича — от крупномасштабной структуры Вселенной и космологии до аккреции на чёрные дыры и газодинамики.

Многое осталось за скобками, но и уже сказанного в обзоре достаточно, чтобы оценить роль скоплений в современной астрофизике. За последние десятилетия скопления стали мощным инструментом в космологических исследованиях и физике плазмы, на их изучение направлены лучшие телескопы и орбитальные обсерватории. Скопления позволили проследить влияние сверхмассивных чёрных дыр на термодинамику газа и распространить полученные выводы на процесс формирования звёзд в галактиках. Одновременно колоссальные ком-

пьютерные ресурсы выделяются на моделирование процесса возникновения и эволюции скоплений галактик. Достаточно сказать, что число массивных скоплений, "рождённых" в компьютерах, на несколько порядков превышает полное число таких скоплений в наблюдаемой Вселенной.

Таково состояние астрофизики скоплений галактик на сегодняшний день. Ближайшее будущее обещает нам качественный скачок по целому ряду направлений. Японская обсерватория Astro-H⁹ (благодаря криогенным болометрам, играющим роль рентгеновских спектрометров с разрешением $E/\Delta E > 1000$) сможет непосредственно измерить скорости движения газа в скоплениях, что позволит ответить на многие вопросы физики плазмы и уточнить измерения масс скоплений, основанные на применении уравнения гидростатического равновесия. Обсерватория CPG (совместный проект России и Германии) сможет обнаружить *все* массивные скопления (с массой более чем $\sim 3 \times 10^{14} M_\odot$) в наблюдаемой Вселенной и обеспечить космологов "финальным" каталогом скоплений для исследования уравнения состояния тёмной энергии. Одновременно наблюдения скоплений по эффекту Сюняева – Зельдовича ("Планк", SPT, ACT, CARMA¹⁰, MUSTANG на GBT¹¹, BOLOCAM на JCMT¹² и ALMA) позволят независимо (и совместно с обсерваторией CPG) исследовать далёкие скопления и физику газа в них.

⁹ <http://astro-h.isas.jaxa.jp/en/>.

¹⁰ Combined Array for Research Millimeter-wave Astronomy.

¹¹ Green Bank Telescope.

¹² James Clerk Maxwell Telescope.

Уже сейчас телескоп ALMA Европейской южной обсерватории детально изучает холодный газ в центрах скоплений и вскоре сможет дать много новой информации о сложных физических процессах звездообразования и влиянии сверхмассивных чёрных дыр. Не отстают и оптические обзоры, такие как инфракрасный обзор спутника WISE (Wide-field Infrared Survey Explorer) и новейшие обзоры телескопов радиодиапазона. Эта эстафета будет продолжена новым поколением обсерваторий, в том числе в рентгеновском диапазоне, — Athena Европейского космического агентства и SMART-X (Square Meter Arcsecond Resolution) в США.

Несомненно, что астрофизику скоплений ждёт период бурного и интереснейшего развития, в котором идеи Якова Борисовича Зельдовича продолжат играть важнейшую роль.

