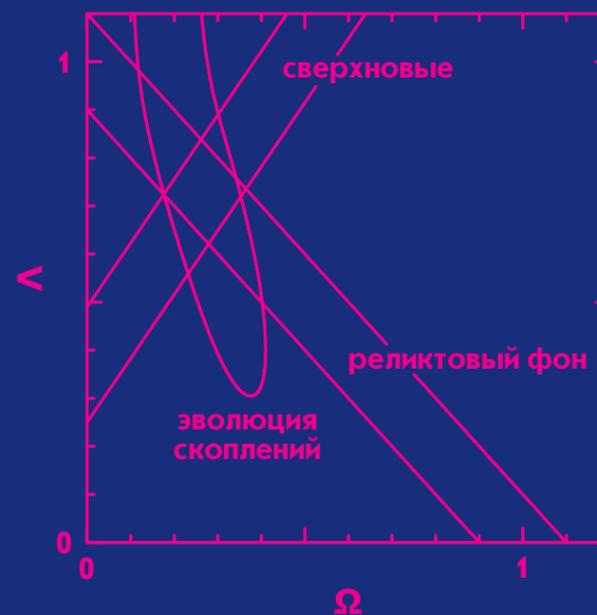


А. А. Вихлинин

СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК И НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ КОСМОЛОГИЯ

А. А. ВИХЛИНИН

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ КОСМОЛОГИЯ И ИЗУЧЕНИЕ МЕЖГАЛАКТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПО РЕНТГЕНОВСКИМ ДАНЫМ О СКОПЛЕНИЯХ ГАЛАКТИК



2002

Российская академия наук
Институт космических исследований

На правах рукописи

**Наблюдательная космология
и изучение межгалактической среды
по рентгеновским данным
о скоплениях галактик**

А. А. Вихлинин

Диссертация
на соискание ученой степени
доктора физ.-мат. наук

Москва, 2002

Посвящается памяти А. Н. Вихлинина

Мне посчастливилось работать в Отделе астрофизики высоких энергий ИКИ под руководством Р. А. Сюняева. Рашид Алиевич всегда был для меня лучшим примером настоящего ученого, чутким наставником и руководителем.

Не могу не вспомнить добрым словом своих первых научных руководителей М. Р. Гильфанова и Е. М. Чуразова. Не жалея времени и сил, они помогли сделать первые шаги в науке и почувствовать радость от работы с «живым» космическим экспериментом.

I was introduced to clusters of galaxies in 1993 by Bill Forman and Christine Jones. This has initiated almost 10 years of research to which they contributed greatly. Many of my results would be impossible without a privileged access to the Chandra time provided by the principle investigators for the instruments of this great observatory, S. S. Murray and L. P. Van Speybroeck.

Создание каталога далеких скоплений галактик, вокруг которого построена диссертация, было бы невысказимо без дружной работы большой команды: К. Маллиса, Б. Макнамары, Х. Квинтаны, А. Хорнструпа, И. Джойи, П. Хенри. Всем им огромное спасибо.

Очень многие из моих научных работ родились и отточились в частых разговорах и порой жарких спорах с Максимом Маркевичем. От анализа данных «Чандры» до разработки рисунка буквы φ — Максим всегда был мне советник и помощник.

Творческая и доброжелательная атмосфера в коллективе играет большую роль в работе любого ученого. Мне повезло работать вместе с замечательными людьми и хорошими друзьями: М. Н. Павлинским, В. Арефьевым, М. Ревницевым, С. Ю. Сазоновым, С. А. Гребеневым, О. Тереховым, Р. А. Бурениным, А. Лутовиновым, И. В. Чулковым, С. Мольковым, М. А. Чичковым, Д. Денисенко, А. Ю. Ткаченко, А. Кузьминым, А. Финогеновым. Объявляется отдельная благодарность моему аспиранту А. Воеводкину, чьи результаты дали необходимую точку отсчета для измерения эволюции скоплений.

Оглавление

1	Введение	11
I Методы		
2	Вэйвлет-разложение	25
§ 1	Простейший вариант вэйвлет-анализа	25
	<i>Темная материя в центральных галактиках скопления Кома</i>	27
§ 2	Мотивация метода вэйвлет-разложения	28
§ 3	Идея метода вэйвлет-разложения	29
§ 4	Подавление шума	31
	<i>Порог детектирования</i>	31
	<i>Порог фильтрации</i>	32
	<i>Учет вариации чувствительности и фона</i>	33
§ 5	Остаток падения группы галактик в скопление Кома	34
3	Высокочувствительное детектирование точечных источников	37
§ 6	Оптимальный фильтр	37
§ 7	Калибровка процедуры детектирования методом Монте-Карло	39
	<i>Калибровка порогов детектирования</i>	39
	<i>Калибровка вероятности детектирования источников</i>	40
	<i>Калибровка измерений интенсивности</i>	41
§ 8	Измерение кривой подсчетов источников	44
	<i>Аналитическое вычисление кривой чувствительности</i>	45
	<i>Численное моделирование коррекции кривой подсчетов</i>	46
	<i>Подсчеты источников по данным спутника ROSAT</i>	49
4	Автоматический поиск далеких скоплений	53
§ 9	Общие идеи	56
§ 10	Детектирование кандидатов в протяженные источники	57
§ 11	Классификация источников как точечных и протяженных	61
	<i>Изолированные скопления</i>	61
	<i>Неизолированные скопления</i>	62
	<i>Окончательный отбор протяженных источников</i>	63
	<i>Реальный пример детектирования скоплений</i>	64
II Наблюдения		
5	Каталог далеких скоплений галактик	69
§ 12	Рентгеновские данные	69
§ 13	Измерение рентгеновских характеристик	71
	<i>Точность определения положения</i>	71

	<i>Радиус скоплений</i>	72
	<i>Рентгеновский поток</i>	73
§ 14	Оптические наблюдения	76
	<i>Оптическая идентификация рентгеновских источников</i>	77
	<i>Измерение красных смещений</i>	80
§ 15	Список скоплений	83
§ 16	Калибровка статистических свойств	95
	<i>Вероятность детектирования скоплений</i>	98
	<i>Искажения и разброс измерений потока и радиуса</i>	99
	<i>Количество ложных источников</i>	101
	<i>Зависимость площади обзора от рентгеновского потока</i>	104
§ 17	Кривая подсчетов скоплений	105
§ 18	Эволюция радиусов скоплений	106
6	Эволюция скоплений на больших красных смещениях	109
§ 19	Эволюция функции светимости	110
§ 20	Эволюция соотношений $L - T - M$	114
	<i>Данные</i>	115
	<i>Результаты</i>	117
7	Определение Ω и Λ по эволюции функции барионных масс	123
§ 21	Основные идеи	123
§ 22	Пространственное распределение барионов в близких скоплениях	127
	<i>Подборка скоплений и анализ данных спутника ROSAT</i>	127
	<i>Аналитическая аппроксимация профилей яркости</i>	130
	<i>Распределение плотности межгалактического газа</i>	136
§ 23	Дальнейшие исследования близких скоплений	141
§ 24	Наблюдаемая функция барионных масс скоплений на больших z	142
	<i>Измерения массы барионов</i>	143
	<i>Определение объема обзора</i>	146
	<i>Функция масс</i>	148
§ 25	Наблюдаемая эволюция и значения Ω и Λ	150
	<i>Теоретические основы</i>	150
	<i>Переход от функции масс к функции барионных масс скоплений</i>	157
	<i>Результаты</i>	161
8	Необычные объекты, обнаруженные в обзоре 160d	165
§ 26	Гигантские изолированные эллиптические галактики	165
	<i>Подборка объектов и их основные свойства</i>	166
	<i>Наблюдение объекта 1159+5531 обсерваторией «Чандра»</i>	169
	<i>Обсуждение результатов</i>	175
§ 27	Линзирование квазара в 0921+4528	178
§ 28	Дальнее скопление на фоне близкой группы	180
III Физическое состояние межгалактического газа скоплений		
9	Холодный фронт в A3667	185
§ 29	Наблюдение скопления A3667 обсерваторией «Чандра»	189
	<i>Изображение и карта температуры</i>	189
	<i>Профили яркости и температуры</i>	191
§ 30	Гидродинамические эффекты вблизи холодного фронта	194
	<i>Скорость движения фронта</i>	195
	<i>Стационарность формы холодного фронта</i>	199

§ 31	Подавление процессов переноса	204
§ 32	Структура и напряженность магнитного поля	206
	<i>Гидродинамическая неустойчивость фронта</i>	<i>208</i>
	<i>Подавление неустойчивости магнитным полем</i>	<i>212</i>
10	Межзвездная и межгалактическая среда в галактиках Комы	217
§ 33	Наблюдения	218
§ 34	Результаты	223
	<i>Баланс давлений межзвездной и межгалактической среды</i>	<i>223</i>
	<i>Характерные времена процессов в межзвездной среде</i>	<i>223</i>
	<i>Локальный тепловой баланс в NGC 4874</i>	<i>225</i>
	<i>Устойчивость состояния теплового баланса</i>	<i>226</i>
	Заключение	229
	Список литературы	231

Глава 1

Введение

Скопления галактик, являющиеся самыми массивными гравитационно связанными объектами во Вселенной, играют особую, важную роль в решении таких классических задач космологии, как исследование свойств темной материи, а также определение основных космологических параметров — постоянной Хаббла, параметра плотности Вселенной Ω , космологической постоянной Λ , спектра мощности первичных возмущений плотности и т. д. Достаточно сказать, что опираясь именно на наблюдения скопления в созвездии Волос Вероники, Цвики в 1937 г. открыл существование скрытой материи [1].

Одной из главных причин, делающих скопления галактик привлекательными для космологических исследований, является относительная простота физических процессов, определяющих их структуру. Поведение основной составляющей скоплений — темной материи — определяется ньютоновским гравитационным взаимодействием. Современные компьютеры позволяют точно промоделировать поведение подобных систем [2], включая все основные коллективные эффекты, такие, как бурная релаксация [3]. Поведение второй по важности компоненты скоплений — барионного межгалактического газа, в основном состоящего из водорода и гелия, — описывается законами классической гидродинамики и стандартной атомной физики, и поэтому его глобальные характеристики достаточно легко воспроизводятся современными численными моделями [4]. Более того, в первом приближении скопления можно рассматривать как квазиравновесные сферически симметричные системы (рис. 1), эволюция которых точно описывается аналитическими методами [5].

Скопления являются не только сравнительно простым, но и чувствительным инструментом, так как их свойства сильно зависят от основных космологических параметров. Космологические тесты, основанные на наблюдениях скоплений, можно условно разбить на три группы.

Первая группа основана на том, что относительное содержание основных компонент материи в скоплениях должно отражать средний состав Вселенной из-за того, что они образуются путем коллапса очень больших областей с характерным размером $5-10 h^{-1}$ Мпк, на котором гравитационное взаимодействие является абсолютно доминирующим. Поэтому по измерению отношения

масс барионов и темной материи хотя бы в небольшом числе скоплениях можно определить вклад барионов в общую плотность Вселенной, Ω_b/Ω . Так как Ω_b достаточно точно определяется из теории первичного нуклеосинтеза [6], состав скоплений позволяет определить Ω [7].

Вторая группа тестов основана на том, что скопления образуются на месте редких, высокоамплитудных первичных флуктуаций плотности материи, и поэтому функция масс скоплений и ее эволюция чрезвычайно чувствительны к спектру мощности первичных возмущений и к параметрам Ω и (в меньшей степени) Λ , определяющим рост линейных возмущений плотности.

Наконец, наблюдения скоплений позволяют осуществлять классические космологические тесты, основанные на измерении зависимости расстояния от красного смещения. В этой связи прежде всего можно упомянуть эффект Сюняева-Зельдовича [8], который в принципе позволяет измерять абсолютное расстояние до скоплений из совместного анализа наблюдений в рентгеновском и высокочастотном радио-диапазонах [9].

Наблюдения скоплений, конечно, являются не единственной, и на сегодняшний день даже не основной методикой космологических исследований. Среди других подходов прежде всего следует выделить исследования анизотропии реликтового фона [10–17], а также наблюдения сверхновых типа Ia на больших красных смещениях [18, 19] и большие оптические обзоры галактик [20]. Однако, каждая из вышеперечисленных методик дает значение лишь определенной комбинации параметров, и поэтому значение каждого из них по отдельности может быть получено только применением нескольких методов одновременно [21]. Следует также помнить о том, что история изобилует неточными измерениями космологических параметров*, и поэтому лишь согласие многих независимых методов позволяет быть уверенным в правильности результатов.

Общие сведения о скоплениях

Основной компонентой скопления является оболочка темной материи, в которой квазиравновесно распределены «пробные частицы» — галактики, которых в массивных скоплениях насчитывается порядка $10^3 - 10^4$. Именно на основе поиска концентраций галактик и были составлены первые каталоги скоплений, такие, как знаменитый каталог Абея [24]. Применение теоремы вириала дает массу скопления [1]: $M \sim R \sigma^2 / G$, где σ — дисперсия скоростей галактик, определяемая оптической спектроскопией ($\sigma \sim 1000$ км/с), а R — радиус скопления ($R \sim 3$ Мпк).

Галактики составляют лишь около 1% полной массы системы. Значительно больший вклад вносит межгалактический газ. При падении на скопление газ разогревается до высоких температур ($T \sim 5$ кэВ; тепловая энергия газа

* В этой связи можно упомянуть пионерскую работу Э. Хаббла [22], в которой абсолютное значение H_0 почти в 10 раз выше современных измерений [23].

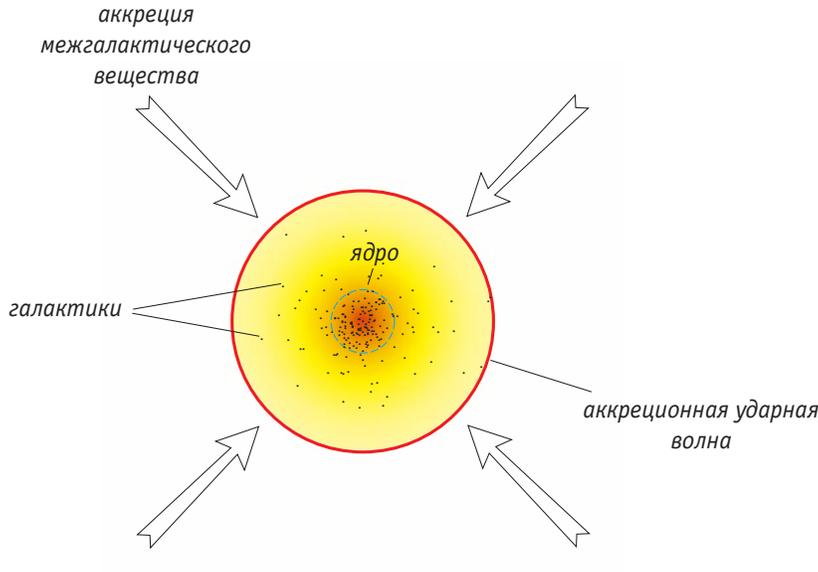


Рис. 1. Идеализированное сферически симметричное скопление.

примерно соответствует удельной кинетической энергии галактик). При таких температурах излучение в основном сосредоточено в рентгеновской области. Профили плотности газа и создаваемой им поверхностной яркости излучения обычно хорошо описываются т. н. β -моделью:

$$\rho(r) \sim (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2} \implies S(r) \sim (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta+1/2}, \quad (1.1)$$

где r_c — т. н. *радиус ядра*, $r_c \simeq 250$ кпк. Типичные значения параметра β распределены в интервале 0.6–0.9. Профиль газа близок к равновесному распределению в гравитационном потенциале, создаваемом темной материей. В этом случае применение условия гидростатического равновесия позволяет определить полную массу системы по наблюдаемым рентгеновским параметрам; если плотность газа подчиняется соотношению (1.1), а его температура постоянна, имеем

$$M(r) = 3.70 \times 10^{13} M_{\odot} \frac{T}{1 \text{ кэВ}} \frac{r_c}{1 \text{ Мпк}} \frac{0.60}{\mu} \frac{3\beta x^3}{1+x^2}, \quad (1.2)$$

где $x = r/r_c$, а μ — средний молекулярный вес межгалактического газа.

Скопления не полностью изолированы от окружающей среды и постоянно растут за счет падения все новых порций материи. Падение происходит со сверхзвуковой скоростью, и поэтому во внешней части образуется *аккреционная ударная волна*, которая условно очерчивает *вириальный радиус* — тот

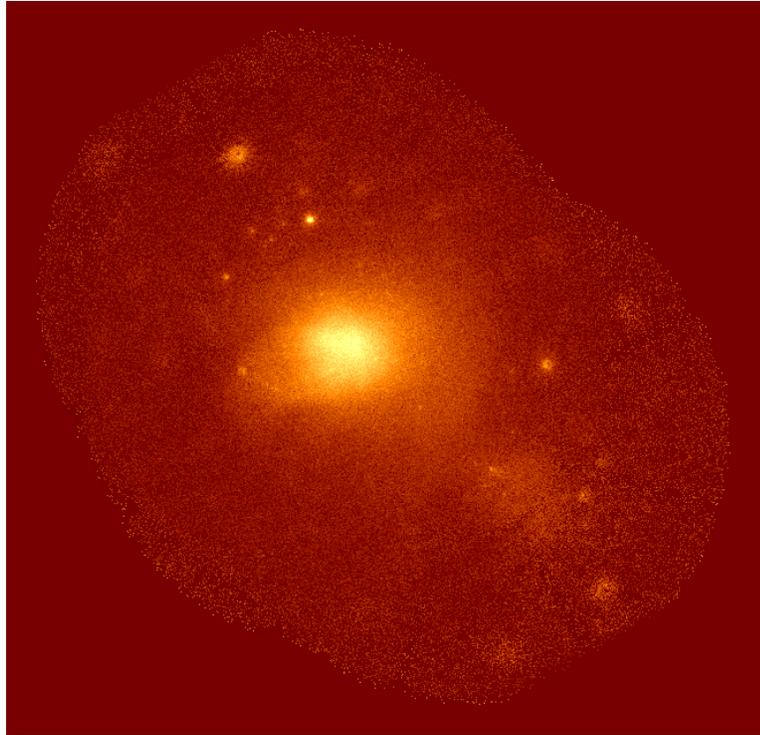


Рис. 2. Мозаика наведений на скопление Кома спутника ROSAT. Диаметр поля зрения составляет 2° (4.9 Мпк). Энергетический диапазон — от 0.5 до 2 кэВ.

радиус, внутри которого подавлены все направленные движения газа и темной материи и приближенно установлено равновесное состояние.

Различные параметры скоплений довольно сильно скоррелированы. Так, экспериментально установлена тесная корреляция рентгеновской светимости и температуры межгалактического газа скоплений: $L_{\text{бол}} \sim T^{2.7}$. Из теоретических соображений ожидается корреляция вириальной массы скопления и температуры, $M \sim T^{3/2}$. Температура является настолько удобной характеристикой, что часто о массе скоплений говорят в терминах T .

Профили плотности темной материи и межгалактического газа на больших радиусах довольно пологи, $\rho \sim r^{-2} \div r^{-3}$. Таким образом основная масса набирается на периферии, но основное излучение приходит из ядра скопления. В этом и заключается основная сложность их изучения.

Рентгеновские наблюдения

Наблюдения в рентгеновском диапазоне обладают первостепенной важностью для изучения скоплений галактик. Обусловлено это тем, что основная

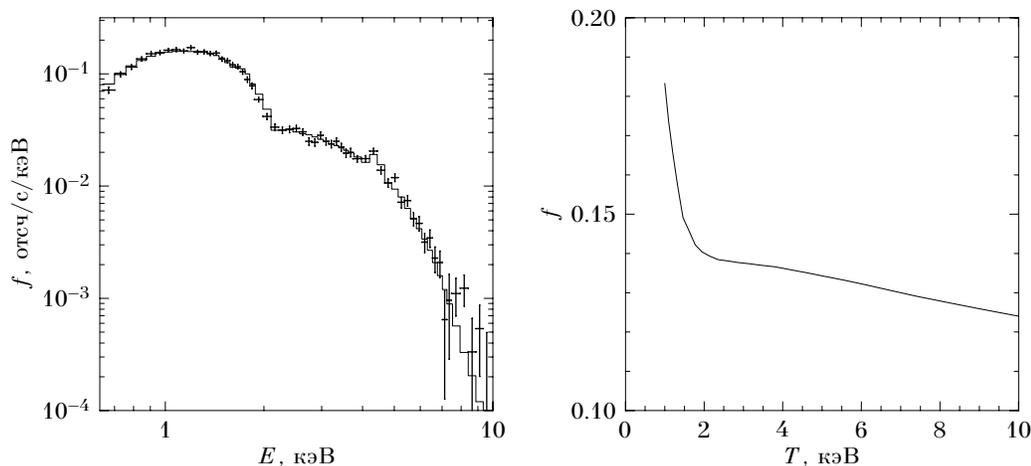


Рис. 3. Слева: Наблюдаемый спутником «Чандра» спектр скопления на $z = 0.541$. Сплошная линия соответствует модельному спектру, свернутому с функцией отклика детектора. Максимум вблизи 4.5 кэВ представляет собой смещенную линию излучения гелиеподобного железа с $E = 6.7$ кэВ; амплитуда этой линии позволяет определить металличность плазмы. Для данного спектра достигается точность измерения температуры $T = 9.4 \pm 0.5$ кэВ и металличности $a = 0.24 \pm 0.06$ по отношению к солнечной.

Справа: Зависимость светимости в диапазоне 0.5–2 кэВ от температуры для одного и того же количества плазмы с металличностью $a = 0.3$ солнечной.

компонента скоплений — темная материя, — может непосредственно наблюдаться лишь посредством гравитационного линзирования, но данный метод до сих пор не позволяет проводить детальные исследования. По излучению в оптическом диапазоне наблюдается лишь звездное вещество галактик, составляющих исчезающе малую часть (около 1%) полной массы. Основная доля барионной материи скоплений сосредоточена в виде горячего разреженного межгалактического газа с температурой 1–10 кэВ, который проявляет себя в рентгеновском диапазоне в основном за счет тормозного излучения, а также в высокочастотном радио-диапазоне за счет эффекта Сюняева-Зельдовича [8]. В настоящее время рентгеновский метод обладает несомненным превосходством за счет значительного опережения в технике наблюдений (работает уже третье поколение орбитальных обсерваторий).

Современные обсерватории позволяют строить рентгеновские изображения скоплений и угловым разрешением $1'' - 30''$ (рис. 2). В областях размером от $10''$ до нескольких минут дуги возможно проводить довольно детальные измерения спектра излучения (рис. 3). Рассмотрим, как подобные наблюдения можно использовать для изучения строения скоплений.

В межгалактической плазме скоплений с большим запасом выполняется условие ионизационного баланса, причем основным механизмом обмена энергией является возбуждение и ионизация электронными ударами. Практиче-

Табл. 1. Основные характеристики рентгеновских обсерваторий

	«Эйнштейн»	РОСАТ	АСКА	«Чандра»	ХММ
Годы работы	1978–81	1990–99	1993–2000	1999–	1999–
Диапазон энергий, кэВ	0.3–3.5	0.1–2.4	1–10	0.3–10	0.3–10
Угловое разрешение	2'	25''	2'	1''	10''
Спектральное разрешение.....	...	40%	5%	3%	2%
Поле зрения	1° × 1°	1°	30'	15' × 15'	30'

ски всегда выполняется условие оптической тонкости плазмы по отношению к собственному и внешнему излучению. Все это делает достаточно простым вычисление теоретических спектров, так как нет необходимости учитывать такие процессы, как перенос излучения или фотоионизацию; соответствующие пакеты прикладных программ существуют уже давно и достигли высокой степени совершенства [25, 26]. Использование этих моделей позволяет уверенно определять температуру и металличность плазмы, в пределах, допускаемых статистическими погрешностями измерений (рис. 3).

Полезным свойством тормозного излучения является то, что при температурах, превышающих примерно 2 кэВ, светимость в мягком рентгеновском диапазоне, в котором чувствительность современных телескопов максимальна, практически не зависит от температуры (рис. 3). Наблюдаемый поток излучения в этом случае определяется исключительно объемным интегралом квадрата плотности плазмы, а поверхностная яркость — интегралом по лучу зрения, $\int n_e n_p dl$. Таким образом, даже такие телескопы, как РОСАТ, которые не способны измерять температуру плазмы, позволяют с высокой точностью находить распределение плотности горячего межгалактического газа.

Теоретические оценки показывают [27], что процессы установления динамического равновесия горячего газа обычно протекают быстрее, чем движения отдельных компонент темной материи, поэтому для газа в каждый момент времени приближенно выполняется уравнение гидростатического равновесия

$$\nabla\varphi = -\frac{\nabla p}{\rho} = -\frac{kT}{\mu m_p} \frac{\nabla\rho}{\rho}. \quad (1.3)$$

Таким образом, рентгеновские изображения скоплений можно рассматривать как своего рода «фотографию» распределения гравитационного потенциала.

За последние десять лет был накоплен богатейший наблюдательный материал для изучения скоплений в рентгеновском диапазоне, что обусловлено успешной работой сразу четырех орбитальных обсерваторий, обладающих широким спектром возможностей (табл. 1). Обсерватория РОСАТ за счет большого поля зрения, низкого фона детектора и неплохого углового разрешения прекрасно подходит для изучения структуры близких и поиска неизвестных ранее далеких скоплений. Обсерватория АСКА, впервые сочетавшая возможности построения изображений и спектров источников, подходит для изуче-

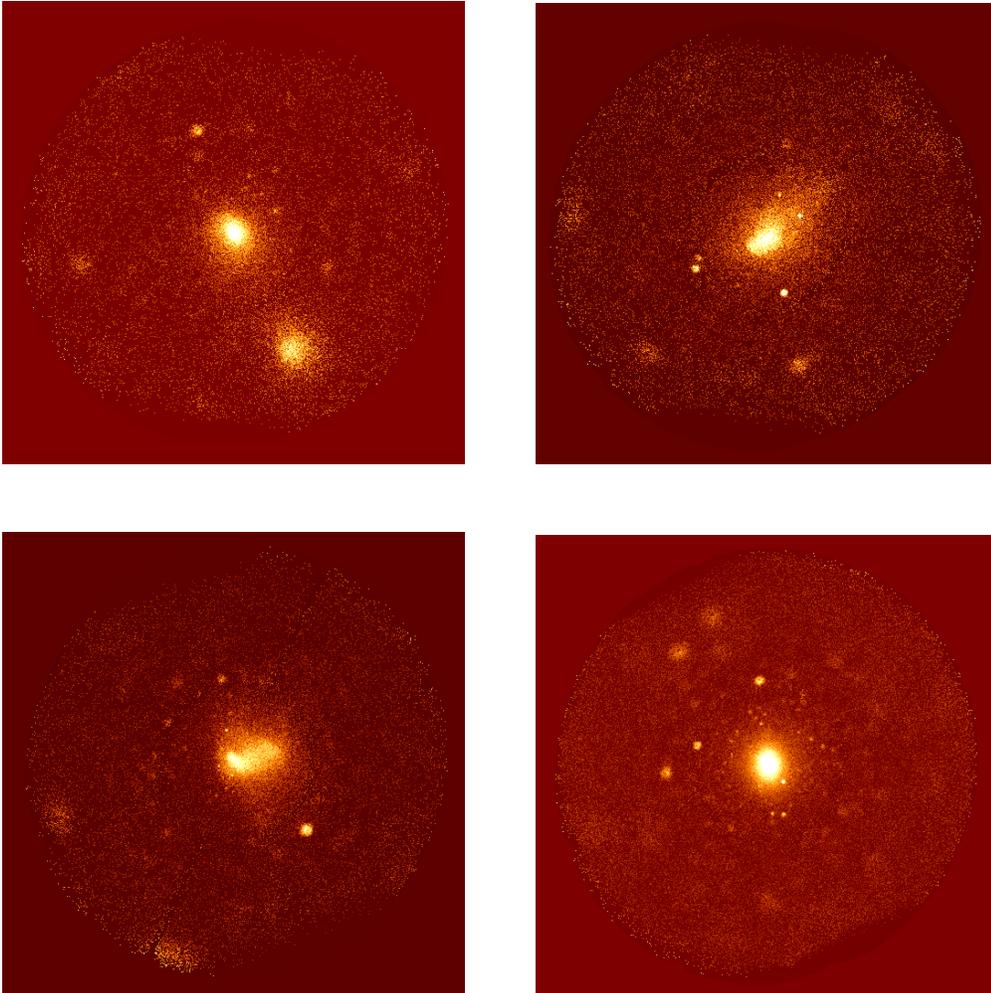


Рис. 4. Галерея рентгеновских изображений скоплений, полученных спутником РОСАТ, представляющая различные стадии их эволюции.

ния крупномасштабной температурной структуры близких скоплений. Современные обсерватории «Чандра» и *XMM* позволяют выполнять детальные наблюдения как близких, так и далеких скоплений.

Состояние теории

Конечно, реальные скопления далеки от «сферически симметричного слона», показанного на рис. 1, что и подтверждается рентгеновскими наблюдени-

ями (рис. 4). Поэтому для получения правильного представления о свойствах скоплений необходима достаточно сложная теория, учитывающая реальную, иерархическую историю их формирования из более мелких единиц. За последние 5–10 лет необходимая теория была в основном создана.

Толчком к значительному прогрессу в понимании процесса формирования крупномасштабной структуры Вселенной послужили сразу несколько факторов, прочем одним из наиболее важных явились надежные измерения флуктуаций реликтового фона на малых угловых масштабах. Данные наблюдения практически непосредственно выявляют флуктуации плотности материи на красном смещении $z \approx 1400$, из которых затем вследствие гравитационной неустойчивости образуются связанные объекты, такие как скопления галактик. В настоящее время флуктуации непосредственно наблюдаются на пространственных масштабах, соответствующих скоплениям [47], и таким образом начальные условия процесса их образования можно считать известными.

Другим определяющим фактором явился громадный прогресс в мощности компьютеров и в технике вычислений, который сделал возможными точные численные исследования гравитационной эволюции больших объемов — вплоть до хаббловского [28]. Численные исследования легко учитывают все сложные коллективные процессы, возникающие на нелинейной стадии роста возмущений плотности, и поэтому на их основе можно построить точные модели скоплений галактик. При соответствующем выборе начальных условий оказывается возможным моделировать даже реальные участки Вселенной [29]. Современная теория дает в распоряжение исследователя своеобразный «черный ящик», который, если задать на входе основные космологические параметры — Ω , Λ , Ω_b , h и нормировку спектра мощности первичных возмущений плотности, легко предсказывает основные свойства скоплений на любом красном смещении, и прежде всего — функцию масс (см. § 25). Добиваясь соответствия предсказаний теории и наблюдений путем варьирования параметров, их можно довольно точно измерить.

Уже первые, довольно грубые результаты подобных исследований позволили сделать такие важные выводы, как, например, то, что в плотность Вселенной основной вклад вносит не «горячая», а «холодная» темная материя [30]. В настоящее время дело стоит в основном за качественными наблюдениями скоплений, которые позволили бы осуществить надежные измерения космологических параметров. Это и является основной темой диссертации.

Обзор космологических измерений на основе скоплений

Для возможности оценки важности исследований, представленных в диссертации, необходим некоторый исторический обзор. Обсудим более подробно основные методики измерения космологических параметров на основе наблюдений скоплений.

Определение Ω на основе вклада барионов в полную массу скоплений

Массивные скопления с $M \sim 10^{15} M_{\odot}$, образуются в результате гравитационного коллапса больших объемов, около $500 h^{-3} \text{ Мпк}^3$, и поэтому содержащееся в них количество различных компонент материи должно отражать состав Вселенной в целом. Скопления, находящиеся хотя бы приблизительно в равновесном состоянии, довольно уникальны тем, что их можно «взвесить» с использованием целого ряда независимых методик, а количество барионной материи измеряется практически тривиально. Таким образом можно измерить долю барионов в полной массе скопления, f_b , которая согласно приведенным выше соображениям должна равняться отношению Ω_b/Ω , что позволяет установить значение Ω . Этот тест, впервые предложенный Уайтом и др. [7] в 1993 г., и многократно примененный впоследствии, обычно приводит к низким значениям параметра плотности, $\Omega \leq 0.3$.

Для убедительного определения Ω по данной методике прежде всего необходимо быть уверенным, что полные массы скоплений измеряются точно. Хотя точность измерения масс скоплений различными методами быстро улучшается, современная ситуация далеко неидеальна, и поэтому приходится допускать систематические неопределенности на уровне 30–50%, что транслируется в такую же неопределенность в измерении Ω .

Измерение Ωh и σ_8 по функции масс близких скоплений

Функция масс скоплений очень чувствительна к спектру мощности линейных возмущений плотности (см. § 25). Форма спектра мощности создается на ранней стадии расширения Вселенной, и основным параметром, который ее определяет, является произведение Ωh . Нормировка спектра мощности в настоящее время не может быть выведена из теории и поэтому является свободным параметром, который принято характеризовать величиной σ_8 — среднеквадратичной амплитудой флуктуаций плотности на масштабе $8 h^{-1} \text{ Мпк}$. Нормировка функции масс скоплений экспоненциально чувствительна к параметру σ_8 , и поэтому его можно измерить с высокой точностью.

К сожалению, полные массы измеряются с трудом даже у самых близких и хорошо изученных скоплений, а уж надежно определить массы у большой выборки объектов в настоящее время невозможно. Поэтому вместо полных масс скоплений приходится пользоваться другими, более легко измеримыми величинами. Чаще всего используют функцию температур, полагаясь при этом на ожидаемую корреляцию T и массы, $M \sim T^{3/2}$. Нормировка соотношения $M - T$ известна недостаточно точно, что является наиболее важным фактором, ограничивающим точность измерения σ_8 и Ωh .

Определение Ω и Λ по эволюции скоплений на больших z

Эволюция функции масс скоплений между красным смещением z и настоящим моментом времени определяется в основном тем, на сколько за это время

успевают вырасти линейные возмущения плотности (§ 25). В условиях, когда в плотность Вселенной основной вклад вносит холодная темная материя, фактор роста возмущений определяется исключительно значением параметра плотности Ω и историей изменения темпа расширения Вселенной [31]. Таким образом, фактор роста возмущений определяется лишь двумя параметрами, Ω и Λ , и поэтому наблюдение эволюции скоплений способно установить значение их определенной комбинации. Применение данного космологического теста и является основной темой диссертации.

Помимо обычных проблем, связанных с необходимостью замены функции масс скоплений функцией температур или светимостей, применение эволюционного теста сталкивается с дополнительными трудностями. Прежде всего, необходимо иметь достаточно многочисленный каталог скоплений на максимально больших красных смещениях, где эволюционные эффекты сильны. До недавнего времени единственным каталогом, на основе которого было возможно исследовать эволюцию скоплений, являлся т. н. обзор средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (EMSS). Данный каталог не только довольно мал, — он содержит всего 6 скоплений на $z > 0.5$, — но его полнота часто подвергается сомнению (см. введение к гл. 6). Кроме того, для надежных космологических измерений на основе эволюции скоплений, необходимо откалибровать изменение соотношений между массой, температурой и светимостью скоплений в зависимости от z , что до недавнего времени было сделать невозможно, учитывая слабость излучения далеких скоплений. Из-за всех этих сложностей ситуация с космологическими измерениями на основе EMSS довольно противоречива: выводятся значения параметра плотности $\Omega = 0.2 - 0.3$ [32], $\Omega \sim 0.5$ [33, 34] и даже $\Omega \approx 1$ [35, 36].

Целью исследований, представленных в диссертации, является попытка кардинального исправления ситуации путем 1) разработки оптимального метода детектирования далеких скоплений; 2) составления обширного и качественного каталога, полностью независимого от EMSS; 3) тщательного исследования эволюции различных параметров скоплений на больших красных смещениях; и 4) применения новейших теоретических моделей для измерения Ω и Λ по эволюции скоплений.

Краткое содержание работы

При современных наблюдательных возможностях для исследования эволюции скоплений лучше всего подходит диапазон красных смещений вблизи $z \sim 0.5$, где эволюционные эффекты уже достаточно сильны, но в то же время еще возможны довольно детальные исследования каждого объекта. На таких расстояниях скопления лучше всего искать по их рентгеновскому излучению (см. введение к гл. 4). Наблюдения, выполненные спутником ROSAT в течение 8 лет его работы, дают достаточный наблюдательный материал для составления обширного каталога далеких скоплений. Быстрая оценка наблюдаемых параметров типичного скопления с температурой 6 кэВ и светимостью

3×10^{44} эрг с^{-1} (табл. 2*) показывает, что чувствительность телескопа РОСАТ ($\sim 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ при коротких экспозициях) достаточна, чтобы детектировать массивные объекты вплоть до $z \sim 1$.

Скопления отличаются от большинства других объектов тем, что их рентгеновское излучение имеет угловой размер, превышающий разрешение телескопа РОСАТ, т. е. они являются протяженными источниками. Это с одной стороны осложняет их поиск, но с другой стороны открывает возможность для быстрого и надежного отбора скоплений, опирающегося лишь на рентгеновские данные.

Осуществление задач диссертации было бы невозможно без разработки высокочувствительной методики детектирования далеких скоплений, чему посвящена первая часть работы. Одной из его основных компонент является метод вэйвлет-разложения (глава 2), позволяющий оптимально детектировать протяженные источники любого углового размера. Возможности приложения вэйвлет-разложения к анализу рентгеновских изображений оказались очень разнообразными. В качестве иллюстрации в § 5 приводится выполненное с его помощью исследование мелкомасштабной структуры в скоплении галактик в созвездии Волос Вероники (Кома).

Около 90% рентгеновских источников являются точечными. Поэтому для успешного поиска скоплений оказывается необходимым иметь высокочувствительный алгоритм детектирования точечных источников, чтобы их можно было бы надежно находить и отделять от излучения скоплений. Описанию разработки и калибровки такого алгоритма посвящена глава 3.

В главе 4 описывается собственно алгоритм поиска далеких скоплений и обсуждается, почему выбранная методика является наиболее оптимальной.

Вторая часть диссертации посвящена описанию составленного каталога далеких скоплений и полученных на его основе космологических измерений. В главе 5 описываются использованные рентгеновские данные и оптические наблюдения. Затем приводится список обнаруженных скоплений и описывается статистическая калибровка каталога (площадь обзора в зависимости от пороговой чувствительности и т. д.).

Глава 6 посвящена наблюдаемой эволюции параметров скоплений. В § 19 представлено измерение функции светимости скоплений на $0.3 < z < 0.8$. На основе наблюдений обсерваторией «Чандра» наиболее ярких далеких объектов из нашего обзора и обзора EMSS в § 20 исследуется эволюция соотношений между основными параметрами скоплений (L , T , M) на $z > 0.4$.

Измерения эволюции скоплений, представленные в гл. 6, открывают возможность определения космологических параметров Ω и Λ , чему посвящена глава 7. Сначала (§ 21) предлагается новый подход к применению эволюци-

Табл. 2.

z	f , 0.5–2 кэВ (эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$)	r_c ($''$)
0.4	4.3×10^{-13}	39
0.6	1.9×10^{-13}	33
0.8	1.1×10^{-13}	30
1.0	0.7×10^{-13}	29

* Подразумеваются $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$ и $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$.

онного теста, который опирается на измерение функции масс барионной компоненты и не требует измерений полной массы, таким образом избегая одну из главных проблем с космологическими измерениями на основе скоплений (стр. 19). В § 22 описывается методика измерения массы барионной компоненты на примере анализа наблюдений большого числа близких объектов спутником ROSAT. В § 23 описываются новейшие измерения функции барионных масс близких скоплений, относительно которой измеряется эволюция функции барионных масс на больших z . Функция масс на $z > 0.4$ по данным нашего обзора представлена в § 24, а полученные на ее основе измерения Ω и Λ — в § 25.

Описание каталога скоплений завершается обсуждением найденных в нем необычных объектов, и прежде всего — изолированных эллиптических галактик, окруженных оболочками темной материи, более соответствующими скоплениям, чем отдельным галактикам.

Помимо космологических исследований, рентгеновские наблюдения скоплений позволяют изучать разнообразные процессы в горячем межгалактическом газе. Это позволяет контролировать правильность наших общих представлений о строении скоплений, а также в ряде случаев изучать довольно красивые физические явления. С запуском обсерватории «Чандра» данная область астрофизики перестала носить описательно-морфологический характер и начала приобретать очертания точной науки. Этому посвящена последняя часть диссертации.

В главе 9 представлено наблюдение скопления A3667, которое выявило существование интересной структуры — «холодного фронта» в межгалактическом газе. Данное наблюдение позволило впервые измерить скорость крупномасштабных движений газа, непосредственно установить, что процессы переноса в плазме подавлены, а также оценить напряженность межгалактического магнитного поля по его влиянию на подавление неустойчивости тангенциального разрыва вблизи холодного фронта.

Изучение процессов переноса в межгалактической среде продолжено на основе наблюдений скопления Кома (глава 10). В центрах ярчайших галактик данного скопления обнаружены остатки сравнительно холодной межзвездной среды, сжатые давлением горячего межгалактического газа. Исследование условий существования обнаруженных облаков холодной плазмы позволило измерить коэффициент теплопроводности через границу раздела межзвездной и межгалактической сред.

Для связи физических параметров объектов и наблюдаемых величин в диссертации по умолчанию используются значения параметров $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$ и $H_0 = 50 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$, а интенсивности излучения и светимости приводятся в энергетической полосе 0.5–2 кэВ.

Раздел I

Методы

Глава 2

Вэйвлет-разложение

Одним из основных алгоритмов, на котором основана представленная в диссертации процедура поиска далеких скоплений галактик на рентгеновских изображениях, является метод вэйвлет-разложения изображений на компоненты различного характерного размера. Данная глава посвящена его подробному описанию. В качестве иллюстрации применения метода представлены научные результаты анализа изображения скопления галактик в созвездии Волос Вероники (Кома), полученные с помощью вэйвлет-разложения и более традиционного подхода в вэйвлет-анализу.

§ 1 Простейший вариант вэйвлет-анализа

Применению вэйвлет-анализа к астрономическим изображениям уже посвящена обширная литература. В качестве полезного источника ссылок можно упомянуть работу Гребенева и др. [37], в которой с помощью вэйвлетов, имеющих форму т. н. мексиканской шляпы, изучаются мелкомасштабные структуры в скоплении A1367; интересна также работа Слезака и др. [38], которые описывают метод «итерационного восстановления» изображений с помощью т. н. вэйвлетов *à trous*. Поэтому ограничимся кратким описанием полезных свойств вэйвлет-преобразования и сразу дадим пример научного приложения данного метода анализа изображений.

Традиционно при вэйвлет-анализе астрономических изображений применяется свертка с азимутально симметричным фильтром, который состоит из положительной центральной части и отрицательного кольца, так что полный интеграл от фильтра равен нулю. Типичным примером фильтра с такими свойствами является т. н. мексиканская шляпа:

$$k(x, y) = (2 - r^2/a^2) \exp(-r^2/2a^2); \quad (2.1)$$

параметр a задает размер фильтра, или *масштаб вэйвлет-преобразования*. Наиболее полезными для астрономии математическими свойствами свертки

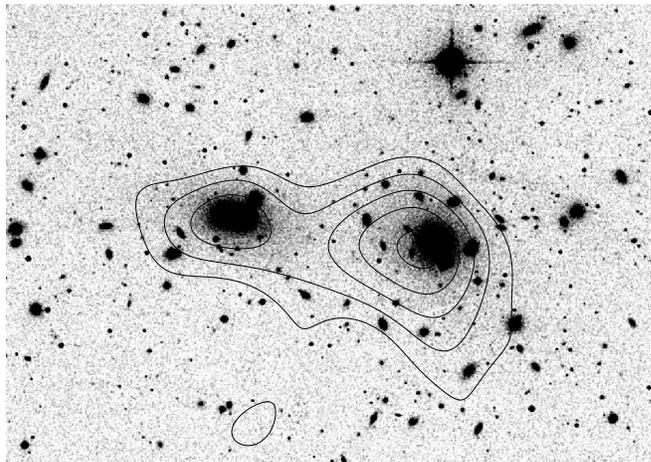
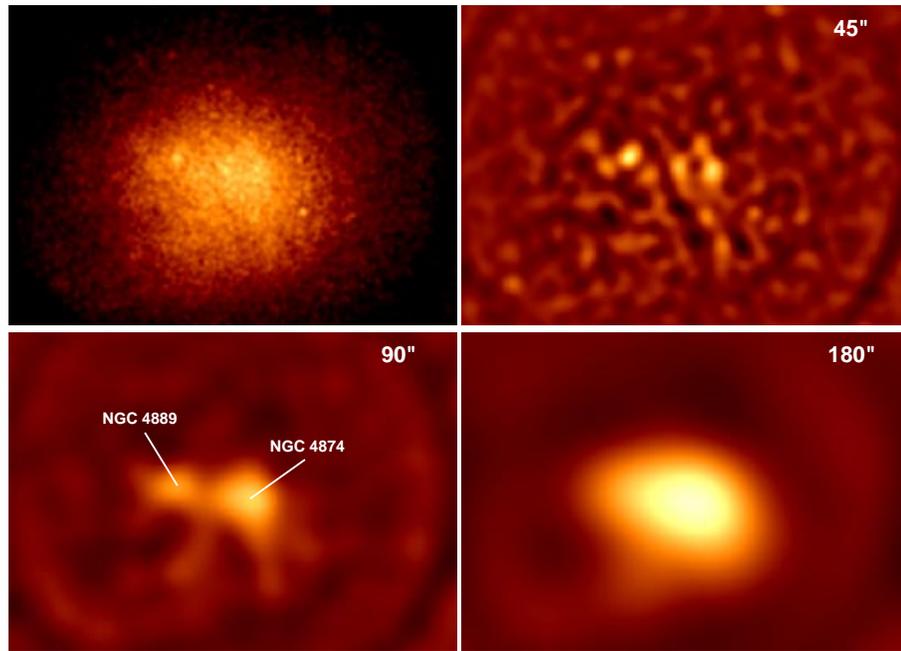


Рис. 5. Простейший вэйвлет-анализ рентгеновского изображения скопления Корма. Сырое изображение (левая верхняя панель) сворачивается с фильтром на основе мексиканской шляпы на масштабах $45''$, $90''$ и $180''$. Вэйвлет-преобразование с масштабом $45''$ полностью вычитает излучение скопления и оставляет лишь самые мелкомасштабные детали. На большем масштабе, $90''$, свертка доминирована двумя зонами повышенной яркости вокруг центральных гигантских эллиптических галактик NGC 4874 и NGC 4889. То, что эти детали выделяются на угловом масштабе, превышающем разрешение телескопа ($\approx 25''$), говорит о том, что они являются протяженными источниками. На масштабе $180''$ в свертку начинает вносить вклад основное излучением скопления. Нижняя панель позволяет установить соответствие между сверткой на масштабе $90''$ и оптическим изображением.

с подобными фильтрами являются практически полное, автоматическое вычитание фона, а также способность пространственно локализовывать структуры с характерным размером, близким к масштабу вэйвлет-преобразования. Действительно, так как полная интенсивность фильтра равна нулю, а сам он является азимутально симметричным, его свертка с любой линейной функцией, $s(x, y) = Ax + By + C$, в точности равна нулю; таким образом, фон изображения автоматически вычитается, если характерный масштаб его изменения значительно превышает масштаб вэйвлет-преобразования. При свертке с фильтром все реальные структуры с размером $\gg a$ практически полностью вычитаются, также, как и фон, а структуры с размером $\ll a$ замываются, как это происходило бы при свертке с обычной гауссианой размера a . Таким образом, свертка наиболее чувствительна к структурам, размер которых близок к масштабу вэйвлет-преобразования, и следовательно, вэйвлет-анализ позволяет выделять объекты заданного углового размера [37].

1.1 Иллюстрация применения: темная материя вокруг центральных галактик скопления Кома

Ближайшее к нам богатое скопление галактик в созвездии Волос Вероники (Кома) — одна из любимых мишеней рентгеновских обсерваторий. Мозаика довольно глубоких изображений скопления Кома, выполненная спутником РОСАТ (рис. 2 на стр. 14), послужила отличным наблюдательным материалом для изучения внутренней динамической структуры скопления. Первоначальный анализ выявил существование массивной группы галактик, сливающихся с основным скоплением по направлению с юго-запада [39], а также довольно многочисленные мелкомасштабные источники, часто совпадающие с индивидуальными галактиками [40].

Данное изображение явилось объектом одного из самых первых применений вэйвлет-анализа в рентгеновской астрономии [41], с помощью которого нам удалось выявить более интересную информацию о структуре центральной части скопления. Приведем краткое изложение результатов данной работы.

На рис. 5 показана последовательность сверток изображения центральной части скопления Кома с мексиканской шляпой на масштабах $45''$, $90''$ и $180''$. Самыми интересными деталями являются две зоны протяженного рентгеновского излучения, выявляемые на масштабе $90''$, которые центрированы на ярчайшие эллиптические галактики скопления, NGC 4889 и NGC 4874. Более аккуратное исследование радиальной зависимости поверхностной яркости этих объектов показывает, что ее можно описать с помощью β -модели, $S(r) \sim 1/(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta-0.5}$, наложенной на медленно изменяющееся основное излучение скопления.

Грубый спектральный анализ, который лишь и возможен с помощью данных спутника РОСАТ, показал, что температура межгалактического газа в протяженных источниках вокруг NGC 4889 и NGC 4874 не сильно отличается от температуры газа основного скопления, что впоследствии было полностью

подтверждено наблюдениями спутников «Чандра» и *XMM* (глава 10). Следовательно, наиболее правдоподобной интерпретацией данных источников является наличие сравнительно глубоких минимумов гравитационного потенциала вокруг NGC 4889 и NGC 4874, что приводит к сжатию межгалактического газа скопления и соответственно — к повышению рентгеновской яркости. В рамках такой интерпретации можно, применяя уравнение гидростатического равновесия, попытаться вычислить полную массу, заключенную в некоторой окрестности галактик. Уравнение гидростатического равновесия для изотермического газа можно записать в виде [42]:

$$M(< r) = - \frac{kT r}{G\mu m_p} \frac{d \log n_e}{d \log r}, \quad (2.2)$$

в котором $\mu = 0.60$ — средний молекулярный вес ионизованной космической смеси водорода и гелия, а зависимость концентрации электронов от радиуса можно найти по распределению поверхностной яркости излучения; в случае аппроксимации профиля яркости β -моделью имеем (см. стр. 137):

$$n_e^2 \sim \varepsilon \sim \frac{1}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta}}. \quad (2.3)$$

Применение уравнений (2.2) и (2.3) к наблюдаемым профилям яркости протяженных источников дает массу внутри 80 кпк на уровне $3.5 \times 10^{13} M_\odot$ для NGC 4874 и $2.7 \times 10^{13} M_\odot$ для NGC 4889, что соответствует отношению масса-светимость, равному 80 и 60 солнечных единиц. Отметим также, что при увеличении радиуса с 40 до 80 кпк оптическая светимость практически не меняется, в то время как массы галактик растут в 1.5–2 раза, и при этом вклад межгалактического газа в полную массу пренебрежимо мал. Таким образом, вокруг NGC 4874 и NGC 4889 существуют оболочки скрытой материи, что само по себе является нетривиальным фактом, так как ожидается, что в скоплениях галактик все индивидуальные гало «обобществляются» и перераспределяются по всему объему скопления из-за сил гравитационного трения [43].

§ 2 Мотивация метода вэйвлет-разложения

Простейший вариант вэйвлет-анализа часто не позволяет производить разделение различных компонент изображения, так как в его основе лежит полностью линейное преобразование, чувствительное не только к характерному размеру, но и к интенсивности структур. Хорошей иллюстрацией служит тестовое изображение, показанное на рис. 6, которое содержит очень яркий компактный и более слабый протяженный источник. Задачей является детектировать оба источника и по возможности разложить изображение на составные компоненты; эти компоненты достаточно далеко разнесены в пространстве и обладают очень разными угловыми размерами, поэтому, казалось бы,

данная задача не представляет труда. Как уже обсуждалось, обычные варианты вэйвлет-анализа основаны на свертке изображения с фильтром, оптимизированным для выделения структур определенного размера. Для изолированных источников такой простой метод работает хорошо, однако в более сложных случаях, таких как наше тестовое изображение, может приводить к пропуску отдельных компонент. На правой панели рис. 6 показаны разрезы через свертки тестового изображения с мексиканской шляпой различных масштабов. Видно, что свертка доминирована компактным источником, а протяженный источник не детектируется. Данная проблема решается с помощью разработанного автором метода *вэйвлет-разложения* [44, 45], успех которого обусловлен объединением идей обычного вэйвлет-анализа и алгоритма CLEAN, широко применяемого в радиоастрономии.

§3 Идея метода вэйвлет-разложения

Метод вэйвлет-разложения основан на применении семейства фильтров, обладающих следующим специальным свойством: ядро свертки на масштабе i является разницей двух функций, $k_i = f_i - f_{i+1}$, причем f_{i+1} является положительной частью ядра на следующем масштабе: $k_{i+1} = f_{i+1} - f_{i+2}$. Довольно широко известно семейство фильтров, обладающих этим свойством, являются т. н. фильтры *à trous*; в работе Старка и Муртага [46] представлено их подробное описание и обсуждаются полезные математические свойства. Для целей настоящей работы достаточно представления, что в фильтре типа *à trous* функции f_i с достаточной точностью приближаются гауссианой с $\sigma = 2^{i-1}$, а

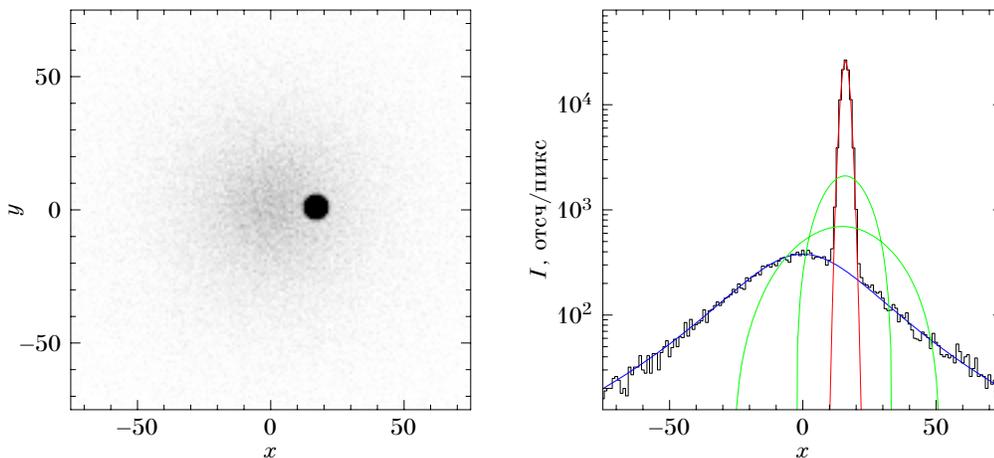


Рис. 6. Слева: тестовое изображение, содержащее скопление и яркий точечный источник. Справа: Применение простейшего варианта вэйвлет-анализа к тестовому изображению. Синей линией показан профиль скопления, красной — точечного источника, а зелеными — свертки с вэйвлетом на масштабе 16 и 32 пикселей.

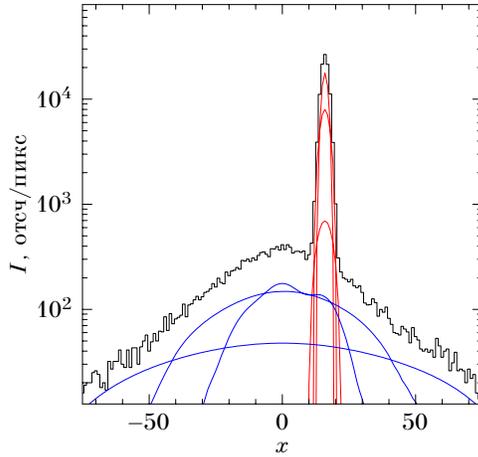


Рис. 7. Вэйвлет-разложение тестового изображения. Красными линиями показаны компоненты, выделенные на масштабах 1–3, а синими — на масштабах 4–6.

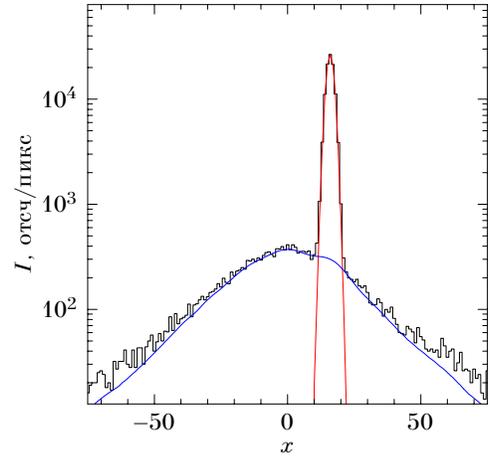


Рис. 8. Восстановление исходного изображения. Красной линией показана сумма интенсивностей, выделенных на масштабах 1–3, а синей — на масштабах 4–6.

f_1 является δ -функцией. Каждый из таких фильтров при свертке выделяет на изображении структуры с характерным размером $\approx 2^{i-1}$ пикселей. В то же время, если на самом большом масштабе, n , определить фильтр как $k_n = f_n$, изображение $I(x, y)$ можно представить через его свертки $w_i = I \otimes k_i$:

$$I(x, y) = \sum_{i=1}^n w_i(x, y). \quad (2.4)$$

Следовательно, w_i в некотором роде представляет собой изображение, содержащее «поток» на масштабе i ; сумма потоков на всех масштабах восстанавливает первоначальное изображение.

Уравнение (2.4) является основой алгоритма вэйвлет-разложения, который работает следующим образом. Сырое изображение сворачивается с фильтром наименьшего масштаба. Все незначимые структуры на свертке зануляются, а оставшиеся значимые структуры вычитаются из исходного изображения, после чего свертка выполняется на следующем масштабе. Таким образом, все значимые структуры малого масштаба вычитаются из изображения перед анализом последовательно все больших масштабов. Ясно, что при применении вышеописанной процедуры точечные источники, даже если их интенсивность велика, значительно меньше интерферируют с фильтрами большого размера.

Результат применения описанного алгоритма к тестовому изображению показан на рис. 7. Фильтры малого масштаба, которые чувствительны лишь к точечному источнику, выделяют и вычитают практически весь его поток на

масштабах ниже 4. Перед сверткой с фильтрами большого масштаба он остается единственной структурой в данных, и поэтому его детектирование на масштабах 4–6 происходит без проблем.

Описанный алгоритм существенным образом включает в себя подавление шума, т. е. обнуление структур на свертках, интенсивность которых ниже некоторого порогового значения (порога детектирования). Интересно отметить, что если пороги детектирования выбраны разумно, уравнение (2.4) остается почти правильным и после подавления шума. Более того, оказывается возможным довольно смело комбинировать разные масштабы в этом уравнении для выделения значимых структур интересующего нас масштаба. Так, суммы масштабов 1–3 и 4–6 практически идеально восстанавливают две структурные компоненты тестового изображения (рис. 8).