Список литературы

- Zeldovich Ya B, Einasto J, Shandarin S F *Nature* **300** 407 (1982)
- Gott J R (III) et al. *Astrophys. J.* **624** 463 (2005)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5084
- Долгов А Д, Зельдович Я Б, Сажин М В *Космология ранней Вселенной* (М.: Изд-во МГУ, 1988) [Dolgov A D, Sazhin M V, Zeldovich Ya B *Basics of Modern Cosmology* (Gif-sur-Yvette: Editions Frontières, 1990)]
- Mukhanov V F, Feldman H A, Brandenberger R H *Phys. Rep.* **215** 203 (1992)
- Старобинский А А *Письма в ЖЭТФ* **30** 719 (1979) [Starobinskii A A *JETP Lett.* **30** 682 (1979)]
- Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **91** 99 (1980)
- Guth A H *Phys. Rev. D* **23** 347 (1981)
- Linde A D *Phys. Lett. B* **108** 389 (1982)
- Albrecht A, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **48** 1220 (1982)
- Муханов В Ф, Чибисов Г В *Письма в ЖЭТФ* **33** 549 (1981) [Mukhanov V F, Chibisov G V *JETP Lett.* **33** 532 (1981)]
- Муханов В Ф, Чибисов Г В *ЖЭТФ* **83** 475 (1982) [Mukhanov V F, Chibisov G. *Sov. Phys. JETP* **56** 258 (1982)]
- Starobinsky A A *Phys. Lett. B* **117** 175 (1982)
- Bardeen J M, Steinhardt P J, Turner M S *Phys. Rev. D* **28** 679 (1983)
- Zeldovich Ya B *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **160** 1P (1972)
- Зельдович Я Б, Новиков И Д *Астрон. журн.* **46** 960 (1969) [Zel'dovich Ya B, Novikov I D *Sov. Astron.* **13** 754 (1970)]
- Harrison E R *Phys. Rev. D* **1** 2726 (1970)
- Peebles P J E, Yu J T *Astrophys. J.* **162** 815 (1970)
- Rubakov V A *JCAP* (09) 030 (2009)
- Guth A H, Pi S-Y *Phys. Rev. Lett.* **49** 1110 (1982)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5082
- Hu W et al. *Phys. Rev. D* **57** 3290 (1998)
- Seljak U et al. *Phys. Rev. D* **68** 083507 (2003)
- Hinshaw G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **208** 19 (2013)
- Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.*, submitted; arXiv:1303.5076
- Diemand J, Moore B, Stadel J *Nature* **433** 389 (2005)
- Зельдович Я Б *Астрофизика* **6** 319 (1970) [Zel'dovich Ya B *Astrophysics* **6** 164 (1970)]
- Zel'dovich Ya B *Astron. Astrophys.* **5** 84 (1970)
- Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966) [Zel'dovich Ya B, Raizer Yu P *Elements of Gasdynamics and the Classical Theory of Shock Waves* (New York: Academic Press, 1968)]
- Дорошкевич А Г *Астрофизика* **6** 581 (1970) [Doroshkevich A G *Astrophysics* **6** 320 (1970)]
- Shandarin S F, Zeldovich Ya B *Rev. Mod. Phys.* **61** 185 (1989)
- Yoshisato A et al. *Astrophys. J.* **637** 555 (2006)
- Дорошкевич А Г, Рябенский В С, Шандарин С Ф *Астрофизика* **9** 257 (1973) [Doroshkevich A G, Ryaben'kii V S, Shandarin S F *Astrophysics* **9** 144 (1973)]
- Doroshkevich A G, Sunyaev R A, Zeldovich Ia B, in *Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data. Proc. of the Symp., Krakow, Poland, September 10–12, 1973* (Proc. IAU Symp., Vol. 63, Ed. M S Longair) (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1974) p. 213
- Дорошкевич А Г, Шандарин С Ф *Астрон. журн.* **55** 1144 (1978) [Doroshkevich A G, Shandarin S F *Sov. Astron.* **22** 653 (1978)]
- Bond J R, Kofman L, Pogosyan D *Nature* **380** 603 (1996)
- Shandarin S F, Sathyaprakash B S *Astrophys. J.* **467** L25 (1996)
- Shandarin S F *JCAP* (02) 031 (2009)
- Gurbatov S N, Saichev A I, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **236** 385 (1989)
- Kofman L et al. *Astrophys. J.* **393** 437 (1992)
- Coles P, Melott A L, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **260** 765 (1993)
- Lee J, Shandarin S F *Astrophys. J.* **500** 14 (1998)
- Doroshkevich A G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **192** 321 (1980)
- Klypin A A, Shandarin S F *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **204** 891 (1983)
- Efstathiou G et al. *Astrophys. J. Suppl.* **57** 241 (1985)
- Crocce M, Pueblas S, Scoccimarro R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 369 (2006)
- Bryan G L et al. *Comput. Phys. Commun.* **89** 149 (1995)
- Bryan G L et al. (The Enzo Collab.), arXiv:1307.2265
- Kravtsov A V, Klypin A A, Khokhlov A M *Astrophys. J. Suppl.* **111** 73 (1997)
- Teyssier R *Astron. Astrophys.* **385** 337 (2002)
- Martel H, Shapiro P R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **297** 467 (1998)
- Gnedin N Y, Kravtsov A V, Rudd D H *Astrophys. J. Suppl.* **194** 46 (2011)
- Bertschinger E *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36** 599 (1998)
- Kuhlen M, Vogelsberger M, Angulo R *Phys. Dark Universe* **1** 50 (2012)
- Borgani S, Kravtsov A *Adv. Sci. Lett.* **4** 204 (2011)
- Kravtsov A V et al. *Astrophys. J.* **609** 35 (2004)
- Kravtsov A V, Klypin A A *Astrophys. J.* **520** 437 (1999)
- Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astron. Astrophys.* **20** 189 (1972)
- Klypin A A, Kates R E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **251** 41P (1991)
- Cen R, Ostriker J P *Astrophys. J.* **514** 1 (1999)
- Davé R et al. *Astrophys. J.* **552** 473 (2001)
- Van Waerbeke L, Hinshaw G, Murray N *Phys. Rev. D* **89** 023508 (2014); arXiv:1310.5721
- Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4** 173 (1972)
- Sunyaev R A, Zel'dovich Ya B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **18** 537 (1980)
- White S D M, Rees M J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **183** 341 (1978)
- Зельдович Я Б и др. *ЯФ* **31** 1286 (1980) [Zeldovich Y B et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **31** 664 (1980)]
- Blumenthal G R et al. *Astrophys. J.* **301** 27 (1986)
- Gnedin O Y et al. *Astrophys. J.* **616** 16 (2004)
- Kazantzidis S et al. *Astrophys. J.* **611** L73 (2004)
- Kravtsov A V, Borgani S *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **50** 353 (2012)
- Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **640** 691 (2006)
- Carlstrom J E, Holder G P, Reese E D *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 643 (2002)
- Lyskova N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 1813 (2012)
- Hoekstra H, arXiv:1312.5981
- Allen S W, Evrard A E, Mantz A B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **49** 409 (2011)
- Press W H, Schechter P *Astrophys. J.* **187** 425 (1974)
- Gunn J E, Gott J R (III) *Astrophys. J.* **176** 1 (1972)
- Percival W J *Astron. Astrophys.* **443** 819 (2005)
- Klypin A et al. *Astrophys. J.* **444** 1 (1995)
- Gross M A K et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **301** 81 (1998)
- Lee J, Shandarin S F *Astrophys. J.* **517** L5 (1999)
- Sheth R K, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **308** 119 (1999)
- Jenkins A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **321** 372 (2001)
- Monaco P *Astrophys. J.* **447** 23 (1995)
- Audit E, Teyssier R, Alimi J-M *Astron. Astrophys.* **325** 439 (1997)
- Sheth R K, Mo H J, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **323** 1 (2001)
- Sheth R K, Tormen G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **329** 61 (2002)