§4 Подавление шума

Как уже упоминалось, подавление шума реализуется занулением свертки в тех регионах, где ее поверхностная яркость ниже некоторого порога. Таким образом, в окончательном разложении должны присутствовать только значимые детали. Процесс подавления шума является ключевым для правильной работы всего алгоритма. Значительная сложность заключается в том, что выбор порога определяется двумя конкурирующими задачами: 1) порог должен быть достаточно высоким для того, чтобы статистически незначимые детали не проникали в разложение; 2) он должен быть по возможности низким для того, чтобы при подавлении шума не терялся полезный сигнал. Оригинальность алгоритма вейвлет-разложения во многом определяется разделением этих задач путем использования двух различных порогов: порога детектирования и порога фильтрации.

4.1 Порог детектирования

Концепция порогов детектирования чрезвычайно проста — они соответствуют тому уровню интенсивности, выше которого все максимумы на свертке с фильтром являются статистически значимыми. Для нахождения порога требуется определить уровень, который редко превышаетя в том случае, если исходное изображение содержит только шум.

Наиболее простым случаем является шум, имеющий гауссово распределение с постоянным среднеквадратичным отклонением (rms) во всех точках изображения. Для начала рассмотрим гауссов шум с $rms = 1$. После свертки с фильтром k_i распределение интенсивностей на изображении остается гауссовым со среднеквадратичным отклонением σ_i , вычисляемым аналитически по следующей формуле

$$\sigma_i^2 = \sum_{x,y} k_i^2(x,y). \quad (2.5)$$

i	σ_i
1	0.89080
2	0.20066
3	0.08551
4	0.04122
5	0.02042
...	...
$j + 1$	$\approx \sigma_j/2$

Значения σ_i , полученные для фильтров различного масштаба из семейства *à trous*, представлены в таблице. Теперь рассмотрим случай однородного гауссова шума с уровнем $rms = n$. Так как свертка является линейным преобразованием, ясно, что уровень шума на свернутом изображении равен $n\sigma_i$. Порог детектирования на уровне значимости « t сигма» соответствует интенсивности $tn\sigma_i$. Таким образом, в случае однородного гауссова шума пороги детектирования находятся тривиально.

Пусть теперь распределение интенсивности шума остается гауссовым, но его среднеквадратичный уровень переменен: $n = n(x, y)$. В этом случае все еще можно вычислять порог детектирования по формуле $t\hat{n}\sigma_i$, где \hat{n} — эффективный уровень шума, который следующим образом вычисляется из свертки карты шума:

$$\hat{n}(x, y) = (k_i^2 \otimes n^2(x, y))^{1/2}. \quad (2.6)$$

На практике использование этого уравнения для вычисления уровня шума неэффективно, так как свертка с k_i^2 не может быть выполнена с использованием быстрых вычислительных алгоритмов. Вместо этого достаточно свернуть карту $n^2(x, y)$ с гауссианой шириной $\sigma = 2^i$, которая соответствует отрицательной части фильтра k_i .

Более типичным для рентгеновской астрономии является случай пуассоновского шума. Общее решение проблемы нахождения порогов детектирования в случае пуассоновского шума дано в работе Старка и Пьерра [47]. Однако, применение их решения неэффективно с вычислительной точки зрения; к тому же, оно является явным превышением точности. Простое и эффективное, но в то же время достаточно точное вычисление уровня шума может быть выполнено следующим образом. Неопределенность потока на уровне достоверности 1σ в случае регистрации n событий аппроксимируется следующей формулой [48]: $1 + (n + 0.75)^{1/2}$. Используя это соотношение, вычисляем карту уровня шума:

$$\hat{n}(x, y) = \frac{1 + \sqrt{b(x, y)S + 0.75}}{S}, \quad (2.7)$$

где S — эффективная площадь фильтра, $S = 1/\sigma_i^2$, а $b(x, y)$ — карта фона. После вычисления карты $\hat{n}(x, y)$ пороги детектирования находятся так же, как и в случае гауссова шума, по формуле $t\hat{n}\sigma_i$. Карта фона в свою очередь вычисляется сверткой сырого изображения с гауссианой, аппроксимирующей отрицательную часть фильтра k_i .

4.2 Порог фильтрации

Порог детектирования должен быть достаточно высоким для того, чтобы предотвратить детектирование незначимых структур. Так, если допускается

детектирование лишь одного ложного источника на изображении размером 512×512 пикселей, следует использовать порог детектирования на уровне 4.5σ . Однако, использование такого высокого порога для подавления шума приводит с значительной потерей полезного сигнала.

Рассмотрим, например, ситуацию, показанную на рис. 9. Свертка с широким фильтром позволяет детектировать протяженный источник на уровне значимости $> 4.5\sigma$. Таким образом, источник реален, хотя выше порога находится лишь самая его макушка. Ясно, что зануление тех областей свертки, интенсивность которых ниже уровня 4.5σ , удалит большую часть интенсивности источника. Однако, мы знаем, что детектированный источник должен быть достаточно широким, так как он был выделен фильтром большого масштаба. Следовательно, можно быть уверенным, что в некоторой окрестности детектированного максимума все структуры на изображении реальны, хотя и находятся ниже порога детектирования; если в этой окрестности снизить уровень интенсивности, ниже которого свертка зануляется при подавлении шума, можно значительно уменьшить потерю полезного потока.

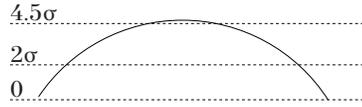


Рис. 9.

В методе вэйвлет-разложения реализована следующая схема. На свертке сохраняются те области, в которых уровень интенсивности превышает достаточно низкий порог фильтрации t_{\min} ($\approx 2\sigma$), но только тогда, когда внутри этой области содержится хотя бы один максимум, превышающий высокий порог детектирования t_{\max} , обычно составляющий $4-5\sigma$. В случае слишком низкого значения t_{\min} этот алгоритм имеет недостаток, проиллюстрированный на рис. 10. Вторичный максимум имеет значимость лишь $\approx 3\sigma$ и вообще говоря, не должен детектироваться. Однако, он присутствует в разложении, так как попадает внутрь « 2σ -ого» региона вокруг главного максимума. Для устранения подобной проблемы можно использовать дополнительное ограничение: сохраняемый регион не только должен иметь интенсивность выше t_{\min} , но и находиться в пределах некоторого радиуса от региона с интенсивностью $> t_{\max}$. На практике, однако, ситуация, показанная на рис. 10, встречается редко, если $t_{\min} > 2.5 - 3\sigma$.

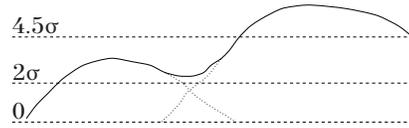


Рис. 10.

4.3 Учет вариации чувствительности и фона

На реальных изображениях часто присутствуют структуры, связанные с неидеальностью детектора. Вэйвлет-преобразование, фактически чувствительное ко второй пространственной производной интенсивности, приводит к массовому детектированию ложных источников вблизи каждой из резких деталей,

связанных с детектором. В достаточно общем случае все подобные неоднородности можно описать либо как вариацию фона изображения $b(x, y)$, либо как вариацию чувствительности (ее в рентгеновской астрономии часто называют картой экспозиции) $e(x, y)$. Если эти компоненты известны, исходное изображение $d(x, y)$ может быть легко исправлено либо вычитанием фона, либо делением на карту экспозиции, либо комбинацией этих операций: $(d - b)/e$.

При применении вэйвлет-разложения часто желательно сохранить пуассоновскую статистику шума, что значительно упрощает вычисление порогов детектирования. Поэтому в программной реализации метода вэйвлет-разложения заложена возможность внутренней коррекции, не нарушающей пуассоновской статистики, а именно, если заданы заранее известные карты фона и экспозиции, то свертка изображения $d(x, y)$ с вэйвлетом $k_i = f_i - f_{i+1}$ будет вычисляться по формулам

$$d(x, y) \otimes f_i \rightarrow [d(x, y) - b(x, y)] \otimes f_i + b(x, y), \quad (2.8)$$

$$d(x, y) \otimes f_i \rightarrow [d(x, y)/e(x, y)] \otimes f_i \times e(x, y), \quad (2.9)$$

или

$$d(x, y) \otimes f_i \rightarrow [(d(x, y) - b(x, y))/e(x, y)] \otimes f_i \times e(x, y) + b(x, y). \quad (2.10)$$

§ 5 Пример научного приложения: остаток падения группы галактик в скопление Кома

Значительные улучшения в процессе разделения изображения на составные компоненты, достигаемые в методе вэйвлет-разложения, часто позволяют значительно более глубоко анализировать структуру сложных объектов. Хорошим примером служит обнаружение в работе [44] узкого филамента — остатка недавнего падения группы галактик в скопление Кома, который не удалось выявить ни с помощью традиционного анализа изофот [40], ни даже стандартным вэйвлет-анализом [41].

На рис. 11 показан результат приложения алгоритма вэйвлет-разложения к рентгеновскому изображению скопления Кома. На левой панели показаны структуры, выделенные вэйвлет-разложением на угловых размерах $\approx 60''$; они практически полностью идентичны протяженным источникам, обсуждавшимся в § 1.1. На угловых размерах $\approx 120''$ (правая панель) самой примечательной деталью является своеобразный хвост, тянущийся от центра скопления по направлению на восток.

Длина хвоста составляет $25'$, а толщина — $4'$ (т.е. 1000×80 кпк). Если предположить, что хвост ориентирован перпендикулярно лучу зрения и представляет собой однородный цилиндр, то по его светимости $L_x = 3 \times 10^{42}$ эрг с^{-1} можно оценить полную массу газа. Получающаяся плотность газа равна примерно 6×10^{-4} см^{-3} , а полная масса — 3×10^{11} M_\odot . Такая масса газа типична для бедной группы галактик или для ядра богатой группы, и поэтому можно было бы предположить, что хвост представляет собой след холодного газа,

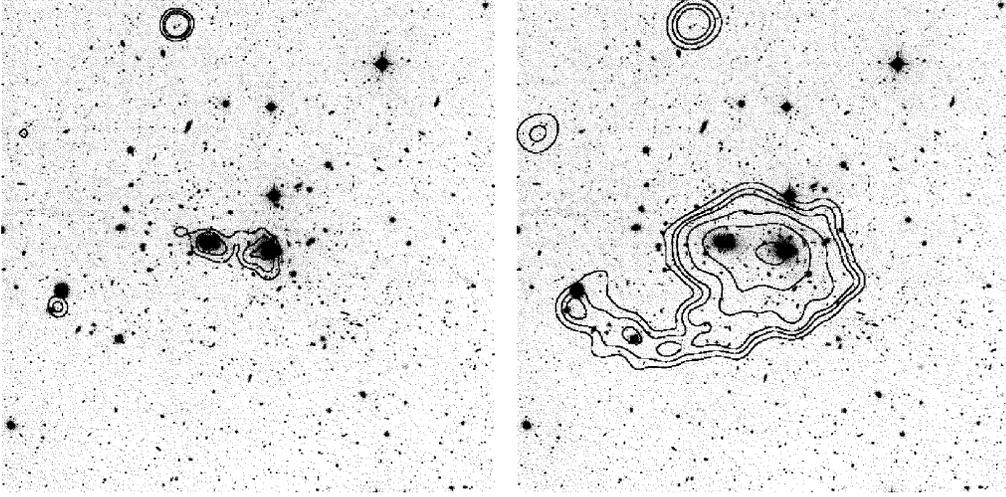


Рис. 11. Остаток падения группы галактик в скопление Кома, выделенный методом вэйллет-разложения. *Слева*: контуры поверхностной яркости для структур, детектированных на масштабе $\approx 60''$, наложенные на оптическое изображение. *Справа*: тоже самое для структур с типичным размером $\approx 120''$.

оставленный группой галактик, в недавнем прошлом влетевшей в скопление. В условиях равенства давлений с более горячим газом скопления плотность, а следовательно — излучающая способность плазмы в хвосте должна быть выше, и поэтому он становится заметным на рентгеновском изображении.

При таком объяснении, однако, встречаются серьезные трудности, так как время выравнивания неоднородностей температуры в горячем газе скопления может быть достаточно мало. В работе Кови и Макки [49] вычислено время испарения холодного плазменного облака, погруженного в горячую атмосферу. Время испарения за счет кулоновской плазменной теплопроводности, — а именно это приближение применимо в нашем случае, — вычисляется по формуле

$$t_{\text{исп}} = 3.3 \times 10^{20} n_c \left(\frac{R}{1 \text{ пк}} \right)^2 T_f^{-5/2} \left(\frac{\ln \Lambda}{30} \right) \text{ лет} \quad (2.11)$$

где n_c — плотность газа в облаке, R — его радиус, T_f — температура окружающей горячей среды, выраженная в градусах Кельвина, и $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Подставляя численные значения, получаем характерное время $t_{\text{исп}} \sim 2 \times 10^7$ лет. В то же время для пролета расстояния ~ 1 Мпк со скоростью, соответствующей дисперсии скоростей галактик в скоплении Кома $v \approx 1700 \text{ км с}^{-1}$, требуется $\sim 10^9$ лет. Таким образом, холодный газ группы успел бы полностью нагреться в процессе пролета во внутренние области скопления, и не был бы сейчас виден, если только теплопроводность не подавлена по меньшей мере в ≈ 50 раз по сравнению с кулоновским значением. В прин-

ципе, наличие магнитных полей в межгалактическом газе может обеспечить требуемое подавление теплопереноса. Интересно в этой связи отметить то, что оценка коэффициента теплопроводности через границу раздела межзвездной и межгалактической среды в центральных галактиках скопления Кома дает значение $\approx 1/30 \kappa_{\text{кул}}$ (глава 10).

Альтернативным объяснением является то, что хвост представляет собой газ скопления, сжатый в потенциале, создаваемым следом темной материи, оставшимся от разрушения группы галактик по мере ее влета в основное скопление. Оценка требуемой для этого массы дает значение $\approx 3 \times 10^{12} M_{\odot}$, что является вполне разумным значением для бедной группы или ядра богатой группы.

Как бы то ни было, рентгеновский хвост в скоплении Кома, вероятно, является остатком — либо газовым, либо состоящим из темной материи, — падения группы галактик в основное скопление. Как свидетельствует морфология изображения, этот остаток не может быть очень старым, и находится, по-видимому, в состоянии первого пролета к ядру скопления.

Глава 3

Высококочувствительное детектирование точечных источников

Львиная доля рентгеновских источников является точечными, т. е. они обладают меньшим размером, чем угловое разрешение телескопа. Высокочувствительное детектирование точечных источников часто является необходимым условием успешного решения более сложных задач, таких как обнаружение скоплений галактик, и поэтому заслуживает особого внимания. Для регистрации точечных источников можно разработать специальные, высокочувствительные методы, которые используют тот факт, что все точечные источники обладают одной и той же формой — функцией отклика телескопа. В данной главе описывается метод детектирования [50], разработанный для применения к рентгеновским изображениям, полученным спутником ROSAT. Основные идеи метода непосредственно применимы к любым другим телескопам, работающим по принципу прямого (не закодированного) построения изображений. Также описаны нетривиальные статистические эффекты, возникающие при измерении характеристик самых слабых источников; учет этих эффектов значительно увеличивает надежность интерпретации результатов.

§ 6 Оптимальный фильтр

Любая процедура детектирования источников основана на свертке изображения с некоторым фильтром, после чего на свертке ищутся максимумы, превышающие уровень шума. Известно, что оптимальным фильтром, обеспечивающим наиболее чувствительное детектирование источников с профилем $P(r)$ на фоне белого шума, является сама функция $P(r)$ (в нашем случае — функция отклика телескопа) [51]. В принципе, из общих математических соображений, следует, что любая функция, близкая к оптимальному фильтру, работает почти столь же эффективно*. Это дает возможность несколько видоизменить фильтр с целью придания ему дополнительных полезных характеристик.

* Форма оптимального фильтра получается максимизацией отношения сигнал-шум. В точке максимума изменение сигнал-шум по отношению к малым вариациям формы фильтра равно нулю в первом порядке малости.

В частности, для автоматического вычитания фона его можно окружить отрицательным кольцом:

$$f(r) = \begin{cases} P(r) & \text{для } r < r_1, \\ -C & r_1 < r < r_2, \\ 0 & r > r_2 \end{cases}, \quad (3.1)$$

где постоянная C должна быть выбрана таким образом, чтобы среднее значение фильтра равнялось нулю. После этого остается лишь подобрать оптимальные значения радиусов r_1 и r_2 . В нашем случае уровень «сигнала» равен значению свертки в центре источника:

$$S = 2\pi I \int_0^{r_1} P^2(r) r dr - 2\pi I C \int_{r_1}^{r_2} P(r) r dr \quad (3.2)$$

где I — полный поток источника. В условиях пуассоновской статистики и малой (по сравнению с фоном) интенсивности источника, уровень шума N в данной точке дается соотношением

$$N^2 = 2\pi B \int_0^{\infty} f^2(r) r dr, \quad (3.3)$$

где B — интенсивность фона на единицу площади. Для выбранной формы фильтра (3.1), получаем, что уровень шума равен

$$N^2 = 2\pi B \int_0^{r_1} P^2(r) r dr + 2\pi B C^2 \int_{r_1}^{r_2} r dr \quad (3.4)$$

Радиусы r_1 и r_2 следует выбрать таким образом, чтобы по возможности максимизировать отношение сигнал-шум. Максимизируя это отношение по r_1 при заданном r_2 и рассматривая получившуюся величину как функцию r_2 , можно убедиться, что она растет при увеличении r_2 . Наиболее оптимальное с в плане отношения сигнал-шум значение $r_2 = \infty$ неприемлемо с практической точки зрения. Тем не менее, при достаточно больших r_2 отношение сигнал-шум растет очень медленно (это происходит, когда большая часть интенсивности источника сконцентрирована уже в пределах r_1 , и поэтому фильтр близок к оптимальному). Исходя из этих соображений было решено зафиксировать значение r_2 на значении, при котором отношение сигнал-шум достигает 90% своего максимального значения при $r_2 \rightarrow \infty$.

Функция отклика телескопа РОСАТ расширяется при удалении от оптической оси [52], и поэтому параметры оптимального фильтра следует варьировать. Экспериментирование с различными вариантами показало, что наиболее практично использовать фильтры, оптимизированные для отклонений от оптической оси, составляющих $0'$, $5'$, $10'$ и $15'$, и использовать каждый из этих фильтров в кольце, в котором он обеспечивает максимальное (по сравнению с другими фильтрами) значение сигнал-шум.

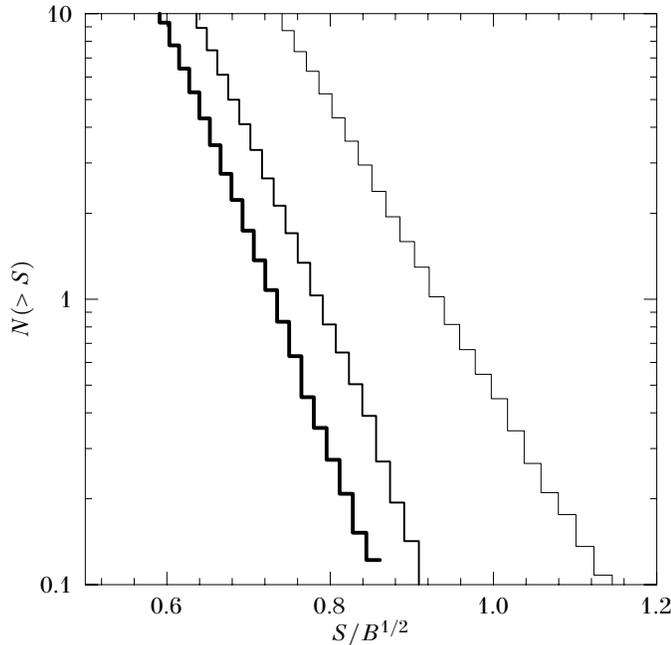


Рис. 12. Число локальных максимумов на изображении размером 512×512 пикселей в зависимости от интенсивности S , полученное для трех значений интенсивности фона (слева направо: $B = 0.019, 0.057$, и 0.114 отсчетов на пиксел).

§7 Калибровка процедуры детектирования методом Монте-Карло

Залогом успешной работы любого алгоритма детектирования источников является разумный выбор порогов детектирования а также тщательная калибровка различных искажающих результаты эффектов. Учитывая многообразие и сложность различных статистических эффектов, влияющих на детектирование источников, наиболее правильным подходом к решению вышперечисленных задач является калибровка с помощью моделирований методом Монте-Карло. Рассмотрим подробно калибровку порогов детектирования, вероятности детектирования источников в зависимости от их потока, а также процесса измерения интенсивности источников.

7.1 Калибровка порогов детектирования

Как уже обсуждалось выше (§4.1), порог детектирования следует определить как такой уровень интенсивности свертки изображения с детектирующим фильтром, вероятность превышения которого мала в отсутствие реальных источников. Процедура нахождения таких уровней достаточно очевидна. Моделируем изображение, содержащее лишь пуассоновский шум с заданной

средней интенсивностью. Сворачиваем полученное изображение с детектирующим фильтром и определяем функцию распределения интенсивностей локальных максимумов (каждый локальный максимум достаточно большой интенсивности в нормальной ситуации ассоциируется с источником). Типичные полученные зависимости показаны на рис. 12. Ясно, что тот уровень интенсивности, при котором ожидается желаемое количество — например, 1 — числа пиков (ложных источников), следует определить как порог детектирования.

Таким образом можно установить значение порога детектирования для любого значения интенсивности фона. Для практических приложений лучше всего заранее вычислить значения порогов на некоторой сетке интенсивностей фона, а при обработке реальных данных использовать интерполяцию полученных значений. Такой подход является наиболее приемлемым и для других наиболее существенных величин — вероятности детектирования источников и систематических искажений измеряемого потока.

7.2 Калибровка вероятности детектирования источников

В любой процедуре детектирования некоторая часть реальных источников пропускается из-за того, что за счет статистических флуктуаций они оказываются ниже порога детектирования. Ясно, что учет этого эффекта чрезвычайно важен для построения таких зависимостей, как кривая подсчета источников или функция светимости.

В большинстве экспериментальных работ, посвященных анализу свойств слабых источников (см. напр. [53, 54]), явно или неявно подразумевается, что вероятность детектирования источника равна нулю, если его поток ниже номинального порога, и что выше порога вероятность детектирования равна единице. Ясно, что такое предположение ошибочно, так как вероятность детектирования должна являться достаточно плавной функцией интенсивности источника. Как будет продемонстрировано в дальнейшем, правильный учет данной зависимости позволяет избежать искажений в определении кривой подсчетов источников.

Моделирование методом Монте-Карло, необходимое для калибровки вероятности детектирования, следует проводить по следующей программе. Разыгрывается изображение, на которых присутствует как однородный пуассоновский фон, так и источник заданной интенсивности. Общее число фотонов от источника разыгрывается по пуассону, а затем положения фотонов разыгрываются в соответствии с функцией отклика телескопа на точечный источник*. Моделированные изображения сворачиваются с детектирующим фильтром; если максимум на свертке превышает порог детектирования для данного значения интенсивности фона, источник регистрируется. Таким образом, можно определить зависимость вероятности детектирования от интенсивности источника, интенсивности фона, а также расстояния от оптической оси телескопа (данная зависимость возникает в следствие того, что функция отклика доста-

* Калибровку функции отклика для телескопа РОСАТ можно найти в работе [52].

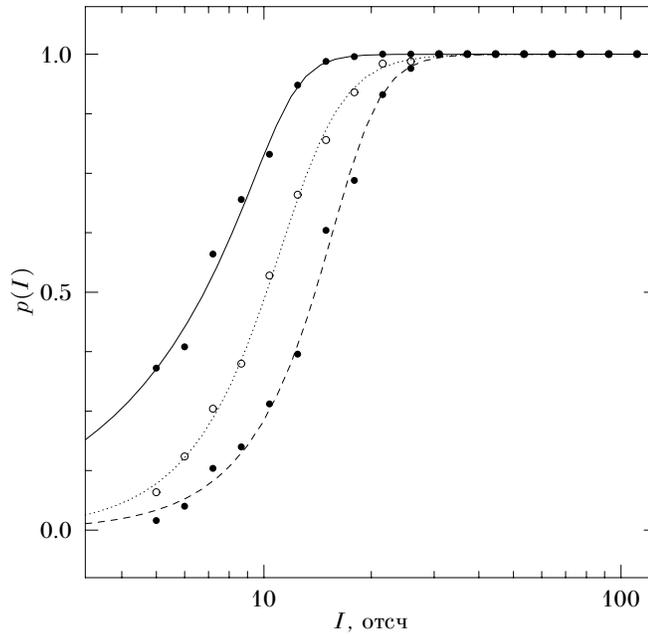


Рис. 13. Вероятность детектирования вблизи оптической оси в зависимости от интенсивности источника. Вероятности получены для трех значений интенсивности фона (слева направо: $B = 0.019$, 0.057 , и 0.134 отсчетов на пиксел). Линии соответствуют аналитической аппроксимации (3.5).

точно сильно зависит от расстояния от оптической оси). Ряд полученных зависимостей представлен на рис. 13; зависимость вероятности детектирования от интенсивности источника при данном значении фона и отклонения от оптической оси можно аппроксимировать функцией вида

$$P(I) = \left(1 + \frac{c}{Ia} + \frac{d}{I^{2a}}\right)^{-b}. \quad (3.5)$$

Для промежуточных значений интенсивности фона и отклонения от оптической оси вероятность детектирования может быть получена интерполяцией коэффициентов аппроксимации.

7.3 Калибровка измерений интенсивности

Вблизи порога детектирования возникает интересный, и практически не учитывавшийся ранее, статистический эффект, приводящий к смещенности оценки интенсивности источника. Рассмотрим, например, источник с интенсивностью, равной пороговой. Из-за статистических флуктуаций такой источник будет детектироваться лишь в 50% случаев, причем при этом каждый раз

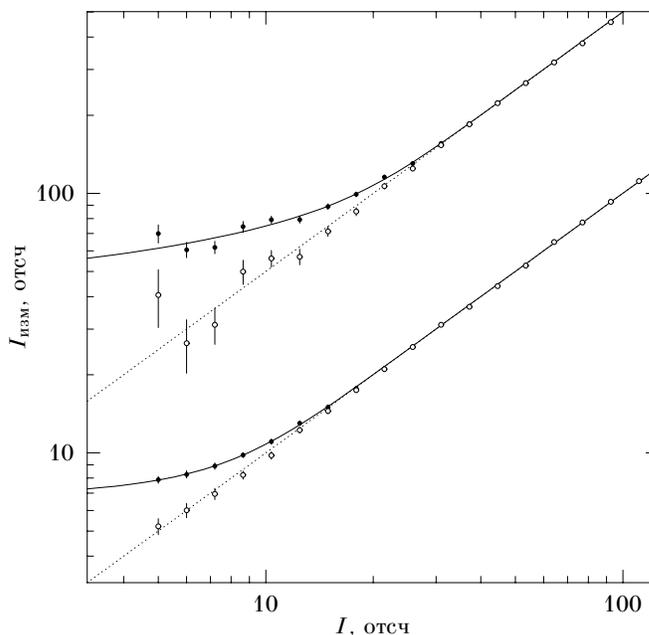


Рис. 14. Измеренная интенсивность источника в зависимости от настоящей для двух значений фона (снизу вверх: $B = 0.019$ и 0.134 отсчетов на пиксел; данные для $B = 0.134$ умножены на 5 для ясности рисунка). Пунктирные линии соответствуют $I_{\text{изм}} = I$, а сплошные линии показывают аналитическую аппроксимацию по (3.6). Применение обратного к (3.6) преобразования к измеренным интенсивностям практически полностью устраняет смещенность оценки (открытые кружки).

его измеренная интенсивность превысит пороговую. Таким образом, усредненная по детектированиям измеренная интенсивность превышает реальную, т. е. возникает систематическое искажение измеренных интенсивностей слабых источников. По мере того, как вероятность детектирования падает, искажение оценки интенсивности возрастает. Дополнительным источником искажений является необходимость определять положение неизвестных ранее источников: при этом любые алгоритмы фактически стремятся поместить источник в точку, в которой его измеренная интенсивность максимальна. Ясно, что желательно корректировать измеренную интенсивность источников для устранения описанных эффектов.

Для начала необходимо определить зависимость искажения измерений потока в зависимости от настоящей интенсивности, интенсивности фона и отклонения от оптической оси телескопа. Необходимые моделирования методом Монте-Карло проводились по программе, описанной в §7.2. Как и в реальной процедуре детектирования, положения источников определялось по максимуму на свертке изображения с детектирующим фильтром. Интенсивности

источников определялись аналогично процедуре, применяемой при анализе реальных данных — по разнице между общим числом фотонов внутри кружка, в котором сконцентрировано 90% потока функции отклика телескопа, и средним числом фоновых фотонов в этом кружке, а затем полученная величина делилась на 0.9. Проведенные моделирования позволяют определить среднюю измеренную интенсивность детектированных источников как функцию их настоящих интенсивностей (рис. 14). Полученные зависимости можно аппроксимировать аналитически функциями вида

$$I_{\text{изм}}(I) = aI + b \exp(-cI^2 - dI). \quad (3.6)$$

Пока зависимость $I_{\text{изм}}(I)$ не слишком плоска, применение обратного преобразования позволяет получить несмещенную оценку интенсивности источника (рис. 14).

Впоследствии нам потребуется не только несмещенные оценки интенсивности, но и погрешность определения этой величины. Если бы относительные ошибки измерения интенсивности были бы малы, можно было бы использовать формулу переноса ошибок: $\sigma_{\text{кор}} = \sigma_{\text{п}}(dI_{\text{изм}}/dI)^{-1}$, где $\sigma_{\text{кор}}$ — стандартное отклонение измеренной интенсивности, а $\sigma_{\text{п}}$ — обычная пуассоновская ошибка измеренного потока. Однако, учет неопределенности измерения потока наиболее важен в тех случаях, когда погрешность измерения велика и поток источника лишь в несколько раз превышает пуассоновскую ошибку. Поэтому неопределенность измеренной интенсивности лучше определять напрямую из моделирования методом Монте-Карло. Для этого к сырым измеренным интенсивностям прикладывалась коррекция, следующая из ур. (3.6) и после этого вычислялась дисперсия скорректированных интенсивностей в зависимости от действительного потока. Полученные зависимости хорошо аппроксимируются аналитической функцией вида

$$\sigma_{\text{кор}} = a\sqrt{I} [1 + b \exp(-I/c)]. \quad (3.7)$$

Моделирования позволяют определить значения коэффициентов аппроксимации в уравнениях (3.6–3.7) на некоторой сетке значений интенсивности фона и отклонений от оптической оси, а при применении в реальной ситуации проводится интерполяция по этим величинам.

В заключение отметим, что необходимость учета плавного изменения вероятности детектирования источников и искажения измеряемых интенсивностей присуща любому методу детектирования и не является характерной чертой описываемого метода на основе оптимального фильтра. На самом деле, можно показать [50], что в случае более простого и часто применяемого метода т. н. «бегущей ячейки» данные зависимости становятся хуже: искажения оценки интенсивности выше, а вероятность детектирования меняется от нуля до единицы в более широком интервале интенсивностей.

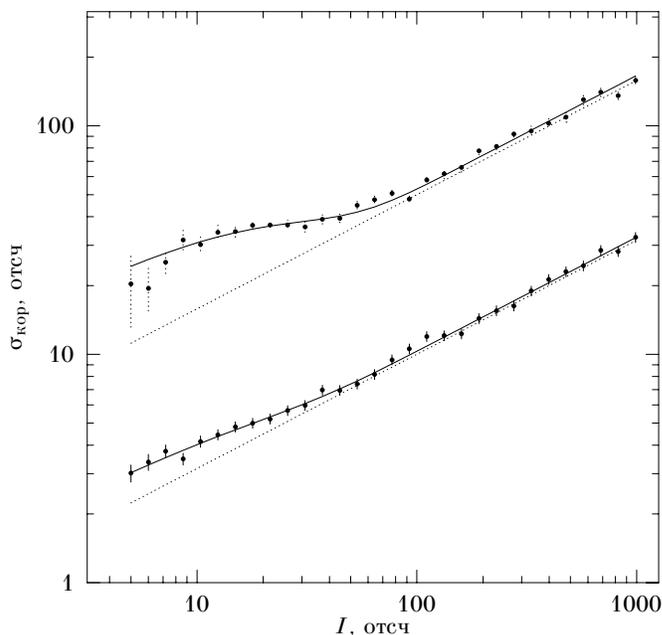


Рис. 15. Неопределенность скорректированного измерения интенсивности источника для двух значений фона (снизу вверх: $B = 0.019$ и 0.134 отсчетов на пиксел; данные для $B = 0.134$ умножены на 5 для ясности рисунка). Пунктирные линии соответствуют $\sigma = \sqrt{I}$, а сплошные линии показывают аналитическую аппроксимацию по формуле (3.6).

§ 8 Измерение кривой подсчетов источников

Кривая подсчетов источников (зависимость $\log N - \log S$) является легко измеримой, но в то же время интересной зависимостью для исследования разнообразных астрономических источников. Из-за неидеальности процесса детектирования источников зависимость $\log N - \log S$ измеряется с искажениями, которые наиболее важны вблизи порога чувствительности соответствующего обзора. Широко известна т. н. Эддингтоновская смещенность [55], подробно описанная для случая типичного радиообзора в работе [56], а для случая рентгеновского обзора обсерваторией имени Эйнштейна — в работе Шмита и Маккакаро [57]. Основным эффектом, вызывающим данное искажение является статистическая неопределенность измерения интенсивностей, из-за которой больше источников «мигрируют» в сторону высоких потоков, чем в противоположном направлении. Очевидно, что этот эффект наиболее важен в тех случаях, когда относительная погрешность измерения интенсивности велика; так, Шмит и Маккакаро показали, что логарифмический наклон зависимости $\log N - \log S$ значительно завышается при $\Delta S/S > 0.2 - 0.25$. Так как современные рентгеновские телескопы, такие как РОСАТ и «Чандра», позво-

ляют надежно детектировать источники с интенсивностью всего лишь 5–10 фотонов, для которых пуассоновская неопределенность измерения потока составляет $\Delta S/S = 0.33 - 0.45$, для них искажения измеренной зависимости $\log N - \log S$ становятся очень значимыми.

Статистические эффекты, описанные выше в § 7.2 и 7.3, имеют схожую природу: вероятность детектирования изменяется не резко, но плавно, а интенсивность систематически завышается из-за миграции источников через порог детектирования вследствие статистических флуктуаций. Интересно, что правильный учет этих эффектов позволяет получить практически неискаженные измерения зависимости $\log N - \log S$ вплоть до очень низких интенсивностей источников, соответствующих $\Delta S/S \sim 2$.

8.1 Аналитическое вычисление кривой чувствительности

В общем случае измеренное дифференциальное распределение источников по интенсивностям, $n = dN/df$, записывается в виде

$$n_m(f) = \int_0^\infty n_r(f') P(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{[f - I_m(f')]^2}{2\sigma^2}\right) df', \quad (3.8)$$

где n_r — настоящее распределение источников по интенсивностям, $P(f)$ — вероятность детектирования, а $I_m(f')$ — функция, описывающая искажение измерений интенсивности. Фактически, это уравнение говорит о том, что источник с интенсивностью f' будет детектироваться с вероятностью $P(f')$, и при этом вероятность измерить интенсивность f описывается гауссовым распределением.

Основной смысл коррекций, необходимых для восстановления n_r по n_m может быть проиллюстрирован рассмотрением гипотетического случая, когда статистические ошибки измерения пренебрежимо малы, но в то же время существенны искажения измеряемого потока и падение эффективности детектирования. В этом случае гауссиану в уравнении (3.8) можно заменить δ -функцией, и оно принимает вид

$$n_m(f) = n_r(f') P(f') \frac{\partial I_m^{-1}(f')}{\partial f'} \quad \text{при } f' = I_m^{-1}(f). \quad (3.9)$$

Делая замену переменных в левой части: $F = I_m^{-1}(f)$, что эквивалентно коррекции измеренных интенсивностей, получаем простое соотношение:

$$n_m^{\text{cor}}(F) = \left(\frac{dN}{dF}\right)_m = n_r(f') P(f') \quad \text{при } f' = F. \quad (3.10)$$

Таким образом, требуемая процедура проста и логична: сначала надо скорректировать измеренную интенсивность, а потом поделить измеренное распределение по потокам на вероятность детектирования.

Рассмотрим теперь случай конечных статистических ошибок в измерении интенсивностей. Скорректируем искажение измеренных интенсивностей, $f \rightarrow I_m^{-1}(f)$; при этом уравнение 3.8 принимает вид:

$$n_m(f) = \int_0^\infty n_r(f') P(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(f')} \exp\left(-\frac{(f-f')^2}{2\sigma^2(f')}\right) df'. \quad (3.11)$$

Математические преобразования, приводящие от уравнения (3.8) к (3.11) довольно длительны, но физический смысл результата понятен: источник детектируется с вероятностью $P(f')$, а измеренная интенсивность из-за статистических флуктуаций имеет распределение $\exp[-(f-f')^2/2\sigma^2]/\sqrt{2\pi\sigma^2}$ (I_m отсутствует, так как систематические искажения интенсивностей уже скорректированы). Ошибка измерения σ в уравнении 3.11 — это как раз величина, полученная в § 7.3 (ур. 3.7).

Отношение измеренного к настоящему распределению источников по интенсивностям есть величина, называемая *кривой чувствительности обзора* $A(f)$. Согласно ур. (3.11), $A(f)$ можно вычислить по формуле

$$A(f) = \int_0^\infty \frac{n_r(f')}{n_r(f)} P(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(f')} \exp\left[-\frac{(f-f')^2}{2\sigma^2(f')}\right] df', \quad (3.12)$$

для применения которой достаточно знания функций, описанных в § 7.2 и 7.3.

Несколько неприятно то, что вычисленная кривая чувствительности зависит от $n_r(f)$. Это, однако, неизбежно, так как все статистические искажения измерения $\log N - \log S$ зависят от самой кривой подсчетов. Кроме того, зависимость $A(f)$ от кривой подсчетов довольно слаба, так как в уравнении (3.12) распределение по потокам нормировано на единицу при $f' = f$, а все линейные члены в отношении $n_r(f')/n_r(f)$ уничтожаются при свертке с гауссианой. В следующем пункте будет продемонстрировано, что всегда можно пользоваться только одним «калибровочным» распределением интенсивностей для вычисления площади обзора, и при этом все равно достигается приемлемая точность измерения зависимости $\log N - \log S$.

8.2 Численное моделирование коррекции кривой подсчетов

В том, насколько процедура, описанная в предыдущем параграфе, улучшает качество измерения кривой подсчетов источников, можно убедиться с помощью моделирования методом Монте-Карло. Вначале опишем методику моделирования, а затем обсудим получившиеся результаты.

Моделировалось большое число изображений, содержащих единственный источник, интенсивность которого разыгрывалось случайным образом из степенного распределения. Положения источников разыгрывались случайно в круге $\theta < 14'$ от оптической оси. В качестве средней интенсивности фона использовались величины, типичные для наблюдений спутником РОСАТ с умеренной (10^4 сек) и длинной (7×10^4 сек) экспозициями. Общее число фотонов

от источника разыгрывалось из пуассоновского распределения. Полученные изображения анализировались как методом оптимального фильтра со всеми коррекциями, описанными выше, так и стандартным методом бегущей ячейки, который был реализован по схеме работы Хазингера и др. [54]: сначала детектирующая ячейка $50'' \times 50''$ двигалась по изображению в поиске существенных превышений над фоном; для каждого источника с интенсивностью, превышающей пороговую, определялось положение по методу максимального правдоподобия; поток от источника и окончательная значимость детектирования затем определялись по полному числу отсчетов внутри радиуса, в котором сконцентрировано 90% потока (этот радиус является функцией отклонения от оптической оси); источник считался детектированным, если вероятность получить наблюдаемое число фотонов за счет пуассоновской флуктуации была меньше 4.5×10^{-5} . В случае применения алгоритма оптимального фильтра после коррекции интенсивности источников проводился дополнительный отбор: отсеивались те источники, для которых формальное значение отношения сигнал-шум, равное $S/\sqrt{S+B}$, где под S обозначена скорректированная интенсивность, а B — среднее число фоновых фотонов, не превышало 2. Это требуется для отсеивания самых слабых источников, для которых необходимая коррекция интенсивности слишком велика (при отношении сигнал-шум ≈ 2 корректирующий фактор примерно равен 1.5).

В области слабых потоков кривая подсчетов сильно отклоняется от евклидовой зависимости и следует довольно пологому степенному закону с наклоном 1.8–2.0 [54]. Поэтому описанные выше моделирования проводились для трех различных кривых подсчетов, $N(>S) \sim S^{-\gamma+1}$, с $\gamma = 1.5, 2.0$, и 2.5 . Для каждого значения γ и интенсивности фона было промоделировано около 5 млн. изображений. При применении метода оптимального фильтра, зависимость эффективной площади от интенсивности вычислялась по формуле (3.12), в которой в качестве калибровочной кривой подсчетов была взята зависимость $N_0(>S) \sim S^{-1.0}$. В случае метода бегущей ячейки применялась стандартная процедура вычисления площади, как площадь той части изображения, в которой порог детектирования ниже данной интенсивности.

Получившиеся кривые подсчетов, нормированные на действительное зависимости $\log N - \log S$, показаны на рис. 16. Из-за отсутствия каких-либо специальных коррекций эффективной площади при применении метода бегущей ячейки возникает сильное искажение в диапазоне интенсивностей, соответствующем относительной погрешности измерения примерно 20% или хуже — результат, известный по цитированным ранее работам [56, 57]. Классический эддингтоновский эффект правильно описывает возникающие искажения при достаточно больших интенсивностях (штриховые линии). Вблизи порога детектирования, однако, становится очень заметным эффект миграции источников под порог, проявляющийся в примерно 50%-ом сокращении числа источников. В работе [50] показано, как в этом случае можно вычислить зависимость, аналогичную эддингтоновскому искажению, и она хорошо описывает измерения во всем диапазоне интенсивностей (сплошные линии).

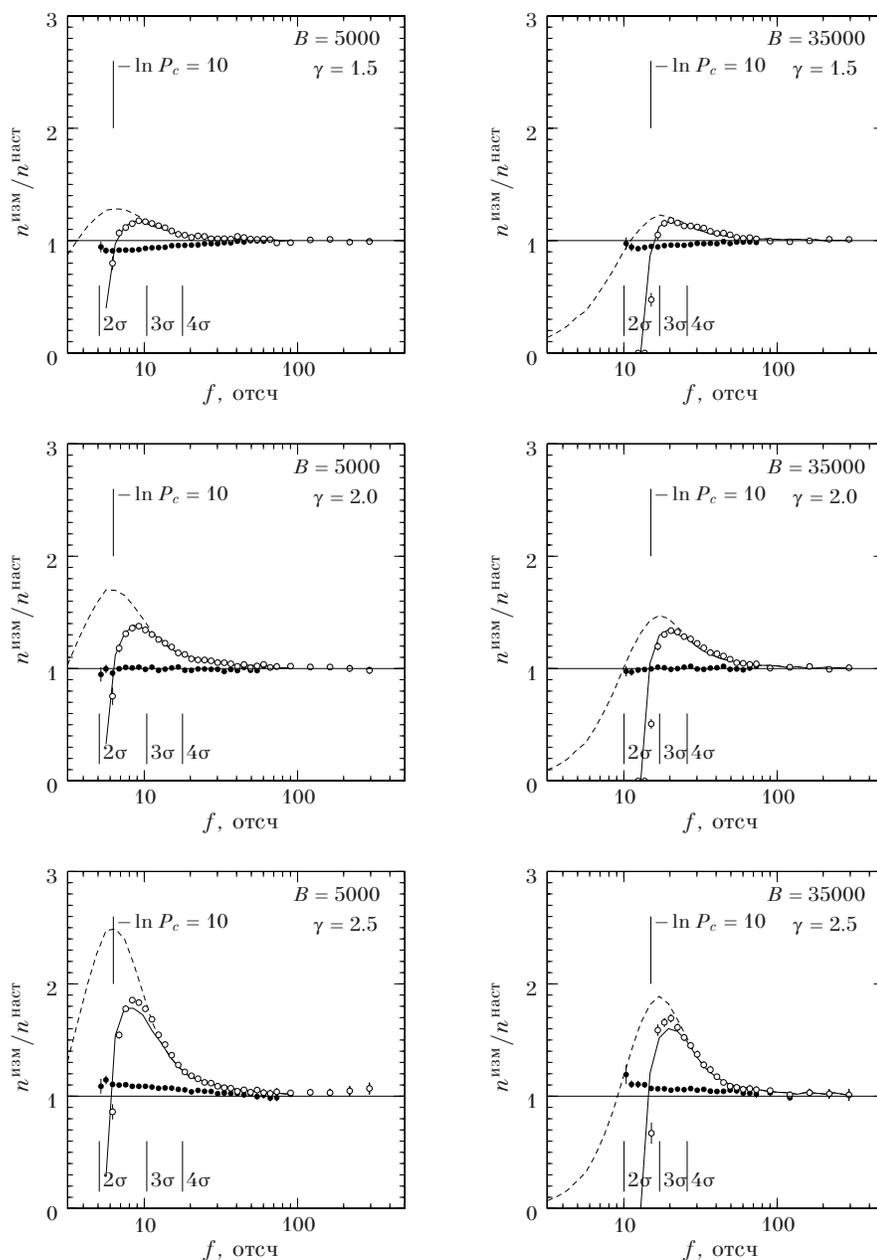


Рис. 16. Моделирование кривой подсчетов источников для двух интенсивностей фона и трех различных наклонов в зависимости $\log N - \log S$. Оценка кривой подсчетов из метода оптимального фильтра показана заполненными кружками, а в методе бегущей ячейки — открытыми. Порог детектирования для метода бегущей ячейки показан линией $-\ln(P) = 10$. Штриховые и сплошные линии показывают эддингтоновские искажения при нулевом и действительном пороге детектирования.

Правильная оценка эффективной площади практически сводит на нет искажения измеренной кривой подсчетов — при том, что детектирование производится до значительно более низких значений интенсивности. Хотя кривая подсчетов несколько недооценивается при $\gamma = 1.5$ и переоценивается при $\gamma = 2.5$, но эти искажения настолько малы, что они не превышают статистических неопределенностей в типичных глубоких обзорах.

8.3 Подсчеты источников по данным спутника ROSAT

Описанный выше метод детектирования точечных источников был применен для анализа реальных рентгеновских изображений, полученных спутником ROSAT [58]. Первоначально этот обзор, включающий около сотни архивных изображений, задумывался лишь как тестовая проверка процедуры детектирования источников, необходимая для достижения нашей основной цели — поиска далеких скоплений галактик. Оказалось однако, что анализ точечных источников представляет самостоятельную научную ценность. Так, удалось добиться рекордно низких на тот момент времени (1994 г.) пределов по интенсивности источников [58]; на малых интенсивностях было обнаружено массовое появление жестких источников, наклон спектра которых соответствует среднему спектру рентгеновского фона [59]; впервые измерена угловая корреляционная функция рентгеновских источников [60]. В основном эти результаты выходят за рамки основной темы диссертации, поэтому ограничимся описанием измерения кривой подсчетов точечных источников.

В обзоре использовались 130 наблюдений спутника ROSAT, — все доступные на 1994 г. наблюдения, удовлетворяющие следующим условиям: а) время экспозиции должно превышать 10^4 сек, б) мишень наблюдения должна располагаться на высокой галактической широте $|b| > 30^\circ$ и в) в области низкого межзвездного поглощения, так что толщина нейтрального водорода в данном направлении меньше 6×10^{20} см⁻², но г) исключая наведения на такие мишени, как звездные скопления, близкие галактики, остатки вспышек сверхновых и т. д. И использованные данные включают примерно половину экспозиции рекордно длительного на тот момент времени наблюдения области т. н. Локмановской дыры в распределении галактического водорода, использованного для измерения кривой подсчетов источников в работе Хазингера и др. [54]. Детектирование источников и измерение их интенсивностей проводилось в энергетической полосе 0.5–2 кэВ. Технические аспекты анализа данных, такие как оптимальный выбор энергетического диапазона, построение карт фона и т. д., подробно описаны в работе [58]. Перейдем к изложению результатов.

Для вычисления эффективной площади обзора изображения разбивались на малые участки, в каждом из которых вычислялась кривая чувствительности по формуле (3.12) с учетом локальной интенсивности фона и ширины функции отклика телескопа, а затем полученные кривые чувствительности суммировались.

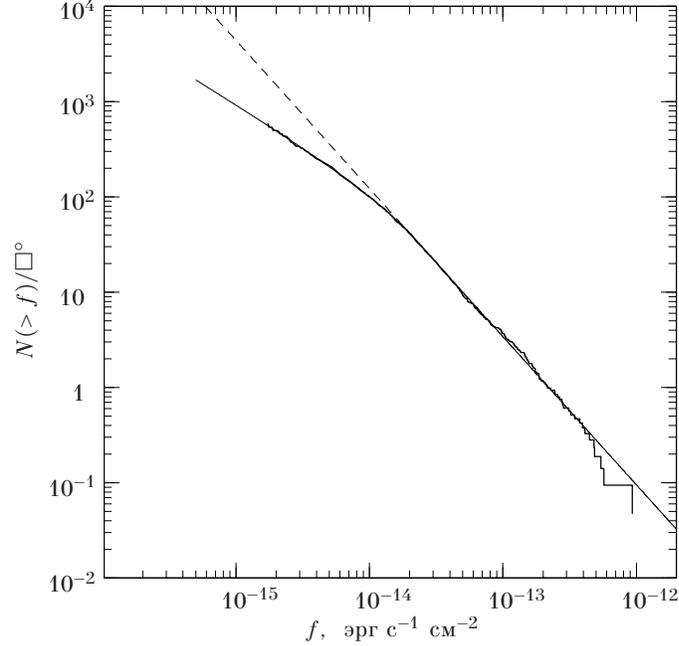


Рис. 17. Интегральная кривая подсчетов источников в энергетической полосе 0.5–2 кэВ по данным спутника РОСАТ. Сплошная линия показывает аппроксимацию моделью двойного степенного закона, а штриховая линия — экстраполяцию степенного закона из области больших потоков.

После того, как площадь обзора $A(f)$ определена, интегральная кривая подсчетов тривиально вычисляется по формуле

$$N(>f) = \sum_{f_i > f} \frac{1}{A(f_i)}, \quad (3.13)$$

где f_i — измеренные интенсивности источников. Результат представлен на рис. 17. В области больших интенсивностей кривая подсчетов близка, но не в точности следует евклидовой зависимости с наклоном $-3/2$; данное отклонение объясняется эволюцией доминирующей компоненты точечных источников — АЯГ — на красных смещениях $z \sim 1-2$ [61]. Ниже интенсивности 3×10^{-14} $\text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в кривой подсчетов наступает резкий слом, объясняемый комбинацией космологических эффектов и прекращением систематического увеличения светимости АЯГ на красных смещениях $z > 2$ [61].

Нагляднейшей иллюстрацией преимуществ разработанного нами метода детектирования является то, что самые слабые из обнаруженных источников имеют интенсивность 1.5×10^{-15} $\text{эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что в 1.5 раза лучше чувствительности, достигнутой в работе Хазингера и др. [54], несмотря на почти в два раза более короткую экспозицию в наблюдении Локмановской дыры.

Аппроксимация кривой подсчетов двойным степенным законом,

$$\frac{dN(>f)}{df} = \begin{cases} N_0 f^{-\alpha_1} / f_{\text{br}}^{-\alpha_1} & \text{для } f < f_{\text{br}} \\ N_0 f^{-\alpha_2} / f_{\text{br}}^{-\alpha_2}, & f > f_{\text{br}} \end{cases}, \quad (3.14)$$

по методу максимального правдоподобия [56], дает параметры $\alpha_1 = 1.86 \pm 0.06$, $\alpha_2 = 2.55 \pm 0.08$, $f_{\text{br}} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, а нормировка кривой подсчетов составляет 112 ± 3 источников на квадратный градус на уровне интенсивности 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Недавние измерения кривой подсчетов спутником «Чандра», обладающим значительно лучшей чувствительностью, находятся в прекрасном согласии с нашими результатами в перекрывающемся диапазоне интенсивностей $(2-5) \times 10^{-15}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ [62, 63]. Интегрирование кривой подсчетов позволяет получить суммарную интенсивность детектированных источников. На пределе чувствительности обзора, 1.2×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, суммарный поток составляет $(66 \pm 7)\%$ полной интенсивности рентгеновского фона в полосе энергий 1–2 кэВ.

Отметим, что в работе Хазингера и др. были проигнорированы статистические эффекты, описанные выше, и в результате возникли серьезные искажения при измерении кривой подсчетов. К чести авторов, они смогли обнаружить эти искажения и исправить их путем эмпирической коррекции, полученной с помощью моделирования методом Монте-Карло, несмотря на то, что искажениям была дана неверная интерпретация как возникающих из-за дополнительного шума, вызванного возможностью появления более одного источника в пределах функции отклика телескопа РОСАТ.

Применение к глубоким наведениям обсерватории «Чандра»

Основные идеи описанного в данной главе метода детектирования источников не привязаны к конкретному виду используемого нами фильтра. Описанные статистические эффекты достаточно общие, и их учет приводит к плодотворным результатам практически для любого алгоритма детектирования. В качестве примера хотелось бы привести работы итальянской группы [64], анализирующей рекордно глубокие рентгеновские обзоры, выполненные спутником «Чандра». Применение описанного выше метода учета всех статистических эффектов позволило данным авторам почти в два раза улучшить чувствительность обзора и избежать искажений при измерении кривой подсчетов.

* * *

Разработанный метод детектирования точечных источников обладает высокой чувствительностью и после соответствующей статистической калибровки позволяет измерять неискаженные характеристики источников, такие как интенсивность и кривая подсчетов. Помимо самостоятельной научной ценности, данный алгоритм является одной из основных составных частей метода детектирования скоплений галактик, описываемого в следующей главе. Ряд научных результатов, полученных при анализе точечных источников, такие

как измерение их кривой подсчетов и угловой корреляции, имеет серьезное приложение к оценке надежности процедуры поиска скоплений. Полученный опыт позволил заранее предугадать ряд проблем, возникающих при детектировании скоплений, и подсказал методы их решения. Перейдем теперь к изложению метода поиска далеких скоплений галактик на рентгеновских изображениях.

Глава 4

Автоматический поиск далеких скоплений

Вплоть до недавнего времени наиболее популярной методикой поиска далеких скоплений галактик являлся анализ оптических изображений на предмет поиска значительных концентраций слабых галактик в какой-либо области неба (см. напр. работу [65]). Этот метод хотя и легко осуществим, — для него достаточно наблюдений на не очень больших телескопах 2-метрового класса, — но его нельзя назвать вполне удачным. Во-первых, из-за значительной скученности в пространственном распределении галактик часто обнаруживаются ложные «скопления», на самом деле представляющие собой случайную проекцию ряда небольших групп галактик. Этот факт давно был известен наблюдателям, а недавно с помощью численных исследований была убедительно продемонстрирована его принципиальная неизбежность [66]. Во-вторых, оптическое богатство является довольно плохим признаком основной характеристики скопления — его полной массы; встречаются как оптически богатые, но маломассивные скопления, так и массивные скопления с не очень большим числом галактик [67, 68]. Наконец, при использовании только оптических данных существует возможность упустить различные экзотические объекты, такие как «реликты» групп галактик [69] (действительно обнаруженные в значительном количестве в нашем обзоре, о чем речь пойдет ниже).

Сложность обнаружения далеких скоплений на основе оптических наблюдений в основном обусловлена тем, что непосредственно наблюдаемой компонентой является звездное вещество галактик, составляющее лишь около 1% полной массы скопления. Ситуацию можно кардинально исправить, если поиск скоплений проводить по излучению его межгалактического вещества, вносящего $\sim 20\%$ -ный вклад в полную массу, и уступающего в этом отношении лишь темной материи. Излучение межгалактического вещества, разогретого при падении на скопление до $T > 1$ кэВ, проявляется наиболее заметно в рентгене за счет тормозного излучения, и в высокочастотном радиодиапазоне за счет эффекта Сюняева-Зельдовича [8]. В обоих случаях само наличие сигнала уже говорит о реальности скопления галактик, так как для удержания газа с температурой $T > 1$ кэВ, который только и в состоянии давать наблюдаемое излучение, требуется наличие значительной концентрации массы. Несмотря

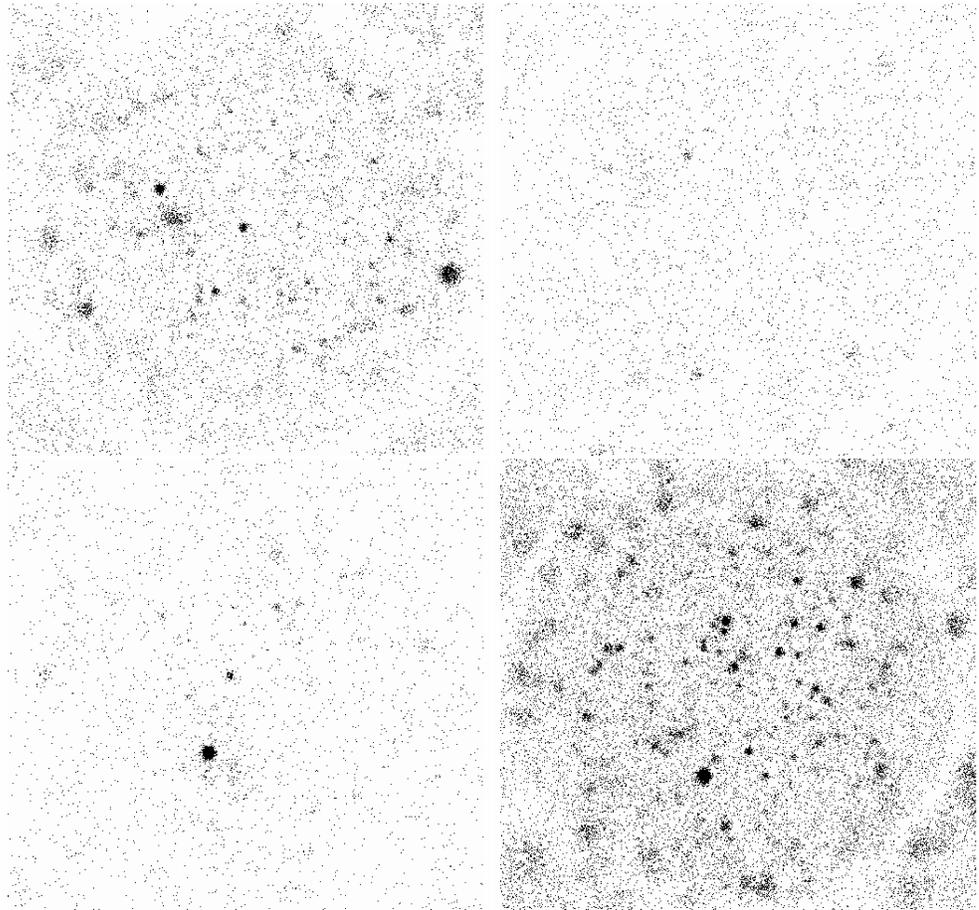


Рис. 18. Примеры изображений, полученных спутником ROSAT, содержащих далекие скопления галактик

на потенциально отличные возможности радио метода, его техническое осуществление до последнего времени находится в зачаточном состоянии, в то время как рентгеновские поиски далеких скоплений проводятся уже третьим поколением орбитальных обсерваторий. Поэтому на сегодняшний день самым лучшим методом поиска далеких скоплений являются рентгеновские обзоры. К середине 1990 гг. единственным рентгеновским обзором, пригодным для поиска далеких скоплений был т. н. обзор средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна [70,71], хотя из-за довольно низкой чувствительности данный обзор включал лишь 6 скоплений на красных смещениях $z > 0.5$ [72].