88. Tinker J L et al. *Astrophys. J.* **724** 878 (2010)
89. Watson W A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 1230 (2013)
90. Warren M S, in *Proc. SC'13: Intern. Conf. for High Performance Computing, Networking, Storage and Analysis, November 17–21 2013* (New York: ACM, 2013) Article No. 72, DOI:10.1145/2503210.2503220; arXiv:1310.4502
91. Rudd D H, Zentner A R, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **672** 19 (2008)
92. Cui W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 2279 (2012)
93. Martizzi D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted; arXiv:1307.6002
94. Desjacques V *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 638 (2008)
95. Maggiore M, Riotto A *Astrophys. J.* **717** 515 (2010)
96. de Simone A, Maggiore M, Riotto A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 2587 (2011)
97. Ma C-P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2644 (2011)
98. Corasaniti P S, Achitouv I *Phys. Rev. Lett.* **106** 241302 (2011)
99. Lim S, Lee J *JCAP* (01) 019 (2013)
100. Achitouv I et al. *Phys. Rev. Lett.* **111** 231303 (2013)
101. Tinker J et al. *Astrophys. J.* **688** 709 (2008)
102. Courtin J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **410** 1911 (2011)
103. Hoekstra H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **379** 317 (2007)
104. Applegate D E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 48 (2014); arXiv:1208.0605
105. Rasia E, Tormen G, Moscardini L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 237 (2004)
106. Nagai D, Vikhlinin A, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **655** 98 (2007)
107. Piffaretti R, Valdarnini R *Astron. Astrophys.* **491** 71 (2008)
108. Lau E T, Kravtsov A V, Nagai D *Astrophys. J.* **705** 1129 (2009)
109. Nelson K et al. *Astrophys. J.* **751** 121 (2012)
110. Becker M R, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **740** 25 (2011)
111. Kravtsov A V, Vikhlinin A, Nagai D *Astrophys. J.* **650** 128 (2006)
112. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **498** 361 (2009)
113. Motl P M et al. *Astrophys. J.* **623** L63 (2005)
114. Nagai D *Astrophys. J.* **650** 538 (2006)
115. Nagai D, Kravtsov A V, Vikhlinin A *Astrophys. J.* **668** 1 (2007)
116. Stanek R et al. *Astrophys. J.* **715** 1508 (2010)
117. Fabjan D et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 801 (2011)
118. Riess A G et al. *Astron. J.* **116** 1009 (1998)
119. Perlmutter S et al. *Astrophys. J.* **517** 565 (1999)
120. Sunyaev R A, Zeldovich Ya B *Astrophys. Space Sci.* **7** 3 (1970)
121. Albrecht A et al., astro-ph/0609591
122. Fosalba P, Gaztañaga E, Castander F J *Astrophys. J.* **597** L89 (2003)
123. Guzzo L et al. *Nature* **451** 541 (2008)
124. Huterer D, Linder E V *Phys. Rev. D* **75** 023519 (2007)
125. Sunyaev R A, Zeldovich Y B *Comm. Astrophys. Space Phys.* **4** 173 (1972)
126. Sasaki S *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **48** L119 (1996)
127. Pen U-L *New Astron.* **2** 309 (1997)
128. Oukbir J, Blanchard A *Astron. Astrophys.* **262** L21 (1992)
129. Borgani S, Kravtsov A *Adv. Sci. Lett.* **4** 204 (2011); arXiv:0906.4370
130. Rosati P, Borgani S, Norman C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 539 (2002)
131. Ebeling H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **318** 333 (2000)
132. Böhringer H et al. *Astron. Astrophys.* **425** 367 (2004)
133. Ebeling H, Edge A C, Henry J P *Astrophys. J.* **553** 668 (2001)
134. Burenin R A et al. *Astrophys. J. Suppl.* **172** 561 (2007)
135. Williamson R et al. *Astrophys. J.* **738** 139 (2011)
136. Marriage T A et al. *Astrophys. J.* **737** 61 (2011); arXiv:1010.1065
137. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **536** A8 (2011); arXiv:1101.2024
138. Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **640** 691 (2006)
139. Sun M et al. *Astrophys. J.* **693** 1142 (2009)
140. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **461** 71 (2007)
141. Nagai D, Kravtsov A V, Vikhlinin A *Astrophys. J.* **668** 1 (2007)
142. Pratt G W et al. *Astron. Astrophys.* **511** A85 (2010); arXiv:0909.3776
143. Pierpaoli E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **342** 163 (2003)
144. Henry J P et al. *Astrophys. J.* **691** 1307 (2009)
145. Rasia E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **369** 2013 (2006)
146. Nagai D, Vikhlinin A, Kravtsov A V *Astrophys. J.* **655** 98 (2007)
147. Vikhlinin A et al. *Astrophys. J.* **692** 1060 (2009)
148. Rozo E et al. *Astrophys. J.* **708** 645 (2010); arXiv:0902.3702