Лучшая чувствительность спутника ROSAT позволяет найти значительно большее число скоплений на $z > 0.5$. Однако, поиск скоплений осложняется их относительной редкостью среди других рентгеновских источников. Беглое сравнение кривой подсчетов для всех источников (рис. 17 на стр. 50) и для

скоплений (см. ниже) говорит о том, что на малых потоках скопления составляют не более 10–20% общего числа рентгеновских источников. Для поиска большого числа скоплений требуется выполнение обширной программы оптических идентификаций рентгеновских источников, которая может занять очень длительное время даже с использованием больших телескопов. Кроме того, из-за наличия проблем, обсуждаемых ниже в § 14.1, следует по возможности сокращать роль оптических наблюдений в формировании выборки скоплений, а полагаться по возможности лишь на рентгеновские данные.

К счастью, выход из положения есть. Скопления галактик являются практически единственным классом объектов, которые не выглядят точечными источниками для рентгеновских телескопов. Даже на красном смещении $z = 1$ массивное скопление галактик с радиусом ядра $r_c = 250$ кпк имеет угловой радиус $> 20''$, что вполне разрешается телескопом ROSAT вблизи его оптической оси. Эти соображения задают маршрут дальнейших исследований: требуется создать специальный алгоритм детектирования, позволяющий надежно обнаруживать протяженные источники, и тогда задача составления каталога далеких скоплений по рентгеновским данным будет практически решена.

Идея поиска далеких скоплений по данным спутника ROSAT была сформулирована практически одновременно в 1994–1995 гг. несколькими группами, исследования которых вылились со временем в ряд квази-независимых обзоров: RDCS (группа П. Росати [73, 74]), WARPS (группа К. Шарфа и др. [75, 76]), SHARC (группа Р. Никола [77]), а также т.н. обзор 160d, выполненный группой, возглавляемой автором диссертации. Хотя первоначально все группы планировали использовать протяженность рентгеновских источников как критерий отбора скоплений, это привело к различным результатам. Группа П. Росати использовала довольно чувствительный алгоритм, который, тем не менее, не очень хорошо отличал протяженные источники от точечных, что привело к тому, что около половины рентгеновских кандидатов пришлось отсеивать оптическими наблюдениями. Группа обзора WARPS так и не смогла создать надежного алгоритма классификации протяженности источников, и они решили целиком положиться на оптические идентификации, которые до конца не закончены и к настоящему времени. Алгоритм, разработанный группой Р. Никола, настолько ненадежен, что это привело к значительной неполноте их каталога скоплений. В то же время, математически обоснованный, эффективный и надежный алгоритм детектирования и классификации протяженных рентгеновских источников, разработанный автором, несмотря на трудности с получением наблюдательного времени, позволил нашей группе в кратчайшие сроки выполнить самый обширный на сегодняшний день обзор далеких скоплений, который почти целиком полагается на рентгеновские данные. Приступим к изложению данного метода.

Для того, чтобы читатель сразу мог оценить техническую трудность обнаружения скоплений галактик на реальных рентгеновских изображениях, на рис. 18 показан ряд изображений, полученных спутником ROSAT, каждое из которых содержит по крайней мере одно далекое скопление.

§ 9 Общие идеи

Обнаружение скоплений галактик на изображениях, полученных спутником ROSAT, требует возможности детектирования источников в очень широком диапазоне угловых размеров — примерно от $5'' - 10''$, что сравнимо с шириной функции отклика телескопа, до $1' - 3'$. Любая методика, нацеленная на успешное детектирование протяженных источников, должна решать две четко разделяемые задачи: а) собственно детектирование источников, т. е. обнаружение тех регионов на изображении, в которых наблюдаемая поверхностная яркость превышает фоновую с хорошей статистической достоверностью, и б) классификацию протяженности, т. е. принятие решения о том, является ли распределение яркости источника несовместимым с функцией отклика телескопа.

Принципиальная двухступенчатость любой методики детектирования протяженных источников обычно не акцентируется, но ее легко проследить на практике. Так, группа П. Росати [73] сначала проводит свертку изображений с вэйвлетами на основе мексиканской шляпы (см. § 1) для некоторой последовательности масштабов, затем находит статистически значимые максимумы на свертках. Таким образом создается список детектированных источников. Факт протяженности устанавливается из сравнения коэффициентов вэйвлет-разложения на разных масштабах. В обзоре WARPS [75] для детектирования источников используется т. н. метод мозаичного разбиения Вороного; с помощью этого метода удается найти области с заданным уровнем превышения наблюдаемой поверхностной яркости над фоновой; факт протяженности устанавливается по сравнению отношения площади обнаруженного источника к его интенсивности с соответствующей величиной для функции отклика телескопа. Каждый из этих алгоритмов имеет бесспорные преимущества; так, разбиение Вороного теоретически позволяет детектировать источники любой формы, в то время как методы, основанные на вэйвлет-преобразовании оптимальны для круглых источников. Тем не менее, ни один из вышеперечисленных методов не является наилучшим сразу для обеих стадий детектирования протяженных источников. Очевидно, что *для достижения наилучшей чувствительности следует на каждой из двух стадий использовать специально разработанный алгоритм, оптимизированный для решения своей задачи.*

Выше (стр. 37) уже обсуждалось, что оптимальным методом детектирования источников является свертка изображения с фильтром, форма которого в случае слабых интенсивностей должна повторять форму источника, и что все фильтры, достаточно близкие по форме к оптимальному, работают почти одинаково хорошо. Следовательно, в качестве почти оптимального фильтра всегда можно взять любое из стандартных вэйвлет-преобразований, при условии что ширина соответствующего ядра свертки близка к размеру источника. Нашей группой применяется метод вэйвлет-разложения, в котором фильтры похожи на последовательность гауссиан с $\sigma = 1, 2, 4, \dots$ пикселей. Так как размер фильтра варьируется, для любого круглого источника на одном из масштабов

вэйвлет-преобразования достигается практически оптимальная чувствительность детектирования. При применении любого центрально-симметричного фильтра появляется возможность пропустить объекты неправильной формы (например, сильно вытянутые скопления). Тем не менее, большинство скоплений являются достаточно круглыми с точки зрения алгоритма их обнаружения [78], что косвенно подтверждается отсутствием в каталоге WARPS скоплений, которые не были обнаружены в тех же данных нашей группой [79]. Кроме того, этот недостаток, несомненно, перевешивается большим количеством полезных свойств вэйвлет преобразования, таких как оптимальность детектирования наиболее часто встречающихся круглых скоплений, полное и автоматическое вычитание фона, а также устранение влияния точечных источников, о чем пойдет речь ниже.

Рассмотрим теперь вопрос об оптимальной классификации источников как точечных или протяженных. Профиль поверхностной яркости типичного скопления описывается β -моделью $I(r, r_c) = I_0 (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta+0.5}$, где $\beta = 0.6-0.9$ [80]. Поэтому обычно для того, чтобы отличить скопление от точечного источника, требуется определить, какой моделью лучше описываются данные: профилем $I(r, r_c)$ с радиусом ядра $r_c > 0$ или же δ -функцией, т.е. $I(r, r_c)$ при $r_c = 0$. Согласно лемме Неймана-Пирсона из математической статистики (см. напр. [81]), наилучший статистический тест для решения такого рода задач основан на изменении значения функции правдоподобия между моделями с $r_c = 0$ и тем r_c , при котором функция правдоподобия достигает максимума. Следовательно, метод, основанный на аппроксимации профиля источника β -моделью по методу максимального правдоподобия является теоретически наиболее оптимальным для обнаружения скоплений с достаточно правильной формой, которых в природе подавляющее большинство.

Итак, общие рассуждения однозначно указывают на следующий алгоритм поиска скоплений как наиболее оптимальный: следует детектировать все объекты на изображении, независимо от их углового размера, с помощью вэйвлет-преобразования, а затем классифицировать каждый объект как точечный или протяженный с помощью аппроксимации его профиля яркости методом максимального правдоподобия. После принятия данного стратегического решения реализация алгоритма поиска скоплений является «делом техники», хотя и встречает значительные трудности частного порядка, как будет видно из дальнейшего подробного описания.

§ 10 Детектирование кандидатов в протяженные источники с помощью вэйвлет-преобразования

Детектирование скоплений на реальных изображениях осложняется наличием пространственных вариаций фона, частым присутствием точечных источников в непосредственной близости к достаточно слабым скоплениям, а также неравномерным пространственным распределением точечных источников. Вэйвлет-анализ хорошо приспособлен для преодоления всех этих трудностей.

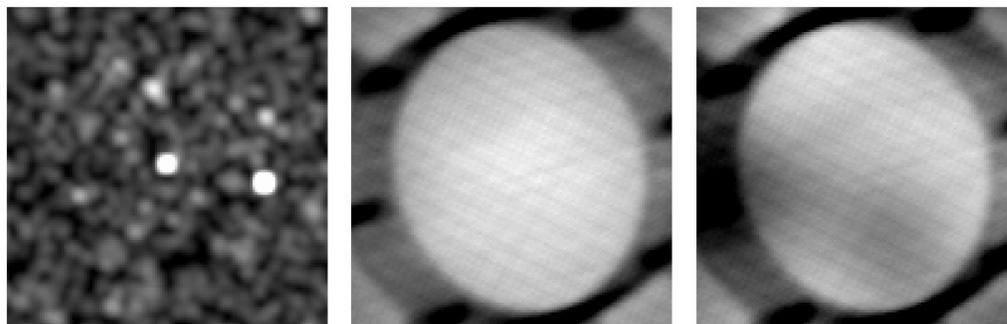


Рис. 19. Пример определения карты фона методом вэйвлет-разложения. Слева показано слегка сглаженное изображение. Метод вэйвлет-разложения позволяет вычистить все компактные источники и сгладить полученное в результате изображение с широким фильтром. При этом учитываются все заранее известные вариации интенсивности, связанные с картой экспозиции (центральная панель). Результат определения карты фона представлен на правой панели.

Подробное описание применяемого нами метода вэйвлет-разложения дано в главе 2. Повторим вкратце его полезные для обнаружения скоплений свойства, а также обсудим ряд не освещенных ранее проблем.

Эффективность детектирования и автоматическое вычитание фона

При применении вэйвлет-анализа к астрономическим изображениям, изображения сворачиваются с азимутально симметричными фильтрами, которые состоят из положительного ядра, окруженного отрицательным кольцом, так что полная интенсивность фильтра равна нулю. В методе вэйвлет-разложения применяются фильтры, форму которых примерно можно представить в виде разницы двух гауссиан:

$$W(r) = \frac{\exp(-r^2/2a^2)}{2\pi a^2} - \frac{\exp(-r^2/2b^2)}{2\pi b^2}, \quad (4.1)$$

где $b = 2a$. Подобный фильтр, как и любое другое ядро вэйвлет-преобразования, обладает рядом полезных свойств. Во первых, свертка любой линейной функции $s(x, y) = ax + by + c$ с ядром (4.1) в точности равна нулю. Таким образом, при вэйвлет-анализе автоматически обеспечивается полное вычитание фона, при условии что его вариации происходят на больших по сравнению с размером фильтра масштабах. Во-вторых, из-за того, что вэйвлет-фильтр хорошо локализован как в прямом, так и в частотном пространстве, свертка с ним позволяет легко локализовать вариации поверхностной яркости заданного масштаба (см. [37] и §1.1). В третьих, обычно при вэйвлет-анализе изображение сворачивается с фильтрами для некоторой последовательности масштабов (напр., $a = 1, 2, 4, \dots$ пикселей), что, как уже обсуждалось на стр. 57, обеспечивает очень высокую эффективность детектирования источников любого характерного размера.

В методе вэйвлет-разложения реализована концепция разделения интенсивностей по характерным масштабам, что обеспечивает целый ряд дополнительных полезных свойств и приложений, не доступных при применении традиционных вариантов вэйвлет-анализа. К таким свойствам, имеющим непосредственное приложение к поиску скоплений, относятся возможность вычисления карты фона и устранения вредного влияния точечных источников.

Определение карты фона

Хотя наличие медленно изменяющегося фона изображения практически незаметно для вэйвлет-анализа, правильное определение карты фона чрезвычайно важно для последующей стадии алгоритма поиска скоплений — моделирования распределения поверхностной яркости методом максимального правдоподобия, а также при измерении светимости обнаруженных скоплений.

Лучшей картой фона является сглаженное изображение, из которого предварительно удалены все источники. Изображение, получаемое на последнем масштабе в методе вэйвлет-разложения содержит именно эту информацию (см. примечания к ур. 2.4 на стр. 30). Таким образом, для получения карты фона следует лишь применить процесс вэйвлет-разложения вплоть до масштабов, превосходящих по характерному размеру все источники. При этом лучше установить пороги детектирования на достаточно низком уровне (3σ), потому что в данном случае интерес представляет не надежное детектирование источников, а наиболее полное их удаление. Отметим также, что программа, реализующая метод вэйвлет-разложения, позволяет учитывать известные заранее компоненты вариации фона, связанные, например, с неоднородностью карты экспозиции; таким образом, учет тени от поддерживающей структуры детектора спутника ROSAT на представляет затруднений. Пример определения карты фона представлен на рис. 19.

Сложности, связанные с точечными источниками

Наличие большого числа точечных источников во всех наблюдениях значительно осложняет процесс поиска скоплений. Можно выделить три наиболее существенных эффекта:

- а) Яркий точечный источник, находящийся в непосредственной близости к скоплению, может помешать его детектированию фильтром большого масштаба.
- б) Компактная группа точечных источников при свертке с фильтром большого масштаба может дать значимый сигнал, что приведет к ложной регистрации.
- в) При измерении потока обнаруженного скопления необходимо отделять поток случайно проецирующихся на него точечных источников.

Автоматическое решение проблемы (а) является одним из основных достоинств метода вэйвлет-разложения (см. главу 2, стр. 28). Проблема типа (б) в большинстве случаев также автоматически решается методом вэйвлет-разложения из-за того, что перед попыткой детектирования протяженных источ-

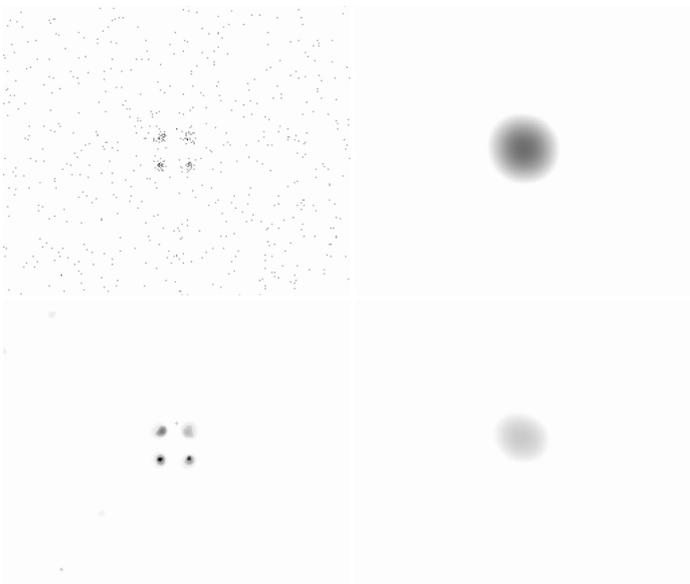


Рис. 20. К решению проблемы ложной регистрации компактной группы точечных источников как одного протяженного. Слева вверху показано изображение, содержащее группу из 4 близких точечных источников. Обычная свертка этого изображения с вэйвлет-фильтром большого масштаба содержит мощный единичный пик, который может быть ошибочно классифицирован как протяженный источник. Применение метода вэйвлет-разложения существенно улучшает разделение поверхностной яркости на компоненты различного пространственного масштаба: точечные источники (внизу слева) и протяженные структуры (внизу справа). Ложный протяженный источник имеет в данном случае настолько низкую поверхностную яркость, что он легко отсеивается при последующем анализе изображения.

ников все точечные источники заранее вычитаются (рис. 20). Проблема (в) решается на стадии моделирования распределения яркости скопления методом максимального правдоподобия (см. ниже).

Список кандидатов в протяженные источники

Алгоритм вэйвлет-разложения осуществляется до 6-го масштаба, в результате чего на выходе имеются 6 изображений, содержащих статистически значимые структуры с характерным размером (FWHM) примерно в $7''$, $15''$, $30''$, $60''$, $120''$ и $240''$. Эти изображения используются для определения списка кандидатов на последующую классификацию протяженности методом максимального правдоподобия. Так как вблизи оптической оси ширина функции отклика телескопа РОСАТ составляет $25''$, большинство точечных источников детектируются на масштабах 1–3 и отсутствуют на масштабах 4–6. С другой стороны, далекое скопление с радиусом ядра, равным, скажем, 250 кпк, и расположенное на $z = 0.5$ имеет угловой радиус примерно $35''$ (что эквивалентно

$\sim 70''$ FWHM), и поэтому детектируется на масштабах 4–6, куда точечные источники практически не вносят никакого вклада. Даже скопления с малыми радиусами, $\sim 10''$, будут детектироваться на масштабе 4, так как их профиль становится шире $\sim 30''$ FWHM после свертки с функцией отклика телескопа. Итак, кандидаты в протяженные источники следует выбирать среди объектов, детектированных вэйвлет-разложением на масштабах выше 3-го. Тем не менее, некоторые из точечных источников, в особенности расположенных далеко от оптической оси, где угловое разрешение телескопа ухудшается (см. рис. 18), все-таки детектируются и на масштабе 4. Хотя этот факт неприятен, но он показывает, что отбор, производимый на стадии вэйвлет-разложения, довольно мягок, и вряд ли приводит к отсеиванию каких-либо реальных скоплений из-за малого углового размера.

Следующим шагом алгоритма является применение метода максимального правдоподобия для классификации протяженности источников, на основании чего принимается окончательное решение о включении того или иного объекта в финальный каталог.

§ 11 Классификация источников как точечных и протяженных

11.1 Изолированные скопления

Классификация протяженности методом максимального правдоподобия довольно проста в случае изолированных источников. Полученное изображение аппроксимируется моделью, являющейся сверткой β -профиля с функцией отклика телескопа. Положение источника, радиус ядра и полный поток являются свободными параметрами, а параметр β фиксируется на среднем наблюдаемом значении $\beta = 2/3$. Модельное распределение поверхностной яркости также включает в себя карту фона, которая определяется по вышеописанному методу (стр. 59). Функция отклика телескопа вычисляется для требуемого отклонения от оптической оси и для типичного спектра скоплений в энергетическом диапазоне 0.6–2 кэВ по результатам калибровки, представленной в работе [52]. Параметры наилучшей аппроксимации ищутся минимизацией функции правдоподобия, взятой со знаком минус, которая записывается в следующем виде [82]:

$$-2 \ln L = -2 \sum (d_{ij} \ln m_{ij} - m_{ij}), \quad (4.2)$$

где d_{ij} и m_{ij} — число фотонов в пикселе (i, j) наблюдаемого и модельного изображений, а суммирование производится по всем пикселям в аппроксимируемой области. Заметим, что m_{ij} включает в себя фон, так что $-2 \ln L$ определена, даже если поток от источника зафиксирован на нуле. Наряду с наилучшими параметрами аппроксимации применение метода максимального правдоподобия позволяет найти формальные статистические значимости для фактов реальности существования источника и его протяженности. Значимость существования источника находится по изменению величины $-2 \ln L$ между ми-

нимумом и случаем фиксированного на нуле потока источника. Значимость протяженности находится по разнице между минимумом и случаем фиксированного на нуле радиуса ядра (с минимизацией по положению и потоку). В обоих случаях фиксируется лишь один из параметров модели, и поэтому статистическая значимость, привычно выраженная в единицах стандартного отклонения, вычисляется как $\sqrt{-2 \Delta \ln L}$ [83].

11.2 Неизолированные скопления

Применение метода максимального правдоподобия несколько осложняется при наличии точечных источников в непосредственной близости к скоплению, которые необходимо включать в модель. В качестве первоначального списка точечных источников используются положения локальных максимумов на сумме малых масштабов вэйвлет-разложения, а также вывод программы, реализующей метод оптимального фильтра для высокочувствительного детектирования точечных источников (глава 3). При нахождении параметров аппроксимации распределение яркости точечных источников берется в виде функции отклика телескопа. Интенсивности точечных источников являются свободными параметрами, но их положения фиксированы, так как они точно определяются на стадии вэйвлет-разложением и применения метода оптимального фильтра. В остальном процедура аппроксимации эквивалентна случаю изолированных скоплений.

Как уже обсуждалось выше, некоторые точечные источники детектируются вэйвлет-разложением на масштабе 4, на котором уже могут быть и настоящие скопления. Поэтому к таким источникам сначала применяется тот же метод аппроксимации, как и к протяженным, т. е. моделью является β -профиль со свободным радиусом ядра r_c и положением. В подавляющем большинстве случаев наилучшая аппроксимация для таких источников достигается при малых и статистически совместимых с нулем значениях r_c , и поэтому их легко отсеять. Однако, наличие подобных источников может «обмануть» процедуру измерения значимости протяженности настоящих скоплений. Предположим, что точечный источник, который аппроксимируется β -моделью со свободным положением, расположен поблизости от яркого, явно протяженного скопления. Наилучшая аппроксимация, естественно, достигается при $r_c \approx 0$ для точечного источника. Напомним, что значимость протяженности для яркого скопления будет оцениваться по изменению функции правдоподобия из-за фиксации радиуса ядра его компоненты на нуле и оптимизации по всем другим параметрам, включая свободные параметры других источников, что в нашем случае будет включать положение β -модели, описывающей точечный источник. Ясно, что в этом случае компоненты просто поменяются местами: та, что раньше описывала яркое скопление, после фиксации своего r_c на нуле переместится в положение точечного источника, а та, что описывала точечный источник, сместится в положение скопления и примет ненулевое значение r_c ; ясно, что полное изменение значения функции правдоподобия будет мини-

мальным, и поэтому яркое скопление ошибочно не будет классифицировано как протяженный источник. Во избежание таких ситуаций аппроксимация проводится в два этапа. После первоначального определения параметров источников, те из них, у которых значение радиуса ядра $r_c < 5''$, удаляются из списка кандидатных протяженных объектов и добавляются к списку точечных источников, после чего процесс аппроксимации и измерения значимостей оставшихся протяженных источников повторяется.

11.3 Окончательный отбор протяженных источников

По результатам определения параметров источников и значимостей их существования и протяженности принимается окончательное решение о включении того или иного объекта в каталог скоплений галактик.

1. Основным требованием является то, что источник должен быть несомненно реальным и значимо протяженным. С этой целью используется следующий критерий: значимость существования источника должна превышать 5σ , а значимость его протяженности быть больше 3.5σ .

2. Тем не менее, экспериментально установлено, что из-за нелинейности используемой модели формальная статистическая значимость протяженности часто переоценивается в случае очень слабых источников и низкого фона. Чтобы исключить подобные случаи, выдвигалось добавочное требование: от каждого источника должно быть зарегистрировано по крайней мере 25 фотонов.

3. Некоторые яркие источники имеют хотя и малую, но довольно значимую протяженность. Примером таких объектов являются яркие в рентгене звезды с очень мягким спектром. Из-за особенностей детектора спутника ROSAT изображение таких звезд несколько шире, чем функция отклика на типичный точечный источник с более жестким спектром. Чтобы исключить подобные случаи, применялся следующий критерий: радиус ядра источника должен быть больше, чем $1/4$ FWHM функции отклика телескопа. Этот критерий устанавливает нижний предел на радиус ядра обнаруженных скоплений: $r_c > 6.25''$; соответствующий линейный размер очень мал — даже на $z = 1$ он равен всего лишь 50 кпк. Отметим также, что данный критерий автоматически удовлетворяется для слабых скоплений, которые не могут иметь значимость протяженности $> 3.5\sigma$, если их радиус ядра очень мал.

4. Наконец, необходимо исключить источники, связанные с мишенью наблюдения, а также те из них, которые находятся на больших отклонениях от оптической оси, где ухудшение углового разрешения телескопа ROSAT делает классификацию протяженности очень ненадежной. С этой целью применялся последний критерий: источники должны находиться по меньшей мере в $2'$ от мишени наблюдения, но внутри центральных $17.5'$.

Источники, удовлетворяющие критериям 1–4, попадают в финальный каталог скоплений галактик.

11.4 Реальный пример детектирования скоплений

Процесс детектирования скоплений в реальном рентгеновском изображении проиллюстрирован на рис. 21. Вэйвлет-разложение данного изображения (панель *a*) нашло 97 статистически значимых источников. Сумма вэйвлет-масштабов 1–6 показана на панели *б*. На следующей стадии проводится аппроксимация распределения яркости источников методом максимального правдоподобия. Для ускорения этой процедуры аппроксимация производится только в тех областях изображения, в которых вэйвлет-разложение детектировало превышение поверхностной яркости над фоновой. Для еще большего ускорения аппроксимация производится не во всем изображении сразу, а по очереди в пределах односвязанных островов, на которые можно разбить вэйвлет-разложение (панель *в*); на рисунке пронумерованы те острова, которые содержат кандидаты в протяженные источники, детектированные на вэйвлет-масштабах 4–6. Модельное изображение, соответствующее наилучшей аппроксимации в этих островах, показано на панели *г*; протяженные источники, удовлетворяющие всем необходимым критериям, помечены стрелками. Все четыре из них впоследствии были оптически идентифицированы как скопления галактик.

* * *

Применение данного алгоритма к 647 полям спутника ROSAT позволило найти 239 протяженных рентгеновских источника. Этой работе посвящен следующий раздел диссертации.

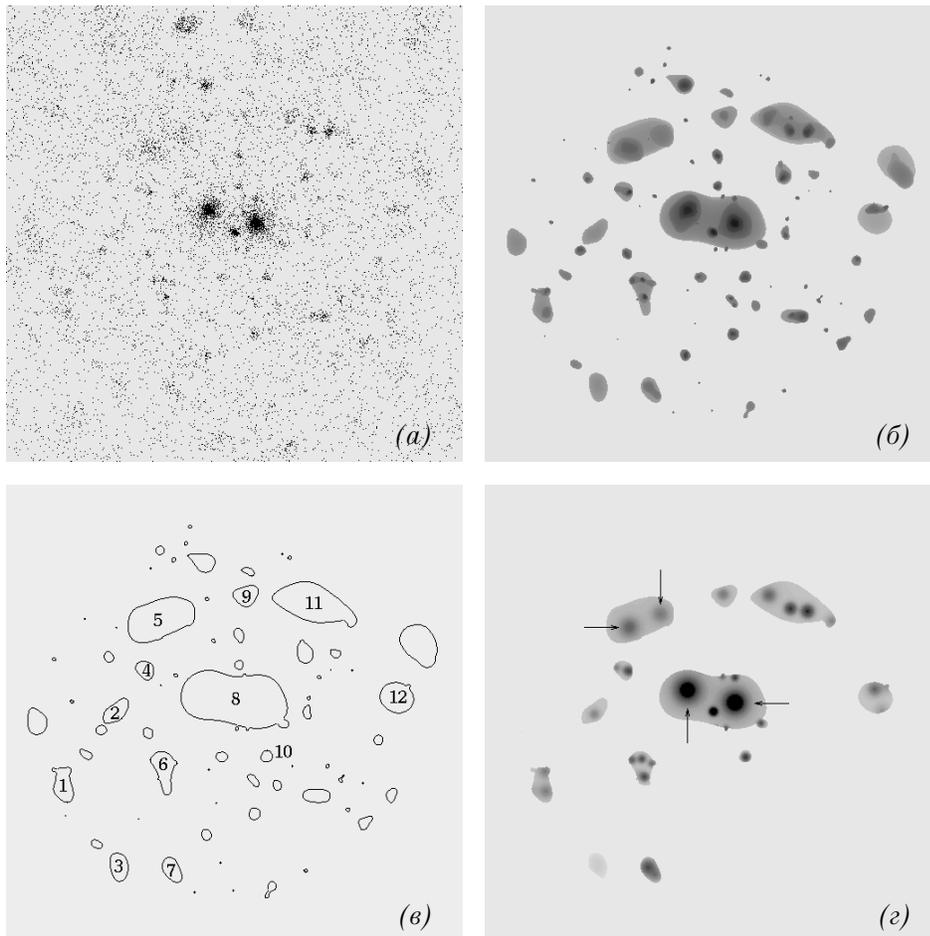


Рис. 21. Детектирование протяженных источников в поле 1701+6411. Вэйвлет-разложение сырого изображения (а) находит статистически значимые структуры на разных угловых масштабах (б). Результат вэйвлет-разложения разбивается на ряд односвязанных островов (в). Острова, содержащие кандидатные протяженные источники, пронумерованы. Модельное изображение, полученное аппроксимацией по методу максимального правдоподобия, показано на последней панели (г). Те протяженные источники, которые прошли все критерии отбора, помечены стрелками; все четыре из них впоследствии были подтверждены оптическими наблюдениями как скопления галактик.

Раздел II

Наблюдения

Глава 5

Каталог далеких скоплений, обнаруженных в рентгеновских изображениях спутника РОСАТ (Обзор 160d)

В данной главе представлен каталог далеких скоплений галактик, составленный в 1996–1998 гг. по результатам наблюдений спутником РОСАТ большого количества достаточно случайно расположенных участков неба, находящихся далеко от галактической плоскости. Площадь обзора составляет 160 кв. градусов, что и в настоящее время далеко опережает все другие обзоры похожей чувствительности*. Полученный каталог включает в себя 204 скопления, реальность которых подтверждается оптическими наблюдениями. Таким образом, это — один из самых крупных рентгеновских каталогов скоплений, сравнимый по размеру лишь с подборками близких объектов из обзора всего неба спутником РОСАТ [84].

§ 12 Рентгеновские данные

В обзор 160d включены наблюдения спутником РОСАТ различных объектов, расположенных достаточно далеко от Галактической плоскости, $|b| > 30^\circ$, в областях с низким поглощением (толща нейтрального водорода меньше 6×10^{20} см⁻²), а также по меньшей мере в 10° от Большого и Малого Магеллановых облаков. Наблюдения мишеней на более низких галактических широтах не использовались, так как обычно в этих районах межзвездное поглощения слишком велико, и кроме того, высокая поверхностная плотность звезд осложняет оптические идентификации рентгеновских источников. Также исключались те наблюдения, мишенью которых были протяженные объекты, такие как известные ранее скопления галактики, близкие галактики, остатки вспышек сверхновых и звездные скопления. Все остальные классы

* Площадь обзора и послужила основой для его названия: 160d, от английского «160 deg²»

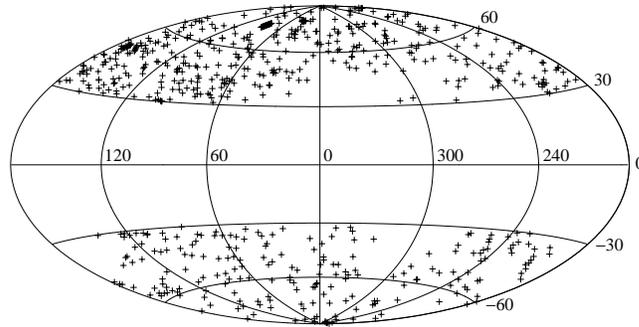


Рис. 22. Распределение в галактических координатах наблюдений спутника ROSAT, включенных в обзор 160d.

рентгеновских источников обладают малым угловым размером, и поэтому мишень наблюдения обычно занимает очень малую область в центре изображения, оставляя всю остальную часть поля зрения доступной для поиска неизвестных ранее объектов (см. рис. 18 на стр. 54).

Все индивидуальные наблюдения спутника ROSAT с экспозициями, превышающими 2000 сек, общедоступные на апрель 1996 г. и удовлетворяющие вышеперечисленным критериям, и послужили основным наблюдательным материалом для обзора 160d. Каждое наблюдение было обработано на предмет очистки от интервалов времени, в течение которых наблюдался аномально высокий фон. Также с использованием стандартного программного обеспечения вычислялась карта экспозиции в энергетическом диапазоне 0.5–2 кэВ*. Затем по возможности комбинировались неоднократные наблюдения одного и того же участка неба. Те наблюдения, в которых суммарное очищенное время экспозиции не превышало 1500 сек, отбрасывались. Окончательный набор состоит из 647 полей, распределение которых в Галактических координатах схематически показано на рис. 22.

Для поиска скоплений использовались изображения в жесткой энергетической полосе спутника ROSAT (0.6–2 кэВ), что позволяет улучшить чувствительность, так как спектр типичного скопления значительно жестче спектра фона детекторов ROSAT. Эта энергетическая полоса слегка отличается от той, которая использовалась для вычисления карты экспозиции, но это приводит лишь к очень малой (< 2%) ошибке в определении интенсивности во внутренней части поля зрения, которая и используется для поиска скоплений. Чтобы адекватно прописать функцию отклика телескопа на точечный источ-

* В системе обработки данных спутника ROSAT под картой экспозиции понимается изображение, включающее в себя как систематическое падение чувствительности зеркал на больших отклонениях от оптической оси, так и все неоднородности детектора, такие как тень от поддерживающей структуры. Карта экспозиции эквивалентна изображению плоского поля в оптической астрономии.

ник, которая вблизи оптической оси имеет ширину около $25''$, размер пиксела изображения был выбран равным $5''$.

Для каждого из использованных изображений необходимо определить карту фона. Для наших целей, которые включают в себя измерения интенсивности протяженных объектов с низкой поверхностной яркостью, нельзя пользоваться простым методом определения фона с помощью перенормировки карты экспозиции, так как существуют значительные неоднородности космического рентгеновского фона, а также периодически присутствуют систематические градиенты интенсивности, вызванные рассеянием солнечного излучения в верхней атмосфере и крыльями функции отклика телескопа на яркие источники в поле зрения. Одна лишь угловая функция корреляции космического рентгеновского фона [60, 85] предсказывает 10%-ные вариации интенсивности на масштабе $10'$. Без учета данных вариаций при измерении интенсивностей скоплений могут возникать достаточно большие ошибки, поэтому карту фона лучше определять непосредственно по изображению, что делается с помощью алгоритма вэйвлет-разложения.

К каждому из 647 изображений применялся автоматический алгоритм детектирования скоплений, описанный в предыдущей главе. У найденных протяженных источников тщательно измерялись их рентгеновские характеристики, и затем каждый из них наблюдался на оптических телескопах с целью подтверждения реальности и измерения красного смещения. Приступим к описанию процесса измерения рентгеновских характеристик источников.

§ 13 Измерение рентгеновских характеристик

У каждого из детектированных скоплений необходимо измерить его базовые рентгеновские характеристики, такие как небесные координаты, общую интенсивность, а также радиус ядра. Если не вдаваться в детали, все эти характеристики получаются автоматически из аппроксимации профиля скопления β -моделью (§ 11), а их погрешности можно установить с помощью моделирования методом Монте-Карло, для чего многократно разыгрывается пуассоновский шум вокруг наилучшей аппроксимации реального изображения. Детали измерений, однако, достаточно важны для понимания и возможности оценки надежности полученных результатов, поэтому ниже дается их подробное описание.

13.1 Точность определения положения

Положение скопления определяется как центроид β -модели, дающей наилучшую аппроксимацию данных. Наряду со статистическими ошибками измерения положения, которые полностью контролируются, существуют систематические ошибки, связанные с неточностью восстановления пространственного положения спутника ROSAT. Данные неточности вызывают системати-

ческий сдвиг между положениями рентгеновских источников и соответствующих оптических объектов, и поэтому часто их можно исправить. Для этого использовались данные оцифрованного Паломарского обзора всего неба. В ряде случаев наличие рентгеновски яркой мишени и других заметных объектов, таких как яркие звезды или галактики, позволило точно измерить необходимую коррекцию координат; точность измерения сдвига в таких случаях составляет $2''$ – $5''$, что пренебрежимо мало по сравнению со статистической ошибкой определения положения скоплений. Сама же среднеквадратичная величина измеренного сдвига составила $17''$, что прибавлялось в квадратуре к статистической ошибке в тех случаях, в которых измерить коррекцию координат оказалось невозможным из-за отсутствия ярких оптических или рентгеновских источников. В некоторых случаях, однако, удавалось найти корреляцию между положениями слабых рентгеновских и оптических источников, и таким образом измерить величину сдвига. Данные измерения рассматривались как менее надежные по сравнению с измерением коррекции координат по яркой мишени наблюдения, и им приписывалась неопределенность в $10''$. Помимо систематического сдвига, в неопределенность рентгеновских координат вносит вклад некоторое вращение детектора вокруг оптической оси. Данная неопределенность составляет $< 5''$ [86], поэтому она не корректировалась, а просто к ошибкам на сдвиг в квадратуре прибавлялась $5''$ -ая ошибка. Окончательная неопределенность положения, которая учитывается в процессе оптической идентификации рентгеновских источников, представляет собой сумму в квадратуре всех систематических и статистических неопределенностей.

13.2 Радиус скоплений

Традиционно рентгеновские радиусы скоплений характеризуются с помощью радиуса ядра — параметра r_c у β -модели $I(r) \sim (1+r^2/r_c^2)^{-3\beta+0.5}$, описывающей профиль яркости типичного скопления. Из-за малого числа фотонов у большинства обнаруженных скоплений невозможно измерить β -параметр непосредственно из данных, и поэтому измерение r_c проводилось для фиксированного значения $\beta = 0.67$; эта величина в дальнейшем называется *эффективным радиусом скопления*, r_e . Эффективный радиус можно также определить как тот радиус, на котором поверхностная яркость составляет $2^{-3/2}$ от максимальной, и следовательно он является имеющей четкий смысл комбинацией параметров r_c и β ; именно значение r_e , а не r_c и β по отдельности определяет то, насколько легко можно установить протяженность излучения данного скопления.

Рассмотрим теперь, насколько измерение радиуса чувствительно к радиационному охлаждению газа в центрах некоторых скоплений, что приводит к повышенной поверхностной яркости (см. обзор [87]). Профиль поверхностной яркости подобных скоплений, вообще говоря, не описывается β -моделью. Однако, в далеких скоплениях функция отклика телескопа полностью замыкает центральный пик яркости, и поэтому β -модель продолжает описывать дан-

ные, но просто уменьшается значение r_e . Насколько серьезен этот эффект? Ответ на этот вопрос можно получить, «поместив» типичное скопление с холодным центром на большое красное смещение. Этот эксперимент был проделан с использованием изображения близкого скопления A2199, у которого наблюдается довольно высокий темп охлаждения газа на уровне $200 M_\odot$ в год [88]*. Аппроксимация наблюдаемого профиля яркости β -моделью в полном диапазоне радиусов дает значения $\beta = 0.57$, $r_c = 69$ кпк. При исключении внутренних 200 кпк, которые подвержены влиянию радиационного охлаждения, параметры аппроксимации становятся равными $\beta = 0.64$, $r_c = 137$ кпк, что соответствует эффективному радиусу 142 кпк. Если поместить A2199 на красное смещение $z = 0.4$, на котором размер (FWHM) функции отклика телескопа соответствует ~ 200 кпк, и применить к полученному профилю аппроксимацию β -моделью с учетом функции отклика, получаются значения $\beta = 0.61$, $r_c = 95$ кпк. При фиксировании β -параметра на 0.67, значение эффективного радиуса составляет $r_c = 110$ кпк, т. е. лишь на 22% меньше, чем действительное значение, полученное с исключением центральной области.

13.3 Рентгеновский поток

Поверхностная яркость большинства обнаруженных скоплений значительно превышает фоновую лишь в достаточно ограниченной области вблизи центра, и поэтому прямое измерение полного рентгеновского потока в широкой апертуре практически невозможно. Поэтому обычно поток измеряют внутри некоторого достаточно малого радиуса и затем экстраполируют до бесконечности, используя какую-либо реалистичную модель профиля яркости [72, 75, 90]. Следуя этому подходу, рентгеновские интенсивности скоплений в обзоре 160d было решено определять из нормировки β -модели, дающей наилучшую аппроксимацию данных. Конечно, серьезной проблемой в таком случае становится необходимость экстраполяции профиля за пределы области, непосредственно покрытой данными, что потенциально является источником значительных ошибок. Рассмотрим, например, поток от скопления, измеренный в пределах $2.5 r_c$, который экстраполируется на бесконечность при различных значениях параметра β . Данный внутренний радиус содержит 49% полной светимости при $\beta = 0.6$, 64% при $\beta = 0.67$ и 70% при $\beta = 0.7$. Следовательно, считая β равным 0.67, можно недооценить светимость скопления на $\sim 30\%$ если значение этого параметра на самом деле составляет $\beta = 0.6$, что является медианным значением в подборке близких скоплений из работы [78]. Любое систематическое изменение β с красным смещением или средней светимостью скопления может вызвать заметные искажения измеренных светимостей.

Заранее предугадать, какими будут искажения измерения интенсивности в условиях применения нашей процедуры детектирования скоплений, невоз-

* Хотя высокие темпы охлаждения не подтверждаются недавними наблюдениями спутником *XMM* [89], для нас важна не физическая природа явления, а лишь избыток поверхностной яркости в центре по отношению к β -модели.

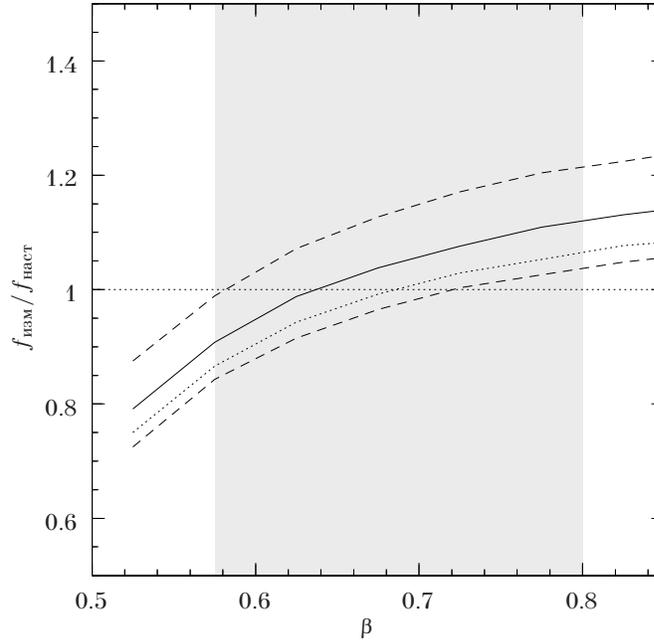


Рис. 23. Отношение измеренной и настоящей светимости в обзоре 160d в зависимости от β -параметра. Верхняя штриховая линия соответствует измерениям, подразумевающим фиксированную $\beta = 0.6$; нижняя штриховая линия соответствует $\beta = 0.7$, а пунктирная — 0.67. Сплошная линия соответствует оценке потока $(f_{0.6} + f_{0.7})/2$, используемой в обзоре 160d. Серым цветом показан диапазон наблюдаемых значений β в близких скоплениях.

можно. Метод максимального правдоподобия автоматически выравнивает интенсивность модели и данных в пределах области аппроксимации, но размер этой области заранее не определен, а зависит от вэйлет-разложения анализируемого изображения (стр. 64). Поэтому единственным практичным способом исследовать искажения измеренной интенсивности скоплений является реалистическое моделирование методом Монте-Карло (см. § 16). Моделированные изображения, содержащие скопления с известными параметрами, обрабатывались той же программой детектирования, что и реальные данные; на стадии аппроксимации методом максимального правдоподобия (§ 11) использовались три значения параметра β : 0.6, 0.67 и 0.7. На рис. 23 представлены средние отношения измеренного и настоящего потока в зависимости от параметра β моделированных скоплений. Видно, что каждая из оценок приводит к заметным искажениям потока, достигающим 15–20% на краю интервала значений β , наблюдаемых в близких скоплениях [78]. С нашей точки зрения наилучшей оценкой являлась бы та, которая давала бы минимальное искажение в пределах данного диапазона. Оценка $f = (f_{0.6} + f_{0.7})/2$, где $f_{0.6}$ и $f_{0.7}$ — интенсивности, измеренные в предположениях $\beta = 0.6$ и 0.7, близка к тре-

Табл. 3. Сравнение измеренных интенсивностей

Скопление	160d	WARPS	EMSS	Никола	Отношение*		
	0.5–2 кэВ	кэВ	0.3–3.5 кэВ	кэВ	EMSS	Никола	WARPS
MS 1201.5+2824.....	102.6	95.6	169.4	174.7	1.03	1.00	1.07
MS 1208.7+3928.....	26.6	29.3	41.1	42.7	1.12	1.08	0.91
MS 1308.8+3244.....	46.7	50.7	69.3	74.9	1.16	1.07	0.92
MS 2255.7+2039.....	50.5	51.9	57.6	73.9	1.53	1.19	0.97
В среднем.....					1.21	1.09	0.97

* Отношение потоков, измеренных в обзоре 160d и в обзорах EMSS, WARPS и работе Никола и др. [90]. При вычислении отношения интенсивности в диапазоне 0.3–3.5 кэВ переводились в диапазон 0.5–2 кэВ, используя переводные коэффициенты из работы [76]

буемой (сплошная линия на рис. 23). Искажения не превышают $\pm 10\%$ во всем диапазоне значений параметра β . Эта оценка и используется для измерения потока скоплений в обзоре 160d; чтобы отразить возможность искажений измеренных интенсивностей, к статистическим ошибкам на интенсивность в квадратуре добавляется 10%-ная систематическая ошибка.

Интересно провести независимую проверку правильности измерения интенсивностей. Это сделать непросто, так как часто наблюдения спутником ROSAT являются единственными доступными данными для обнаруженных скоплений. Одним из возможных подходов является сравнение измерений, независимо выполненных разными группами, хотя и использующими одни и те же данные. Каталог 160d включает в себя 4 скопления из обзора средней чувствительности спутника «Эйнштейн» (EMSS, [72]), которые были также найдены в обзоре WARPS и независимо исследованы в работе Никола и др. [90]. В табл. 3 приведены измеренные интенсивности для этих скоплений. В целом, различные измерения по данным спутника ROSAT, особенно обзоры 160d и WARPS, согласуются в пределах 10%. Однако, измерения в обзоре EMSS и в меньшей степени в работе Никола и др. систематически ниже наших и обзора WARPS. Отметим, что все измерения, основанные на наблюдениях ROSAT, используют одни и те же данные, поэтому разницу нельзя объяснить статистическими флуктуациями. В работе Джонса и др. (группа WARPS, [76]) проводилось похожее сравнение с использованием большего числа скоплений, и также была подмечена систематическая разница между результатами WARPS с одной стороны и EMSS и Никола и др. — с другой. Конечно, разница возникает из-за различных методик измерения потока. В первом приближении, все группы измеряют интенсивности внутри небольшой апертуры и затем экстраполируют их до больших радиусов, используя β -модель. Однако, в обзоре EMSS и в работе Никола и др. использовались фиксированные параметры $\beta = 0.67$ и $r_c = 250$ кпк, в то время как в обзоре WARPS значение r_c оценивается для каждого скопления индивидуально, как и в обзоре 160d. Этим скорее всего и объясняется систематическое различие потоков. Вариации значения

Табл. 4. Сравнение потоков в обзоре 160d и по данным спутника «Чандра»

Скопление	160d	«Чандра»	Отношение
CL 0030+2618	$(2.43 \pm 0.30) \times 10^{-13}$	2.51×10^{-13}	0.97
CL 1120+2326	$(2.13 \pm 0.50) \times 10^{-13}$	1.88×10^{-13}	1.13
CL 1221+4918	$(2.06 \pm 0.46) \times 10^{-13}$	2.25×10^{-13}	0.92
CL 1416+4446	$(4.04 \pm 0.52) \times 10^{-13}$	4.51×10^{-13}	0.90
CL 1524+0957	$(3.04 \pm 0.41) \times 10^{-13}$	2.81×10^{-13}	1.08
CL 1701+6421	$(3.86 \pm 0.42) \times 10^{-13}$	4.14×10^{-13}	0.93
В среднем			0.988 ± 0.059

параметра β от скопления к скоплению, вероятно, вызывают несистематические различия в измерении потока на уровне $\sim 10\%$. Джонс и др. также провели сравнение своих значений с интенсивностями, измеренными напрямую в апертуре большого радиуса (4 Мпк). Было установлено, что значения интенсивностей, даваемые алгоритмом, применяемым обзором WARPS, превосходят прямые измерения на 10%, причем около 60% этой разницы объяснимо экстраполяцией профиля яркости скопления за пределы 4 Мпк. Так как наши измерения в среднем на $\sim 3\%$ ниже, чем значения из обзора WARPS, простая арифметика показывает, что измерения потоков в обзоре 160d практически правильны.

Конечно, было бы желательно подтвердить правильность измерения интенсивностей в обзоре 160d по полностью независимым данным. К счастью, такая возможность, которая отсутствовала на момент публикации каталога в 1998 г., в настоящее время предоставляется наблюдениями обсерваторией «Чандра» ряда скоплений из нашего обзора. В табл. 4 приведены сводные результаты, которые показывают замечательное согласие, позволяющее сделать вывод, что измерения интенсивностей скоплений в обзоре 160d близки к истинным значениям с точностью лучшей, чем несколько процентов.

§ 14 Оптические наблюдения

После завершения анализа рентгеновских данных была проведена программа оптических наблюдений всех обнаруженных протяженных рентгеновских источников. Эти наблюдения преследовали в основном две цели: а) подтвердить реальность детектирования в рентгене, и б) измерить красное смещение для каждого скопления. В настоящее время программа оптических наблюдений полностью завершена. Ниже дано ее подробное описание с уделением особого внимания нашему подходу к подтверждению реальности скоплений на основе оптических данных.

На момент публикации рентгеновского каталога в 1998 г. прямые спектроскопические измерения красного смещения не были доступны для всех скоплений, и поэтому в нашей работе [45] был разработан простой, но достаточно

точный метод фотометрической оценки z . Хотя фотометрические оценки z больше и не нужны для каталога 160d, они все равно имеют практическую ценность для будущих поисков далеких скоплений, и поэтому ниже приведено описание соответствующей методики.

14.1 Оптическая идентификация рентгеновских источников

В принципе, из-за общих проблем, присущих поиску скоплений в оптическом диапазоне (см. введение к гл. 4) от проведения оптической идентификации лучше всего было бы полностью отказаться. К обычным ошибкам из разряда пропуска оптически бедных скоплений специфика идентификации рентгеновских источников добавляет проблемы, связанные с присутствием АЯГ в бедных группах. Ошибки, связанные с АЯГ могут быть разного рода. С одной стороны, АЯГ часто встречаются в ничем не примечательных галактиках, и поэтому их присутствие вполне можно не заметить и ошибочно связать мощное рентгеновское излучение с межгалактическим газом группы. С другой стороны, часто встречаются галактики, проявляющие заметные признаки активности в оптическом диапазоне, но обладающие низкой рентгеновской светимостью. В таких случаях, заметив подобную галактику, исследователь может ошибочно решить, что именно она, а не межгалактическая среда, ответственна за рентгеновское излучение.

Из-за наличия вышеперечисленных проблем стоит с подозрением относиться к любому каталогу скоплений, при составлении которого слишком сильно полагаются на оптические наблюдения, даже если первичное детектирование объектов проведено в рентгеновском диапазоне. К счастью, алгоритмы анализа рентгеновских данных, использованные в обзоре 160d настолько эффективны и надежны, что роль оптических наблюдений сведена до минимума: они лишь подтверждают реальность существования скоплений, а не используются для отсеивания многочисленных ложных источников.

Обычно при оптической идентификации рентгеновски выбранных скоплений ищется концентрация галактик как в проекции на небо, так и в пространстве лучевых скоростей, что требует большого вложения наблюдательного времени на крупных телескопах. В нашем случае обнаружение статистически значимого протяженного рентгеновского излучения уже является убедительным свидетельством в пользу реальности скопления, и поэтому критерии подтверждения существования скоплений можно ослабить. А именно, для подтверждения реальности скопления требовалось либо наличие значимой концентрации галактик в небесной плоскости вблизи рентгеновского положения, либо наличие эллиптической галактики в пике рентгеновского излучения. Второй критерий нужен для идентификации бедных скоплений и групп, которые не дают значимой концентрации объектов в проекции на небо. Также он позволяет не пропускать такие интересные объекты, как остатки групп, в которых все яркие галактики слились и сформировали одну гигантскую эллиптическую [69]. Существование статистически значимого протяженного рентгенов-

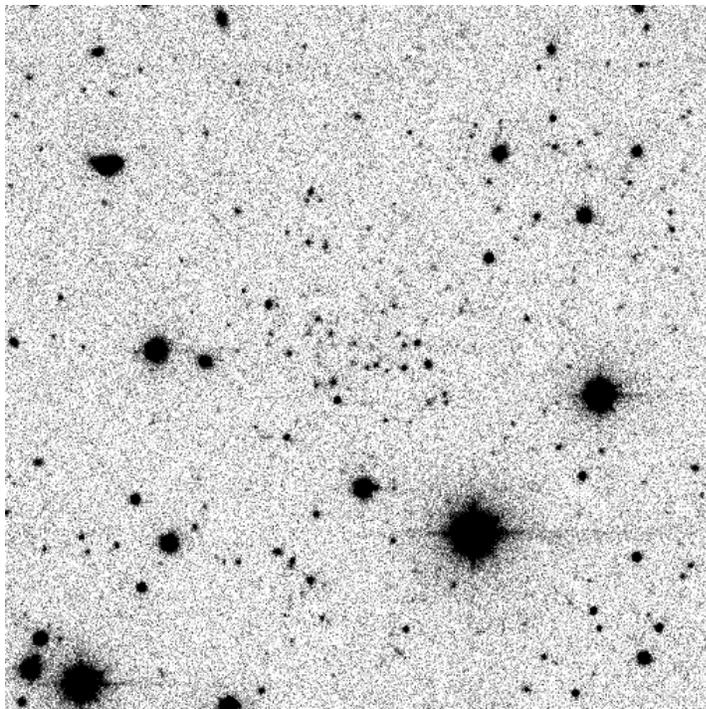


Рис. 24. Снимок скопления на $z = 0.7$ в фильтре R, полученный с экспозицией 5 мин. на 1.2-метровом телескопе в FLWO. Несмотря на малость телескопа и очень короткую экспозицию, в центре снимка отчетливо видна концентрация слабых галактик, совпадающая с пиком рентгеновского излучения.

ского излучения делает идентификацию скопления по одной эллиптической галактике достаточно надежным.

Фотометрические наблюдения, необходимые для оптической идентификации, проводились на 1.2-метровом телескопе в FLWO, Датском 1.54-метровом телескопе, а также на 1-метровом телескопе в Лас Кампанас. Для всех скоплений были получены изображения на ПЗС-матрицах в фильтре R при фотометрических условиях, а для некоторых объектов удалось также сделать снимки в фильтрах I, V и B. Основная часть фотометрических наблюдений была выполнена автором диссертации (1.2 м), Х. Квинтаной (1 м) и А. Хорнstrupом (1.54 м). Для довольно близких скоплений еще до завершения программы наблюдений на ПЗС матрицах использовались оцифрованные данные фотографических снимков второго Паломарского обзора (DSS-II). Чувствительность данных DSS-II позволяет идентифицировать скопления на красных смещениях $z \leq 0.45$, а типичная чувствительность ПЗС-снимков дает возможность уверенно работать до $z = 0.7 - 0.9$ (см. рис. 24). Если скопление не удавалось

Табл. 5. Суммарная информация об оптических идентификациях

<i>Полный каталог</i>	
Всего объектов	223
Подтверждено скоплений	204
Ложные рентгеновские источники	18
Нет данных	1
<i>Идентификации по базе данных NED</i>	
Ранее известные скопления	37
из них с измеренными красными смещениями	29
АЯГ	1
<i>Рентгеновский поток $> 1.4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$</i>	
Всего объектов	114
Подтверждено скоплений	111
Ложные рентгеновские источники	2
Нет данных	1

идентифицировать и при длинных экспозициях на ПЗС-матрицах, такой объект рассматривался как ложный рентгеновский источник, хотя в принципе он мог бы быть и очень далеким скоплением, у которого излучение галактик уже сдвинуто в инфракрасный диапазон. Достоверно известен лишь один подобный случай — объект CL0848+4452 в нашей работе [45] был классифицирован как ложный источник, но последующие инфракрасные наблюдения показали, что это он является скоплением на $z = 1.261$ [91]. Ложные источники сохранены в каталоге в целях статистической полноты.

В дополнение к собственным наблюдениям, также было проверено наличие данных об обнаруженных объектах в базе данных НАСА о внегалактических источниках (NED). Ряд наших объектов оказался известными ранее скоплениями галактик. Для некоторых из них мы тем не менее провели фотометрические наблюдения, а также измерили красные смещения, если они были ранее не известны. Пятнадцать источников были идентифицированы как очень близкие галактики из каталога NGC; так как их вряд ли можно назвать скоплениями или отнести к ложным источникам, они были удалены из каталога. Один объект, являющийся АЯГ по данным NED и обладающий достаточно странной рентгеновской морфологией, был классифицирован как ложный источник и оставлен в каталоге для статистической полноты.

Суммарная информация о результатах оптической идентификации приведена в табл. 5. В целом 92% обнаруженных рентгеновских источников удалось отождествить со скоплениями, и лишь 8%, вероятно, скоплениями не являются. Один объект остался неидентифицированным из-за того, что его оптические снимки полностью засвечены расположенной недалеко звездой Арктур. В области высоких рентгеновских потоков доля подтвержденных источников значительно выше. Так, для $f > 1.4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, равного медианному

потоку каталога, не удалось идентифицировать лишь 2 из 114 объектов. Такая высокая доля успеха идентификации говорит о непревзойденной эффективности алгоритма поиска скоплений в обзоре 160d.