149. Fu L et al. *Astron. Astrophys.* **479** 9 (2008)
150. Bonamente M et al. *Astrophys. J.* **647** 25 (2006)
151. White S D M et al. *Nature* **366** 429 (1993)
152. Gonzalez A H, Zaritsky D, Zabludoff A I *Astrophys. J.* **666** 147 (2007)
153. Allen S W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **383** 879 (2008)
154. Linder E V, Jenkins A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **346** 573 (2003)
155. Carilli C L, Taylor G B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **40** 319 (2002)
156. Bonafede A et al. *Astron. Astrophys.* **513** A30 (2010)
157. Feretti L et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **20** 54 (2012)
158. ZuHone J A et al. *Astrophys. J.* **762** 78 (2013)
159. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **388** 1062 (2008)
160. Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **12** 190 (1971)
161. Bahcall J N, Sarazin C L *Astrophys. J.* **213** L99 (1977)
162. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **567** L27 (2002)
163. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **627** 733 (2005)
164. Russell H R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **406** 1721 (2010)
165. Russell H R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **423** 236 (2012)
166. Macario G et al. *Astrophys. J.* **728** 82 (2011)
167. Akamatsu H et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **64** 49 (2012)
168. Akamatsu H et al. *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **64** 67 (2012)
169. Akamatsu H, Kawahara H *Publ. Astron. Soc. Jpn.* **65** 16 (2013)
170. Giacintucci S et al. *Astron. Astrophys.* **486** 347 (2008)
171. Bourdin H et al. *Astrophys. J.* **764** 82 (2013)
172. Ade P A R et al. (Planck Collab.) *Astron. Astrophys.* **554** A140 (2013)
173. Markevitch M, in *Proc. of the X-Ray Universe 2005. 26–30 September 2005, Madrid, Spain* (ESA Special Publ., Vol. 604, Ed. A Wilson) (Noordwijk: ESA Publ. Division, ESTEC, 2006) p. 723
174. Owers M S et al. *Astrophys. J.* **704** 1349 (2009)
175. Markevitch M, готовится к печати
176. Springel V, Farrar G R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **380** 911 (2007)
177. Clowe D, Gonzalez A, Markevitch M *Astrophys. J.* **604** 596 (2004)
178. Clowe D et al. *Astrophys. J.* **648** L109 (2006)
179. Markevitch M, Vikhlinin A *Phys. Rep.* **443** 1 (2007)
180. Markevitch M et al. *Astrophys. J.* **606** 819 (2004)
181. Barrena R et al. *Astron. Astrophys.* **386** 816 (2002)
182. Milgrom M *Astrophys. J.* **270** 365 (1983)
183. Brownstein J R, Moffat J W *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **367** 527 (2006)
184. Bradač M et al. *Astrophys. J.* **687** 959 (2008)
185. Ragozzine B et al. *Astrophys. J.* **744** 94 (2012)
186. Clowe D et al. *Astrophys. J.* **758** 128 (2012)
187. Spergel D N, Steinhardt P J *Phys. Rev. Lett.* **84** 3760 (2000)
188. Randall S W et al. *Astrophys. J.* **679** 1173 (2008)
189. Merten J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **417** 333 (2011)
190. Mahdavi A et al. *Astrophys. J.* **668** 806 (2007)
191. Miralda-Escudé J *Astrophys. J.* **564** 60 (2002)
192. Spitzer L *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Interscience Publ., 1962)
193. Зельдович Я Б, Райзер Ю П *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Физматгиз, 1963) [Zeldovich Ya B, Raizer Yu P *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena* (New York: Academic Press, 1966, 1967)]
194. Vikhlinin A, Markevitch M, Murray S S *Astrophys. J.* **551** 160 (2001)
195. Lyutikov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 73 (2006)
196. Шафранов В Д *ЖЭТФ* **32** 1453 (1957) [Shafranov V D *Sov. Phys. JETP* **5** 1183 (1957)]
197. Wik D R et al. *Astrophys. J.* **696** 1700 (2009)
198. Wik D R et al. *Astrophys. J.*, submitted (2014); arXiv:1403.2722
199. Ackermann M et al. (The Fermi-LAT Collab.) *Science* **339** 807 (2013); arXiv:1302.3307
200. Brunetti G, Jones T W, arXiv:1401.7519
201. Cassano R, Brunetti G, Venturi T *J. Astrophys. Astron.* **32** 519 (2011)
202. Blandford R, Eichler D *Phys. Rep.* **154** 1 (1987)
203. van Weeren R J et al. *Science* **330** 347 (2010)
204. Ogorean G A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429** 2617 (2013)
205. Brunetti G et al. *Nature* **455** 944 (2008)
206. Giacintucci S et al., готовится к публикации
207. Brown S, Rudnick L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **412** 2 (2011)
208. Ogorean G A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **433** 812 (2013)
209. Kang H, Jones T W *J. Korean Astron. Soc.* **35** 159 (2002)