14.2 Спектроскопические измерения красных смещений и их фотометрические оценки

Для всех подтвержденных скоплений, у которых были ранее неизвестны красные смещения (всего 175 объектов), были получены спектры на телескопах Кеэк-II, ММТ, ESO 3.6 м, 2.2-метровом телескопе Гавайского университета, а также на Датском 1.54-метровом телескопе. В большинстве случаев применялась однощелевая спектроскопия 2–3 галактик в центре скопления, обязательно включая ярчайшую. При наблюдениях 27 скоплений на телескопе ESO 3.6 м использовалась многощелевая камера, дающая возможность одновременного измерения спектров у 10–15 галактик. Тяжесть работы по осуществлению этого длительного проекта, потребовавшего почти 3-х лет наблюдений, была разделена примерно поровну между К. Маллисом (наблюдения и анализ данных телескопов Кеэк-II и 2.2 м), автором диссертации (наблюдения и анализ данных ММТ, наблюдения на 2.2 м, анализ данных на ESO 3.6 м), Х. Квинтаной (наблюдения на ESO 3.6 м) и Б. Макнамарой (наблюдения на ММТ).

На момент первой публикации каталога 160d в 1998 г. программа спектроскопических наблюдений была далеко не закончена, и поэтому для многих скоплений была применена фотометрическая оценка красного смещения по видимой звездной величине ярчайшей галактики. Возможность подобных оценок имеет высокую практическую ценность для будущих поисков далеких скоплений, поэтому стоит привести описание соответствующей методики.

Итак, для оценки z использовалась звездная величина ярчайшей галактики скопления. Ярчайшая галактика выбиралась как самый яркий незвздообразный объект либо внутри круга, соответствующего неопределенности рентгеновского положения, либо в центре концентрации галактик; в большинстве случаев данные критерии выполнялись одновременно. По возможности для устранения объектов переднего фона использовались снимки в синих фильтрах (B или V) — объекты, обладающие более голубым цветом, чем большинство галактик скопления, в качестве ярчайшей галактики не рассматривались. Несмотря на то, что процедура выбора ярчайшей галактики была достаточно субъективной, малый разброс в корреляции видимой величины выбранных объектов и их красного смещения показывает, что это удалось сделать качественно. Известно, что у близких скоплений разброс абсолютной величины центральных галактик достаточно мал $\sigma_M \approx 0.2$ [92], что соответствует $\approx 10\%$ неопределенности в оценке расстояния. Наши результаты, представленные ниже, говорят о том, что разброс остается малым и на больших z , и поэтому в принципе достижима довольно высокая точность в оценке расстояния с использованием лишь ПЗС-фотометрии в одном фильтре и даже фотографиче-

ских пластин второго Паломарского обзора.

Фотометрические измерения звездной величины галактик на ПЗС матрицах проводились в фильтре R. Звездные величины измерялись внутри фиксированной угловой апертуры радиусом $4''$. Такой радиус апертуры был выбран затем, чтобы сделать процесс измерения по возможности малочувствительным к недостаточному угловому разрешению, которое в некоторых случаях не превосходило $\sim 2''$, и чтобы внутри данного радиуса содержалось около 50% полной светимости галактик на больших z . Фиксированная угловая апертура соответствует растущей с красным смещением метрической апертуре, которая составляет 10 кпк на $z = 0.1$ и 29 кпк на $z = 0.5$. Рост метрической апертуры является монотонной функцией z , одинаковой для всех скоплений, поэтому он не должен помешать оценке красных смещений при условии включения его влияния в калибровку соотношения $m-z$. K -коррекция звездных величин ярчайших галактик не применялась, так как она также является монотонной функцией z . Измеренные звездные величины корректировались на межзвездное поглощение в Галактике по данным из работы [93].

Известно, что существует некоторая корреляция между абсолютной звездной величиной ярчайшей галактики скопления и его рентгеновской светимостью [94], которая ответственна за некоторую часть разброса в соотношении $m-z$. Используя данные из нашего обзора, было установлено, что систематическое изменение звездной величины ярчайшей галактики примерно следует зависимости $\Delta m = -0.5 \log L_x$, что находится в хорошем согласии с результатами работы [94] для близких скоплений. Далее везде к измеренным звездным величинам прикладывается соответствующая коррекция,

$$m' = m + 0.5 \log(L_x/10^{44} \text{ эрг с}^{-1}), \quad (5.1)$$

которая позволяет несколько уменьшить разброс в зависимости $m-z$.

Полученная зависимость $m-z$, скорректированная на корреляцию звездной величины ярчайшей галактики и рентгеновской светимости, показана на рис. 25. Измеренная зависимость хорошо аппроксимируется космологической формулой изменения видимой звездной величины:

$$m' = m_0 + 5 \log z - 1.086 (q' - 1)z \quad (5.2)$$

с параметрами $m_0 = 20.45^m$ и $q' = -0.121$ (по очевидным причинам, величина q' в этом уравнении не имеет прямого отношения к космологическому параметру ускорения). С помощью данной аппроксимации, показанной пунктирными линиями на рис. 25, фотометрическая оценка красного смещения может быть получена по следующей итеративной процедуре. С использованием сырой, некорректированной на светимость, звездной величины находится первое приближение к z ; используя эту оценку, вычисляется рентгеновская светимость скопления, проводится коррекция звездной величины по ур. (5.1), после чего процесс повторяется по кругу до тех пор, пока не достигается сходимость оценки z . Проверка фотометрической оценки красного смещения по

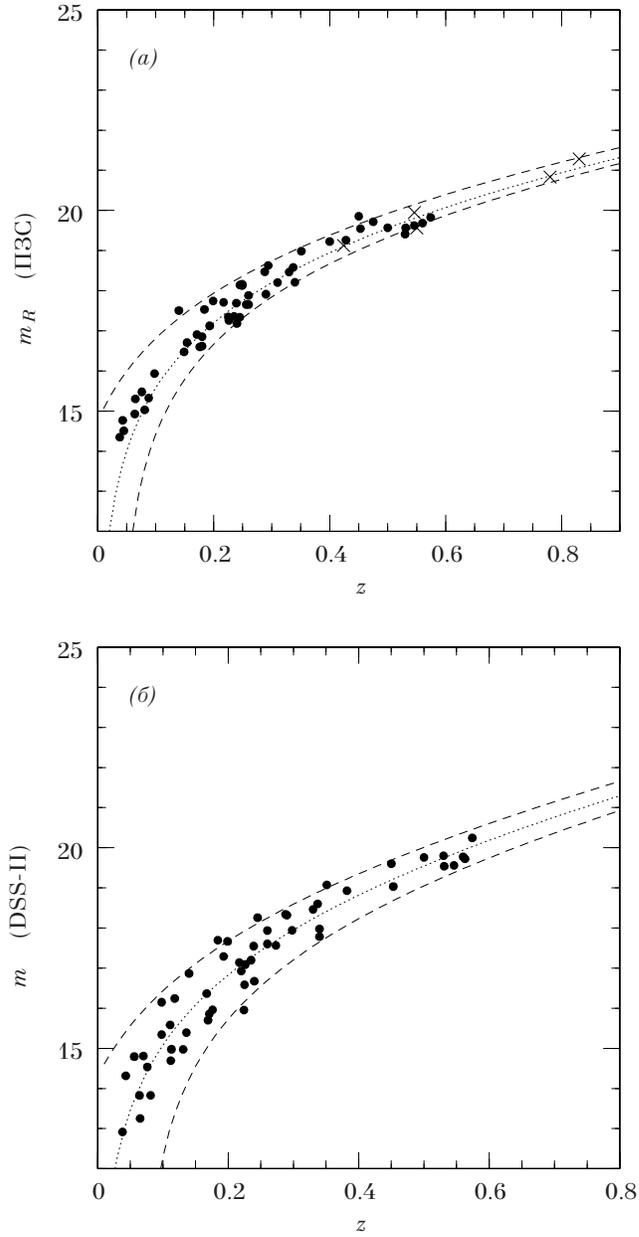


Рис. 25. (а) Видимая звездная величина ярчайшей галактики скопления, скорректированная на его рентгеновскую светимость, в зависимости от красного смещения. Пунктирная линия показывает аналитическую аппроксимацию к наблюдаемой зависимости, а штриховые — погрешность оценки z . Крестиками показаны данные для пяти скоплений на $z > 0.4$ из обзора EMSS; эти скопления не использовались для получения аппроксимации. (б) То же, что (а), но для звездных величин, измеренных по DSS-II.

скоплениям с известными z показывает, что ее неопределенность составляет $\Delta z = {}^{+0.04}_{-0.07}$. Полученные результаты полностью удовлетворительны — в значительно более точную оценку, скажем, на уровне $\Delta z = 0.01 - 0.02$, все равно было бы трудно поверить.

Для проверки возможности применения вышеописанной методики оценки z к независимым рентгеновским каталогам скоплений были проведены наблюдения пяти объектов из обзора EMSS: 0302+1658, 0451.6–0305, 0015.9+1609, 1137.5+6625 и 1054.5–0321. Измерения для данных скоплений, показанные крестиками на рис. 25, на удивление хорошо следуют зависимости (5.2).

Интересно также изучить возможность получения фотометрических оценок красного смещения по данным оцифрованных пластин второго Паломарского обзора всего неба (DSS-II), что в принципе может позволить в будущем отсеивать близкие скопления без проведения даже фотометрических наблюдений на ПЗС-матрицах. Для измерения звездных величин галактик по фотографическим снимкам требуется знание кривой почернения. К сожалению, необходимые данные недоступны обычным пользователям DSS-II, и поэтому соответствующую калибровку пришлось провести самим, используя данные наших наблюдений на ПЗС-матрицах. В случае DSS-II звездные величины измерялись внутри угловой апертуры $5''$, и к ним, как и в случае с наблюдениями на ПЗС-матрицах, не применялась K -коррекция, но прикладывалась коррекция на межзвездное поглощение в Галактике. Полученная зависимость видимой звездной величины ярчайшей галактики от красного смещения скопления, скорректированная на рентгеновскую светимость, показана на правой панели рис. 25. Соотношение $m - z$ в данном случае продолжает описываться зависимостью вида (5.2) с параметрами $m_0 = 19.84$, $q' = -1.23$, но, как и ожидалось, наблюдаемый разброс несколько выше, что соответствует неопределенности оценки красного смещения на уровне $\Delta z \approx \pm 0.07$.

§ 15 Каталог скоплений

Каталог скоплений, обнаруженных в обзоре 160d, представлен в таблице 6. Рентгеновские координаты (эпоха J2000.0) даны в колонках 1 и 2. В колонках 3 и 4 содержатся скорректированные на поглощение в Галактике рентгеновские интенсивности в полосе 0.5–2 кэВ (система отсчета наблюдателя) в единицах 10^{-14} эрг с^{-1} см^{-2} , а также погрешности их измерения. Угловой эффективный радиус и ошибка его измерения приведены в колонках 5 и 6. Колонка 7 содержит красное смещение. Для двух скоплений красное смещение осталось неизмеренным из-за того, что они имеют большой угловой размер и поэтому трудно установить принадлежность тех или иных галактик к скоплению; эти объекты помечены символом «U» в колонке примечаний. В колонке 9 приведена рентгеновская светимость в полосе 0.5–2 кэВ (система отсчета источника) в единицах 10^{44} эрг с^{-1} . Колонка 10 используется для примечаний; вероятные ложные рентгеновские источники помечены символами «F» или «f?».

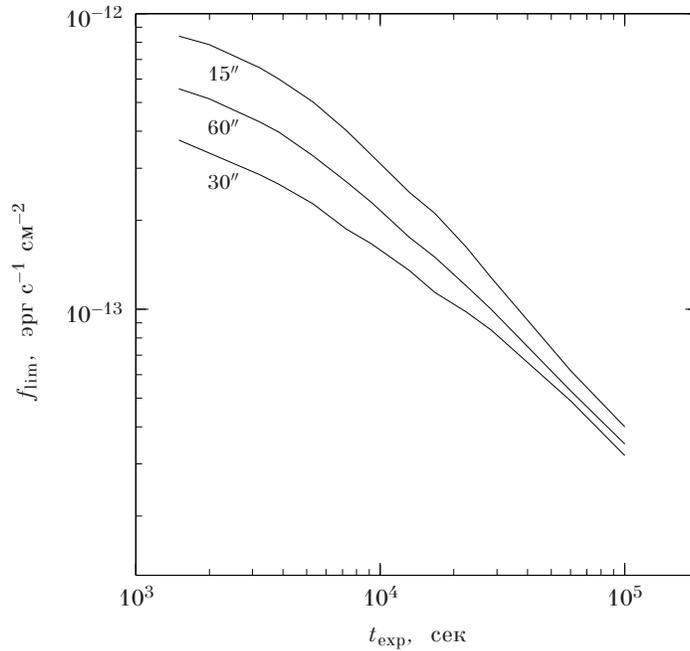


Рис. 26. Номограмма приближенной оценки предельного потока, соответствующего 90%-й вероятности детектирования скопления в кольце $2' - 17.5'$ от оптической оси в зависимости от времени экспозиции. Предельные потоки даны для скоплений с эффективным радиусом $r_e = 15''$, $30''$ и $60''$. Наилучшая чувствительность достигается для скоплений с $r_e \approx 30''$.

Табл. 7 содержит список координат центра поля зрения и времени экспозиции (в тыс. сек.) для 647 наблюдений спутника РОСАТ, использованных при составлении каталога. Для быстрой приблизительной оценки чувствительности детектирования скоплений в каждом поле можно воспользоваться номограммой на рис. 26.

Табл. 6. Каталог скоплений

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [erg]	δF_x	r_e (")	δr_e (")	z	L_x 10^{44} [erg]	Прим.
1	00	30	33.2	+26	18	19	24.3	3.0	31	3	0.500	2.63	
2	00	41	10.3	-23	39	33	9.8	2.4	25	12	0.112	0.06	
3	00	50	59.2	-09	29	12	36.6	4.9	45	4	0.199	0.65	
4	00	54	02.8	-28	23	58	10.8	1.5	37	6	0.292	0.42	
5	00	56	55.8	-22	13	53	25.9	5.2	61	12	0.116	0.16	
6	00	56	56.1	-27	40	12	6.9	0.8	14	2	0.563	1.01	1
7	00	57	24.2	-26	16	45	186.1	21.3	82	6	0.113	1.03	2
8	01	10	18.0	+19	38	23	7.8	1.6	35	8	0.317	0.37	
9	01	11	36.6	-38	11	12	8.9	1.7	18	3	0.122	0.06	
10	01	22	35.9	-28	32	03	26.9	6.3	37	16	0.256	0.78	3
11	01	24	35.1	+04	00	49	7.5	2.2	31	14	0.316	0.35	
12	01	27	27.8	-43	26	13	5.7	1.9	34	13	—	—	F
13	01	28	36.9	-43	24	57	7.5	1.3	10	3	0.288	0.29	
14	01	32	54.7	-42	59	52	32.3	8.1	75	25	0.088	0.11	4
15	01	36	24.2	-18	11	59	4.8	1.0	21	8	0.251	0.14	
16	01	39	39.5	+01	19	27	10.9	2.0	37	8	0.255	0.32	
17	01	39	54.3	+18	10	00	27.3	3.8	33	5	0.176	0.38	5
18	01	42	50.6	+20	25	16	26.1	4.5	29	6	0.271	0.86	
19	01	44	29.1	+02	12	37	10.1	2.3	32	11	0.166	0.13	
20	01	54	14.8	-59	37	48	14.5	3.2	22	7	0.360	0.85	
21	01	59	18.2	+00	30	12	32.7	4.1	13	2	0.386	2.12	
22	02	06	23.4	+15	11	16	13.0	2.5	53	10	0.248	0.37	
23	02	06	49.5	-13	09	04	26.0	4.4	28	8	0.321	1.19	
24	02	10	13.8	-39	32	51	4.6	1.1	22	10	0.168	0.06	
25	02	10	25.6	-39	29	47	6.4	1.3	28	9	0.165	0.08	
26	02	28	13.2	-10	05	40	24.4	3.9	35	6	0.149	0.25	
27	02	36	05.2	-52	25	03	5.8	1.2	16	4	—	—	F
28	02	37	59.2	-52	24	40	64.4	8.2	49	8	0.134	0.51	6
29	02	39	52.6	-23	20	35	8.4	1.8	51	14	0.450	0.78	
30	02	58	46.1	+00	12	44	10.8	2.9	28	7	0.259	0.33	
31	02	59	33.9	+00	13	47	32.4	5.2	42	11	0.194	0.55	
32	03	22	20.1	-49	18	40	40.3	7.2	69	11	0.067	0.08	7
33	03	37	44.9	-25	22	39	3.7	0.7	7	2	0.585	0.61	
34	03	41	57.1	-45	00	11	1.7	0.4	27	9	0.408	0.14	
35	03	51	37.8	-36	49	50	8.8	2.2	31	17	0.372	0.56	
36	04	28	43.0	-38	05	54	20.8	5.0	54	13	0.154	0.22	8
37	04	34	15.7	-08	31	17	7.2	2.2	25	14	0.240	0.19	
38	05	05	57.8	-28	25	47	14.2	1.9	25	4	0.131	0.11	
39	05	06	03.7	-28	40	44	19.5	3.4	84	20	0.136	0.16	
40	05	21	10.7	-25	30	44	17.6	4.0	37	13	0.581	2.59	
41	05	22	14.2	-36	25	04	18.4	3.8	16	5	0.472	1.81	
42	05	28	40.3	-32	51	38	19.9	2.5	26	3	0.273	0.67	
43	05	29	38.4	-58	48	10	5.6	1.0	10	3	0.466	0.57	

Табл. 6—продолжение

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [срг]	δF_x	r_e ($''$)	δr_e ($''$)	z	L_x 10^{44} [срг]	Прим.
44	05	32	43.7	-46	14	11	41.1	4.3	12	1	0.135	0.33	
45	05	33	53.2	-57	46	52	22.2	6.1	81	28	0.297	0.88	
46	05	33	55.9	-58	09	16	9.0	2.8	53	20	0.198	0.16	
47	08	10	23.9	+42	16	24	238.6	27.2	59	5	0.064	0.43	
48	08	18	57.8	+56	54	34	10.1	2.5	29	9	0.260	0.31	
49	08	19	22.6	+70	54	48	10.1	1.8	24	6	0.226	0.24	
50	08	19	54.4	+56	34	35	30.8	5.0	16	5	0.260	0.92	
51	08	20	26.4	+56	45	22	22.9	4.2	39	14	0.043	0.02	
52	08	26	06.4	+26	25	47	10.9	2.6	59	19	0.351	0.62	
53	08	26	29.7	+31	25	15	11.1	4.7	47	22	0.209	0.22	
54	08	31	16.0	+49	05	06	12.3	4.0	30	15	—	—	F
55	08	34	27.4	+19	33	24	8.3	1.7	31	7	—	—	F
56	08	41	07.4	+64	22	43	29.1	3.2	35	3	0.343	1.52	
57	08	41	43.4	+70	46	53	8.9	2.1	31	12	0.235	0.23	
58	08	42	52.8	+50	23	16	6.3	1.7	23	10	0.423	0.53	
59	08	47	11.3	+34	49	16	12.2	3.0	28	9	0.560	1.70	
60	08	48	47.6	+44	56	21	3.3	0.6	14	4	0.574	0.53	
61	08	48	56.3	+44	52	16	2.7	0.6	23	6	1.261	2.02	[91]
62	08	49	11.1	+37	31	25	14.7	3.0	36	10	0.240	0.39	
63	08	52	33.6	+16	18	08	37.1	6.2	33	10	0.098	0.16	
64	08	53	14.1	+57	59	39	19.8	5.8	35	14	0.475	1.97	
65	08	57	45.7	+27	47	32	6.8	1.6	42	11	...	—	F?
66	08	58	25.0	+13	57	16	6.4	1.0	14	5	0.488	0.71	
67	09	07	17.9	+33	30	09	4.4	0.8	24	5	0.483	0.49	
68	09	07	20.4	+16	39	09	148.5	17.6	55	5	0.076	0.38	9
69	09	10	39.7	+42	48	41	8.3	2.0	76	23	U
70	09	21	13.4	+45	28	50	23.9	4.7	26	5	0.315	1.05	
71	09	26	36.6	+12	42	56	16.7	2.1	16	3	0.489	1.77	
72	09	26	45.6	+12	34	07	11.7	3.5	60	22	—	—	F
73	09	43	32.2	+16	40	02	23.1	3.7	36	5	0.256	0.68	
74	09	43	44.7	+16	44	20	21.2	4.1	69	13	0.180	0.31	
75	09	47	45.8	+07	41	18	13.5	3.7	32	10	0.625	2.32	
76	09	51	47.0	-01	28	33	7.1	1.9	25	11	0.567	1.05	
77	09	52	08.7	-01	48	18	9.3	2.5	39	14	—	—	F
78	09	53	31.2	+47	58	57	13.0	5.2	41	20	—	—	F, 10
79	09	56	03.4	+41	07	14	15.6	3.3	13	6	0.587	2.35	
80	09	57	53.2	+65	34	30	9.4	1.7	19	5	0.530	1.20	
81	09	58	13.5	+55	16	01	48.2	7.1	67	14	0.214	0.98	11
82	09	59	27.7	+46	33	57	10.5	5.2	37	23	—	—	F
83	10	02	40.4	-08	08	46	8.6	2.1	29	7	0.520	1.07	
84	10	10	14.7	+54	30	18	21.0	2.9	20	4	0.045	0.02	12
85	10	11	05.1	+53	39	27	4.7	1.2	23	9	0.329	0.24	
86	10	11	26.0	+54	50	08	20.0	5.1	94	22	0.294	0.78	

Табл. 6—продолжение

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [сгс]	δF_x	r_e (")	δr_e (")	z	L_x 10^{44} [сгс]	Прим.
87	10	13	38.4	+49	33	07	45.6	9.8	107	21	0.133	0.36	
88	10	15	08.5	+49	31	32	10.8	2.6	14	8	0.382	0.72	
89	10	33	51.9	+57	03	10	14.5	4.3	24	9	0.046	0.01	
90	10	36	11.3	+57	13	31	18.8	3.9	15	6	0.204	0.35	
91	10	48	00.1	-11	24	07	18.5	3.6	35	7	0.065	0.04	
92	10	49	02.7	+54	24	00	9.1	1.6	22	9	0.251	0.26	
93	10	53	18.4	+57	20	47	2.5	0.3	12	3	0.340	0.14	13
94	10	56	12.6	+49	33	11	12.9	1.9	64	15	0.199	0.23	
95	10	58	13.0	+01	36	57	129.5	19.3	113	13	0.038	0.08	14
96	11	17	12.0	+17	44	24	12.0	5.6	65	33	0.305	0.51	
97	11	17	26.1	+07	43	35	6.1	1.6	18	7	0.477	0.65	
98	11	17	30.2	+17	44	44	14.4	2.5	36	10	0.547	1.91	
99	11	19	43.5	+21	26	44	5.5	0.9	12	3	0.061	0.01	
100	11	20	57.9	+23	26	41	21.3	5.0	29	8	0.562	2.90	
101	11	23	10.2	+14	09	44	18.2	4.9	49	24	0.340	0.95	
102	11	24	03.8	-17	00	11	10.8	3.4	34	19	0.407	0.82	
103	11	24	36.9	+41	55	59	40.1	9.6	110	30	0.195	0.68	
104	11	35	54.5	+21	31	05	17.8	4.0	72	20	0.133	0.14	
105	11	38	43.9	+03	15	38	15.9	3.7	18	6	0.127	0.12	
106	11	42	04.6	+21	44	57	45.9	17.4	56	34	0.131	0.35	
107	11	46	26.9	+28	54	15	39.2	5.8	79	11	0.149	0.39	
108	11	51	40.3	+81	04	38	3.7	1.1	27	7	0.290	0.15	
109	11	58	11.7	+55	21	45	4.7	1.0	21	5	0.135	0.04	
110	11	59	51.2	+55	31	56	74.2	7.6	24	2	0.081	0.22	15
111	12	00	49.7	-03	27	31	18.5	2.6	29	5	0.396	1.30	
112	12	04	04.0	+28	07	08	102.6	11.4	32	3	0.167	1.25	16
113	12	04	22.9	-03	50	55	8.7	1.3	26	6	0.261	0.27	
114	12	06	33.5	-07	44	28	129.0	16.3	64	7	0.068	0.26	
115	12	11	15.3	+39	11	38	26.6	3.8	14	4	0.340	1.37	17
116	12	13	35.3	+02	53	26	14.3	3.0	27	9	0.409	1.08	
117	12	16	19.4	+26	33	26	15.4	4.2	15	6	0.428	1.26	
118	12	18	29.1	+30	11	46	5.3	1.4	18	9	0.368	0.34	
119	12	21	24.5	+49	18	13	20.6	4.6	34	8	0.700	4.29	
120	12	22	32.5	+04	12	02	6.3	1.6	15	7	—	—	F
121	12	36	31.4	+00	51	43	4.8	1.2	28	8	0.205	0.10	
122	12	37	25.1	+11	41	27	10.6	3.4	41	15	U
123	12	37	38.6	+26	32	23	7.0	2.3	31	12	0.278	0.25	
124	12	52	05.4	-29	20	46	21.7	4.2	46	11	0.188	0.35	
125	12	52	11.3	-29	14	59	8.7	1.6	11	5	—	—	F
126	12	54	38.3	+25	45	13	10.2	2.0	31	7	0.193	0.18	
127	12	54	53.6	+25	50	55	13.2	2.5	40	8	0.233	0.33	
128	12	56	04.9	+25	56	52	9.9	1.9	30	7	0.231	0.24	
129	12	56	39.4	+47	15	19	5.7	0.8	25	5	0.660	1.15	

Табл. 6—продолжение

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [сгс]	δF_x	r_e ($''$)	δr_e ($''$)	z	L_x 10^{44} [сгс]	Прим.
130	13	01	43.6	+10	59	33	28.1	5.6	54	11	0.231	0.67	
131	13	09	55.6	+32	22	31	9.0	2.9	42	19	0.290	0.35	
132	13	11	12.8	+32	28	58	46.7	5.8	22	3	0.245	1.24	18
133	13	11	30.2	-05	51	26	13.7	2.4	36	6	0.461	1.31	
134	13	25	14.9	+65	50	29	10.1	3.1	54	21	0.180	0.15	
135	13	25	43.9	-29	43	51	7.7	2.7	43	11	—	—	F
136	13	29	27.3	+11	43	31	97.0	16.6	120	16	0.023	0.02	19
137	13	34	31.1	-08	22	29	5.2	1.1	13	5	—	—	F
138	13	34	34.4	+37	56	58	1.6	0.3	16	5	0.308	0.08	20
139	13	35	03.7	+37	50	00	2.9	0.4	21	4	0.382	0.21	21
140	13	36	42.1	+38	37	32	5.9	1.6	20	9	0.180	0.09	
141	13	37	48.3	+48	15	46	7.1	1.5	16	4	—	—	F
142	13	37	50.4	+26	38	49	9.6	2.1	21	6	0.342	0.52	
143	13	37	53.3	+38	54	09	14.3	3.6	32	9	f?
144	13	40	33.5	+40	17	47	16.1	2.5	19	5	0.171	0.21	22
145	13	40	53.7	+39	58	11	34.4	6.9	66	16	0.169	0.44	23
146	13	41	51.7	+26	22	54	814.0	84.6	103	4	0.070	1.73	24
147	13	42	05.0	+52	00	37	12.4	1.9	10	4	—	—	F
148	13	42	49.1	+40	28	11	7.4	2.0	15	6	0.699	1.64	
149	13	43	25.0	+40	53	14	12.6	2.8	18	7	0.140	0.11	
150	13	43	29.0	+55	47	17	17.5	2.8	109	17	0.069	0.04	
151	13	54	16.9	-02	21	47	14.5	2.6	27	4	0.546	1.92	
152	13	54	49.1	+69	17	20	6.4	1.9	26	10	0.207	0.13	
153	14	06	16.3	+28	30	52	8.5	1.2	14	4	0.546	1.16	
154	14	06	54.9	+28	34	17	25.7	3.2	30	3	0.118	0.16	
155	14	10	12.4	+59	42	40	33.5	5.1	38	12	0.249	0.92	
156	14	10	15.2	+59	38	31	20.1	8.7	31	22	0.249	0.56	25
157	14	15	37.9	+19	06	33	25.4	3.4	52	5	26
158	14	16	28.7	+44	46	41	40.4	5.2	16	4	0.400	2.79	
159	14	18	31.1	+25	10	50	75.6	7.8	33	1	0.290	2.73	
160	14	18	45.2	+06	44	02	16.4	3.0	18	5	—	—	F
161	14	19	23.5	+06	38	42	13.1	1.9	17	4	0.574	1.91	
162	14	19	57.2	+06	34	26	10.3	2.1	35	7	0.549	1.40	
163	14	29	38.1	+42	34	25	8.5	2.4	35	12	f?
164	14	38	55.5	+64	23	44	26.2	3.6	103	11	0.147	0.25	
165	14	44	07.7	+63	44	58	17.4	3.2	26	9	0.298	0.70	27
166	15	00	02.7	+22	33	51	14.5	4.5	37	17	0.230	0.35	
167	15	00	51.5	+22	44	41	17.8	4.2	31	10	0.450	1.60	
168	15	15	32.5	+43	46	39	34.6	9.7	60	19	0.137	0.29	
169	15	15	36.8	+43	50	50	10.5	3.8	34	18	0.243	0.29	
170	15	24	40.3	+09	57	39	30.4	4.1	26	3	0.516	3.47	28
171	15	37	44.3	+12	00	26	26.4	7.4	84	26	0.133	0.21	
172	15	40	53.3	+14	45	34	7.6	2.0	17	8	0.441	0.69	