210. Sarazin C L *Astrophys. J.* **520** 529 (1999)
211. Kang H, Jones T W *Astrophys. J.* **620** 44 (2005)
212. Pinzke A, Oh S P, Pfrommer C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **435** 1061 (2013)
213. Brunetti G, Lazarian A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **378** 245 (2007)
214. Shimwell T W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, submitted (2014); arXiv:1403.2393
215. McNamara B R, Nulsen P E J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **45** 117 (2007)
216. Fabian A C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **50** 455 (2012)
217. Lea S M *Astrophys. J.* **203** 569 (1976)
218. Cowie L L, Binney J *Astrophys. J.* **215** 723 (1977)
219. Fabian A C, Nulsen P E J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **180** 479 (1977)
220. Fabian A C *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **32** 277 (1994)
221. Peterson J R, Fabian A C *Phys. Rep.* **427** 1 (2006)
222. Pedlar A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **246** 477 (1990)
223. Tabor G, Binney J *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **263** 323 (1993)
224. Binney J, Tabor G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **276** 663 (1995)
225. Böhringer H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **264** L25 (1993)
226. Böhringer H et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **274** L67 (1995)
227. Churazov E et al. *Astron. Astrophys.* **356** 788 (2000)
228. Churazov E et al. *Astrophys. J.* **554** 261 (2001)
229. McNamara B R et al. *Astrophys. J.* **534** L135 (2000)
230. Forman W et al. *Astrophys. J.* **635** 894 (2005)
231. Dunn R J H, Fabian A C *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **373** 959 (2006)
232. Rafferty D A et al. *Astrophys. J.* **652** 216 (2006)
233. Hlavacek-Larrondo J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 1360 (2012)
234. Birzan L et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **427** 3468 (2012)
235. Hines D C, Eilek J A, Owen F N *Astrophys. J.* **347** 713 (1989)
236. Owen F N, Eilek J A, Kassim N E *Astrophys. J.* **543** 611 (2000)
237. Forman W et al. *Astrophys. J.* **665** 1057 (2007)
238. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** L48 (2003)
239. Werner N et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **407** 2063 (2010)
240. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **332** 729 (2002)
241. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **366** 417 (2006)
242. Randall S W et al. *Astrophys. J.* **726** 86 (2011)
243. McNamara B R et al. *Nature* **433** 45 (2005)
244. Böhringer H et al. *Astron. Astrophys.* **382** 804 (2002)
245. Bondi H *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **112** 195 (1952)
246. Allen S W et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **372** 21 (2006)
247. Pizzolato F, Soker N *Astrophys. J.* **632** 821 (2005)
248. Gaspari M, Ruszkowski M, Sharma P *Astrophys. J.* **746** 94 (2012)
249. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** L91 (2005)
250. Sazonov S Yu, Ostriker J P, Sunyaev R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** 144 (2004)
251. Sazonov S Yu et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **358** 168 (2005)
252. Ichimaru S *Astrophys. J.* **214** 840 (1977)
253. Rees M J et al. *Nature* **295** 17 (1982)
254. Narayan R, Yi I *Astrophys. J.* **428** L13 (1994)
255. Gallo E, Fender R P, Pooley G G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **344** 60 (2003)
256. Croton D J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 11 (2006)
257. Bower R G et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **370** 645 (2006)

Clusters of galaxies

A.A. Vikhlinin

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation
E-mail: vikhlinin@iki.rssi.ru
Center for Astrophysics, 60 Garden St, Cambridge, MA 02138 USA

A.V. Kravtsov

University of Chicago, 5801 S South Ellis Ave., Chicago IL, USA

M.L. Markevich

NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD 20771, USA

R.A. Sunyaev, E.M. Churazov

Space Research Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Profsoyuznaya 84/32, 117997 Moscow, Russian Federation
E-mail: churazov@iki.rssi.ru
Max Planck Institute for Astrophysics,
Karl-Schwarzschild-Str. 1, Postfach 1317, D-85741 Garching, Germany

Galaxy clusters form through nonlinear growth of primordial density fluctuations and are the most massive gravitationally-bound objects in the present Universe. Their number density at different epochs and their properties depend strongly on the properties of Dark Matter and Dark Energy, making clusters a powerful tool for observational cosmology. Observations of the hot gas filling the gravitational potential well of a cluster enable us to study gas-dynamical and plasma effects, and how the supermassive black holes affect heating and cooling of the gas on cluster scales. The work of Yakov Borisovich Zeldovich has had a profound impact on virtually all cosmological and astrophysical studies of galaxy clusters, introducing such concepts as the Harrison–Zeldovich spectrum, the Zeldovich approximation, baryon acoustic peaks, and the Sunyaev–Zeldovich effect. Here we review the most basic properties of clusters and their role in modern astrophysics and cosmology.

PACS numbers: 97.60.Lf, **98.65**–r, 98.80.Bp

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201404a.0339

Bibliography — 257 references

Received 19 February 2014

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (4) 339–366 (2014)

Physics–Uspekhi **57** (4) (2014)