Табл. 6—продолжение

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [сгс]	δF_x	r_e (")	δr_e (")	z	L_x 10^{44} [сгс]	Прим.
173	15	44	05.0	+53	46	27	9.7	2.2	35	11	0.112	0.06	
174	15	47	20.7	+20	56	50	25.4	7.0	51	20	0.266	0.80	
175	15	52	12.3	+20	13	45	49.5	6.0	59	7	0.136	0.41	
176	16	06	42.5	+23	29	00	12.1	2.8	34	13	0.310	0.53	
177	16	20	22.0	+17	23	05	20.8	3.7	35	8	0.112	0.12	
178	16	29	46.1	+21	23	54	25.3	4.0	46	8	0.184	0.39	
179	16	30	15.2	+24	34	59	179.4	25.9	129	13	0.065	0.33	29
180	16	31	04.6	+21	22	02	29.1	6.4	58	14	0.098	0.13	
181	16	33	40.0	+57	14	37	3.5	0.7	24	8	0.239	0.10	
182	16	39	55.6	+53	47	56	130.5	14.8	170	8	0.111	0.70	30
183	16	41	10.0	+82	32	27	80.5	10.9	78	11	0.206	1.49	31
184	16	41	52.5	+40	01	29	29.4	7.8	51	15	0.464	2.75	
185	16	42	33.5	+39	59	05	5.3	1.4	19	9	—	—	F, 32
186	16	42	38.9	+39	35	53	10.1	2.3	27	9	0.355	0.58	
187	16	58	34.7	+34	30	12	33.6	5.2	58	10	0.330	1.61	
188	16	59	44.6	+34	10	17	9.8	3.4	25	11	0.341	0.53	
189	17	00	42.3	+64	13	00	45.6	4.7	18	1	0.225	1.01	33
190	17	01	23.0	+64	14	11	38.6	4.2	25	2	0.453	3.39	
191	17	01	46.1	+64	21	15	3.5	0.7	32	8	0.220	0.08	
192	17	02	13.3	+64	20	00	6.3	1.2	32	7	0.224	0.15	
193	17	22	53.8	+41	05	25	29.4	6.5	42	12	0.309	1.25	
194	17	29	01.9	+74	40	46	17.3	7.2	100	31	0.213	0.36	
195	17	46	29.1	+68	48	54	22.3	3.2	56	10	0.217	0.47	
196	20	03	28.4	-55	56	47	47.6	6.3	16	2	0.015	0.00	34
197	20	04	49.4	-56	03	44	10.4	2.5	30	11	0.710	2.31	
198	20	05	13.6	-56	12	58	35.0	4.9	7	3	—	—	F
199	20	59	55.2	-42	45	33	11.2	1.8	9	3	0.323	0.54	
200	21	08	51.2	-05	16	49	11.6	1.7	34	7	0.319	0.54	
201	21	14	20.4	-68	00	56	25.8	3.3	17	3	0.130	0.20	
202	21	37	06.7	+00	26	51	27.8	5.7	55	20	0.051	0.03	35
203	21	39	58.5	-43	05	14	8.3	2.0	12	6	0.376	0.55	
204	21	46	04.8	+04	23	19	13.8	2.1	17	2	0.531	1.73	
205	22	02	44.9	-19	02	10	6.6	2.2	36	9	0.438	0.59	
206	22	12	38.2	-17	13	55	5.4	1.4	22	13	0.134	0.04	
207	22	13	31.0	-16	56	11	18.1	3.2	41	12	0.297	0.72	
208	22	39	24.7	-05	47	04	22.2	3.5	11	2	0.245	0.60	36
209	22	39	34.4	-06	00	14	5.9	2.0	21	10	0.173	0.08	
210	22	39	38.9	-05	43	18	32.4	5.0	34	5	0.245	0.87	37
211	22	47	29.1	+03	37	13	23.0	6.3	46	17	0.200	0.41	
212	22	57	49.4	+20	56	25	11.1	2.1	22	7	0.297	0.45	
213	22	58	07.1	+20	55	07	50.5	6.1	24	3	0.288	1.82	38
214	23	05	26.2	-35	46	01	15.5	3.4	55	14	0.201	0.29	
215	23	05	26.6	-51	30	30	4.2	1.4	21	10	0.194	0.07	

Табл. 6—продолжение

№	α (J2000)			δ (J2000)			F_x 10^{-14} [сгс]	δF_x	r_e (")	δr_e (")	z	L_x 10^{44} [сгс]	Прим.
216	23	18	04.8	-42	35	30	15.5	2.7	28	8	0.209	0.31	
217	23	19	33.9	+12	26	17	38.2	4.7	30	6	0.126	0.27	
218	23	25	39.1	-54	43	59	22.4	7.7	91	26	0.102	0.10	
219	23	28	49.9	+14	53	12	7.6	1.7	27	12	0.497	0.87	
220	23	31	52.1	-37	47	11	10.8	4.7	46	25	0.280	0.39	
221	23	48	53.7	-31	17	20	32.5	5.1	43	8	0.184	0.49	39
222	23	49	07.6	-31	22	26	6.0	1.4	21	6	—	—	F
223	23	55	11.8	-15	00	26	26.6	6.7	70	20	0.086	0.09	

Прим. — 1— скопление J1888.16 на $z = 0.563$; 2— A122 $z = 0.11278$; 3— AS154; 4— ARMBGC 244-064-098 $z = 0.08764$; 5— A227 $z = 0.17625$; 6— A3038; 7— AS346 $z = 0.067$; 8— A3259; 9— A744 $z = 0.0756$; 10— 2' от PDCS 040; 11— A899; 12— группа J101016.1+543006 на $z = 0.045$; 13— скопление на $z = 0.340$ [95]; 14— группа UGC 06057 на $z = 0.0382$; 15— MS 1157.3+5548 $z = 0.081$; 16— MS 1201.5+2824 $z = 0.167$; 17— MS 1208.7+3928 $z = 0.340$; 18— MS 1308.8+3244 $z = 0.245$; 19— MKW 11 $z = 0.02314$; 20— скопление на $z = 0.308$ [96]; 21— $z = 0.382$ cluster [96]; 22— группа RX J13406+4018 на $z = 0.171$; 23— A1774 $z = 0.1691$; 24— A1775 $z = 0.0696$; 25— вероятно часть A1877 $z = 0.2493$; 26— изображение засвечено Арктуром; 27— A1969 $z = 0.29809$; 28— Далекое скопление за близкой группой; 29— группа MCG +04-39-010; 30— A2220 $z = 0.1106$; 31— скопление TTR95 1646+82; 32— QSO 1640+400 $z = 1.59$; 33— A2246 $z = 0.225$; 34— Abell S840 $z = 0.0152$; 35— группа UGC 11780; 36— часть A2465, z из [97]; 37— часть A2465, z из [97]; 38— Zw2255.5+2041 $z = 0.288$; 39— A4043.

Табл. 7. Список использованных наблюдений

α	δ	l	α	δ	l	α	δ	l
00 00 08	+29 57.1	3.5	01 48 21	-27 58.1	5.6	05 20 59	-25 21.5	3.4
00 03 22	-26 03.5	38.2	01 53 59	-59 47.9	4.2	05 22 58	-36 27.7	4.6
00 05 20	+05 23.9	7.4	01 59 51	+00 23.3	5.4	05 29 27	-32 49.3	31.0
00 05 23	-37 21.7	4.7	02 03 49	+29 59.5	9.1	05 29 28	-58 54.5	11.6
00 08 18	+20 41.3	23.1	02 06 16	-00 17.5	6.3	05 31 37	-46 24.1	31.7
00 10 09	-04 42.1	4.6	02 06 21	-12 57.5	3.9	05 34 49	-58 01.9	9.0
00 10 30	+10 58.1	16.8	02 06 52	+15 17.9	22.4	07 47 28	+60 55.9	3.8
00 11 23	-11 28.9	6.3	02 07 51	+02 43.3	12.0	08 04 32	+65 00.1	6.4
00 18 20	+30 57.7	3.4	02 09 28	-39 30.5	23.2	08 10 03	+42 28.3	3.5
00 19 51	+21 57.1	10.5	02 09 52	-63 18.5	8.4	08 10 59	+76 03.1	2.5
00 22 08	-15 05.5	9.0	02 10 45	-51 01.1	3.8	08 12 28	+62 36.7	4.7
00 22 52	-12 12.7	5.2	02 14 33	-00 46.3	3.3	08 13 13	+45 59.3	13.5
00 25 01	-45 29.9	4.6	02 19 23	-02 58.7	8.3	08 13 37	+48 13.3	2.5
00 26 18	-42 18.5	8.3	02 28 39	-10 10.9	7.5	08 18 27	+56 44.9	5.9
00 27 40	+05 03.5	6.1	02 34 35	-08 48.1	4.4	08 19 04	+70 42.7	13.4
00 30 04	-28 42.5	4.3	02 35 06	-04 01.7	9.1	08 19 47	+37 31.3	7.3
00 30 04	+26 17.5	24.0	02 36 11	-52 19.3	14.1	08 26 52	+26 37.9	13.7
00 33 52	-27 08.5	3.8	02 38 20	-52 11.5	4.8	08 27 04	+31 29.9	5.2
00 34 09	-07 22.1	7.6	02 40 08	-23 09.1	7.2	08 32 25	+49 13.3	3.5
00 39 20	+30 51.5	26.2	02 42 40	-00 00.7	7.8	08 35 20	+19 35.3	8.4
00 40 32	-23 47.9	5.2	02 52 32	-12 46.1	3.6	08 36 44	+53 28.9	7.8
00 44 33	-26 11.5	5.4	02 55 11	+00 10.7	10.6	08 37 39	+49 52.9	4.6
00 46 13	+01 04.1	10.2	02 59 04	-00 11.5	3.9	08 38 22	+48 37.7	3.9
00 48 47	+31 57.7	21.3	03 03 28	-24 10.3	2.2	08 38 47	+36 31.3	9.2
00 50 40	-09 28.9	7.8	03 03 40	+00 23.5	3.8	08 39 13	+65 01.1	4.3
00 52 06	-29 05.5	22.7	03 14 13	-23 15.5	15.8	08 40 49	+13 12.7	4.6
00 53 20	-33 00.1	3.2	03 15 10	-55 13.9	46.7	08 41 18	+64 22.7	24.3
00 53 35	+12 41.5	3.4	03 17 59	-66 55.9	6.2	08 41 25	+70 53.3	9.4
00 54 52	+25 25.9	5.9	03 18 08	-34 26.3	4.2	08 43 39	+50 12.7	7.6
00 54 59	-28 19.7	19.9	03 19 49	-26 27.1	12.1	08 44 27	+12 52.9	4.7
00 57 20	-22 22.9	6.3	03 23 15	-49 31.1	5.7	08 44 45	+76 53.3	4.1
00 57 28	-27 38.3	42.6	03 25 27	-06 08.5	5.5	08 47 15	+37 32.3	4.3
00 57 47	+30 20.9	22.7	03 33 37	-36 08.5	4.4	08 47 44	+34 44.9	3.2
00 57 57	-26 13.1	3.8	03 35 28	-25 44.3	5.7	08 48 18	+37 40.1	10.0
00 58 06	-27 38.3	26.7	03 37 56	-25 20.9	34.2	08 49 13	+44 50.3	63.0
00 59 52	+31 49.9	4.3	03 42 09	-44 54.7	67.5	08 49 58	+51 08.5	3.7
01 02 16	-27 19.7	13.3	03 42 11	-44 07.7	58.4	08 50 09	+18 26.5	5.9
01 03 56	-30 09.5	3.3	03 43 15	-09 46.3	5.2	08 51 40	+16 12.7	2.6
01 08 35	-10 10.9	8.5	03 51 52	-37 03.5	4.7	08 53 11	+13 52.7	17.1
01 09 47	+19 39.5	12.8	03 53 47	-10 25.1	7.6	08 53 44	+57 48.5	3.6
01 11 28	-38 04.9	10.1	04 05 33	-13 08.3	5.3	08 54 47	+20 06.5	9.6
01 12 59	-01 48.7	4.1	04 07 47	-12 12.1	4.4	08 55 04	+17 04.9	13.8
01 13 51	-14 50.9	2.3	04 14 16	-12 44.5	9.8	08 58 09	+27 51.1	13.8
01 21 51	-28 21.1	2.8	04 17 16	-05 54.1	3.6	08 58 42	+14 08.9	19.5
01 23 45	-58 48.7	6.6	04 22 13	-38 44.9	8.1	09 05 30	+34 07.9	26.5
01 24 35	+03 48.1	12.0	04 22 39	-13 21.7	5.5	09 06 32	+16 46.1	6.0
01 24 45	+09 18.5	10.2	04 26 01	-57 12.1	3.1	09 06 52	+33 40.1	49.7
01 28 21	-43 19.3	8.7	04 28 40	-37 56.5	3.4	09 09 32	+54 23.9	30.6
01 33 03	-40 06.7	5.9	04 33 59	-08 34.9	6.4	09 09 33	+42 53.9	19.9
01 33 44	-07 01.1	3.5	04 37 28	-47 11.3	5.8	09 14 25	+52 41.5	1.9
01 34 16	-42 58.3	5.2	04 40 18	-43 33.1	17.4	09 15 57	+53 25.3	5.9
01 34 57	-40 56.3	7.2	04 40 56	-16 30.5	17.5	09 18 44	+06 16.9	2.6
01 36 25	+20 57.5	8.9	04 41 21	-27 08.3	3.4	09 20 57	+44 42.1	2.5
01 36 44	-18 22.1	24.4	04 45 44	-59 15.1	18.1	09 21 09	+45 39.1	3.2
01 37 39	-24 30.7	5.4	04 49 23	-43 50.5	5.8	09 21 37	+62 15.7	15.9
01 39 40	+17 53.3	16.1	04 52 32	-29 53.5	2.6	09 22 13	+74 59.5	11.8
01 39 54	+06 19.1	6.2	04 53 27	-42 13.9	14.3	09 22 29	+71 09.5	2.9
01 39 59	+01 31.7	14.4	04 56 09	-21 59.5	7.9	09 25 13	+52 17.3	8.2
01 42 32	+20 16.7	3.3	05 00 44	-30 16.7	7.3	09 26 02	+12 43.9	7.6
01 43 23	+04 19.9	5.4	05 05 51	-28 35.3	12.6	09 27 03	+39 02.5	22.7
01 43 59	+02 20.9	8.7	05 11 37	-45 00.1	16.9	09 28 08	+74 46.7	3.5
01 46 39	-00 40.3	4.6	05 19 44	-45 46.7	3.2	09 29 57	+05 38.9	3.3

Табл. 7 — продолжение

α	δ	t	α	δ	t	α	δ	t
09 34 01	+55 14.3	14.0	10 42 47	+12 03.5	8.4	12 04 27	-03 40.4	29.1
09 35 54	+61 20.9	13.7	10 43 11	+74 30.5	3.6	12 04 42	+27 53.9	18.9
09 36 21	+49 43.9	6.8	10 44 23	+80 54.5	4.7	12 05 23	-07 42.5	8.7
09 37 05	+81 19.9	6.6	10 45 23	+45 34.3	10.2	12 10 32	+39 24.7	10.9
09 39 24	+83 15.7	5.3	10 47 11	+63 35.5	4.1	12 10 57	+09 54.7	5.0
09 39 54	+35 53.9	6.8	10 47 13	+54 18.7	10.6	12 12 32	+15 07.1	3.8
09 40 21	+50 20.9	6.6	10 48 13	-11 20.5	5.0	12 13 45	+02 48.5	4.8
09 41 06	+38 53.9	14.6	10 51 37	+54 04.7	10.8	12 14 16	+14 02.9	7.0
09 42 51	+26 01.3	3.4	10 51 44	+33 59.3	5.6	12 16 35	+26 29.3	2.3
09 43 44	+16 31.1	8.1	10 52 02	+61 25.1	13.4	12 17 51	+30 07.1	20.4
09 44 59	+48 00.1	2.6	10 52 04	+57 22.3	128.3	12 18 25	+30 02.5	14.4
09 46 32	+47 45.1	3.1	10 53 21	-00 16.7	3.2	12 18 28	+29 48.5	5.1
09 46 37	+44 46.9	3.6	10 56 59	+49 41.3	7.9	12 19 20	+06 38.3	3.1
09 47 45	+07 25.1	10.4	10 58 28	+01 34.1	4.0	12 19 25	+05 49.3	11.3
09 48 01	+47 59.9	3.2	10 59 01	+51 25.9	1.8	12 20 33	+33 43.3	16.9
09 49 32	+47 45.1	3.4	11 00 11	-14 04.9	7.7	12 20 40	+69 05.5	4.1
09 49 47	+73 14.3	8.2	11 00 51	+39 12.7	8.1	12 21 04	+49 26.9	2.8
09 49 47	+11 06.7	5.6	11 02 38	+21 58.3	4.6	12 21 23	+30 10.7	10.2
09 50 49	+39 27.1	11.5	11 02 40	+25 04.9	36.5	12 21 32	+28 13.7	12.5
09 50 59	+47 59.9	3.0	11 02 54	+60 53.3	15.8	12 21 44	+75 18.5	20.1
09 52 20	-01 36.7	7.1	11 03 59	-18 00.1	13.0	12 22 21	+04 13.1	7.3
09 52 32	+46 44.9	1.8	11 08 04	+44 51.7	1.8	12 24 25	+24 36.7	3.4
09 53 11	+07 55.9	6.7	11 08 11	+44 57.5	12.5	12 25 37	+24 58.7	6.4
09 53 56	-05 04.1	6.8	11 10 39	+48 31.1	2.0	12 25 57	+47 32.9	2.1
09 54 01	+47 59.9	3.4	11 13 11	-26 28.1	10.0	12 27 42	+01 36.1	23.0
09 54 09	+49 15.7	2.7	11 14 08	+20 31.3	17.7	12 28 25	+31 28.7	7.6
09 54 59	-01 30.1	3.1	11 14 39	+40 37.1	13.5	12 29 33	+13 46.1	4.7
09 55 32	+47 44.9	2.2	11 17 08	+44 13.7	4.9	12 30 06	+69 11.9	13.9
09 56 52	+41 15.5	4.9	11 17 16	+17 57.7	7.0	12 31 32	+64 14.3	1.9
09 56 59	+47 30.1	1.6	11 18 18	+07 46.1	13.2	12 32 03	+20 09.7	9.7
09 57 39	+55 22.7	3.4	11 18 32	+40 25.7	5.4	12 33 40	+31 01.1	2.6
09 58 20	+47 25.1	2.8	11 19 09	+21 19.1	32.2	12 34 56	+37 37.7	7.8
09 58 32	+47 44.9	3.0	11 20 44	+23 28.1	4.4	12 36 25	+00 54.5	19.1
09 58 32	+46 45.1	4.9	11 22 20	+59 04.7	7.2	12 37 37	+26 43.3	7.2
09 58 47	+65 34.1	4.7	11 24 16	+14 13.7	6.1	12 37 44	+11 49.3	7.1
10 00 01	+46 30.1	2.5	11 24 37	+42 00.7	4.1	12 41 51	-14 55.9	2.6
10 01 40	+17 24.5	5.9	11 24 44	+38 45.5	6.3	12 42 52	+13 15.5	5.2
10 01 57	+55 40.9	10.2	11 24 44	-17 05.3	4.6	12 46 35	+02 22.3	3.6
10 01 59	-08 09.5	13.0	11 25 37	+54 22.9	7.7	12 46 40	+11 13.1	2.9
10 04 20	+05 13.1	7.2	11 28 32	+58 33.7	7.8	12 49 15	-05 59.5	10.5
10 06 16	+34 51.7	10.7	11 29 16	-04 23.9	15.6	12 51 15	+25 39.5	13.1
10 10 13	+50 44.9	13.5	11 36 23	+70 08.3	2.2	12 52 25	-29 15.1	11.7
10 10 13	+52 45.1	12.4	11 36 32	+21 36.1	10.5	12 55 33	+25 53.3	11.7
10 10 15	+51 44.9	21.2	11 36 35	+29 48.1	26.6	12 56 13	-05 47.3	76.4
10 10 18	+53 45.1	15.1	11 38 27	+03 22.3	3.7	12 56 13	+56 52.1	18.9
10 10 18	+54 45.1	14.4	11 39 11	+33 01.3	10.4	12 56 57	+47 20.5	39.9
10 10 18	+55 45.1	14.9	11 41 16	+21 57.7	1.7	12 58 09	+35 19.7	2.5
10 13 28	+06 11.9	3.5	11 43 39	+71 41.3	3.0	13 00 01	+12 40.1	5.7
10 15 04	+49 25.9	4.8	11 45 08	+72 20.9	11.2	13 00 49	+12 22.7	3.5
10 18 15	+71 55.7	5.5	11 46 35	+00 12.7	5.7	13 02 09	+10 57.5	3.5
10 19 16	+52 44.9	11.8	11 46 37	-07 40.1	3.7	13 05 33	-10 33.7	3.1
10 19 37	+19 52.1	22.5	11 46 51	+28 44.3	13.1	13 05 44	+18 01.1	3.3
10 24 33	+47 08.9	11.3	11 49 32	+24 38.9	4.1	13 09 49	+08 19.9	7.0
10 25 56	+33 47.9	3.0	11 50 18	+24 17.9	9.7	13 10 30	+32 20.9	7.6
10 27 14	+53 29.3	13.5	11 50 39	+01 46.3	5.5	13 10 57	+37 03.7	7.3
10 31 20	+50 53.3	7.9	11 53 11	+80 58.1	18.5	13 11 35	-05 52.9	11.0
10 33 51	+23 08.9	5.2	11 53 25	+49 31.1	5.2	13 11 52	+27 52.7	5.7
10 33 52	+58 46.9	3.3	11 53 40	+46 12.5	3.5	13 12 16	+35 15.5	2.8
10 34 40	+39 38.5	3.4	11 53 51	+53 41.3	2.9	13 20 20	+69 01.1	2.1
10 35 10	+57 04.9	3.1	11 56 28	+55 07.3	1.6	13 21 03	+01 53.5	3.6
10 36 23	+03 43.1	3.4	11 57 57	+55 27.3	38.6	13 22 51	+54 55.1	3.7
10 37 04	-00 08.5	25.2	12 01 13	-03 40.7	12.7	13 23 40	-01 27.7	4.8

Табл. 7 — продолжение

α	δ	l	α	δ	l	α	δ	l
13 23 51	+65 41.9	6.0	14 06 04	-07 58.1	2.9	15 44 16	+06 25.7	3.9
13 25 15	+54 59.5	3.1	14 06 23	+22 23.9	6.7	15 45 30	+48 46.1	10.3
13 25 44	-29 49.9	9.0	14 06 42	+34 11.3	20.6	15 47 44	+20 52.3	2.8
13 28 23	+13 46.9	3.0	14 06 59	+28 26.9	24.5	15 49 51	+21 25.9	14.2
13 28 28	+11 44.5	4.6	14 08 32	+59 40.9	2.5	15 50 35	+40 25.9	2.0
13 29 09	+29 50.5	6.2	14 09 23	+26 18.7	3.1	15 50 44	+11 20.9	3.8
13 29 47	+01 05.9	7.7	14 13 15	-03 12.7	2.6	15 51 21	+71 45.1	5.2
13 30 49	+24 13.7	3.9	14 13 47	+43 59.9	22.5	15 52 09	+20 06.1	13.5
13 32 25	+11 06.5	9.1	14 15 42	+19 11.5	15.4	15 52 39	+42 26.3	3.6
13 32 52	+02 00.7	7.2	14 15 45	+11 29.8	25.4	15 52 47	+18 56.5	2.1
13 34 35	+37 54.5	88.5	14 15 57	+13 20.3	2.1	15 54 23	+20 12.1	3.5
13 34 45	-08 20.5	10.0	14 16 01	-05 59.5	2.7	15 59 11	+35 01.7	6.1
13 35 27	+38 12.1	5.6	14 17 01	+44 56.5	6.3	16 05 47	+25 51.5	22.7
13 35 49	+38 20.9	5.3	14 17 21	+26 51.7	5.4	16 06 06	+23 36.7	9.4
13 36 16	+38 29.9	6.8	14 17 56	+25 43.3	2.6	16 13 59	+65 43.1	6.9
13 36 40	+51 54.5	3.2	14 17 59	+25 08.5	40.9	16 17 08	+55 16.1	4.8
13 36 42	+38 38.3	6.2	14 19 06	+06 28.9	15.9	16 17 44	+32 22.3	9.0
13 37 06	+38 47.3	6.9	14 19 16	+13 00.1	3.3	16 17 47	+06 04.1	8.5
13 37 21	+24 22.9	2.7	14 19 45	+54 23.3	9.8	16 19 44	+46 18.5	3.5
13 37 30	+38 55.7	4.3	14 22 56	+32 50.9	6.6	16 20 13	+17 24.7	5.1
13 37 35	+26 37.9	7.7	14 26 59	+23 47.5	2.8	16 20 21	+17 36.5	7.3
13 37 37	+27 31.9	8.4	14 27 35	+26 32.5	6.5	16 23 59	+61 30.5	7.6
13 37 40	-12 57.5	2.3	14 28 32	+42 40.3	6.4	16 25 21	+54 18.7	4.8
13 37 54	+39 04.7	4.4	14 28 42	+33 10.9	28.5	16 29 03	+40 07.9	4.0
13 38 16	+48 16.7	9.2	14 29 06	+01 17.3	5.4	16 29 52	+24 26.5	3.1
13 38 18	+39 13.7	5.5	14 29 42	+47 47.3	5.9	16 30 13	+21 29.3	4.6
13 38 45	+39 22.1	4.9	14 36 21	+58 47.5	3.5	16 30 18	+37 19.3	7.5
13 39 09	+39 31.1	5.3	14 38 59	+64 17.3	14.2	16 32 32	+82 32.3	12.6
13 39 30	+27 49.1	7.5	14 43 03	+52 01.9	6.2	16 33 04	+41 57.7	11.3
13 39 33	+27 04.7	5.5	14 44 35	+63 36.5	3.2	16 33 23	+47 19.1	2.9
13 39 35	+39 39.7	6.2	14 44 52	+29 19.1	3.8	16 34 25	+57 09.1	37.3
13 39 35	+26 21.1	8.6	14 45 16	+09 58.7	12.4	16 34 28	+70 31.9	8.3
13 40 01	+39 48.7	5.7	14 46 46	+40 34.9	4.5	16 34 33	+62 45.7	3.8
13 40 25	+39 57.7	5.1	14 57 46	+40 43.7	5.6	16 35 15	+38 07.7	4.4
13 40 49	+40 06.1	5.8	14 59 08	+71 40.3	7.6	16 38 27	+34 59.9	3.2
13 41 03	+51 53.9	13.2	14 59 59	+65 35.9	2.1	16 40 57	+53 41.5	20.6
13 41 15	+40 15.1	5.3	15 01 03	+22 37.9	4.3	16 41 16	+39 54.1	2.1
13 41 28	+27 31.9	9.4	15 01 57	+40 23.3	9.9	16 42 52	+38 55.3	4.4
13 41 32	+26 37.9	7.7	15 02 08	+66 12.7	2.9	16 42 58	+39 48.5	10.5
13 41 37	+40 23.9	6.0	15 04 01	+10 26.5	15.2	16 43 49	+17 15.5	14.3
13 42 01	+40 32.3	7.4	15 11 01	+66 20.9	2.0	16 53 52	+39 45.5	5.5
13 42 08	+35 39.1	4.7	15 11 51	+61 51.5	2.9	16 58 50	+34 18.7	5.2
13 42 28	+40 41.5	5.7	15 13 35	+38 34.1	8.2	16 59 51	+44 01.1	4.6
13 42 51	+27 04.7	9.0	15 14 44	+36 51.1	4.7	17 00 44	+57 12.5	3.7
13 42 54	+40 49.7	5.3	15 14 47	+44 01.9	7.6	17 01 01	+64 11.9	32.8
13 43 16	+40 58.7	6.1	15 18 11	+31 39.1	17.4	17 01 25	+51 49.3	6.5
13 43 42	+00 15.1	19.7	15 21 15	+22 27.5	3.8	17 04 40	+60 44.3	23.2
13 44 44	+55 53.3	28.1	15 22 56	+66 04.9	3.5	17 06 35	+23 58.3	6.9
13 47 33	+12 17.3	3.1	15 24 25	+09 58.3	8.0	17 07 01	+53 11.9	16.4
13 48 54	+07 57.5	23.6	15 24 28	+30 32.3	3.4	17 08 44	+71 07.7	26.9
13 53 02	+69 18.5	7.6	15 24 56	+58 58.1	5.4	17 12 56	+33 31.3	13.5
13 53 16	+63 45.7	7.6	15 26 08	+41 40.3	7.4	17 15 03	+36 48.5	6.6
13 54 08	-02 05.9	14.3	15 26 58	+35 58.9	3.6	17 15 03	+44 29.9	4.5
13 54 08	-01 59.9	9.9	15 27 03	+42 04.1	5.0	17 17 08	+43 08.3	5.9
13 54 35	+18 05.5	5.3	15 33 51	+63 54.5	3.3	17 19 37	+48 04.3	11.0
13 56 01	+18 22.3	18.3	15 34 40	+26 43.1	34.9	17 19 58	+57 49.9	3.6
13 56 09	+25 55.1	12.1	15 35 10	+03 11.5	3.1	17 24 04	+41 14.3	3.2
14 00 32	+04 04.9	3.8	15 35 52	+57 53.9	5.1	17 26 11	+74 31.1	8.1
14 04 09	+09 37.9	7.4	15 37 09	+11 55.9	5.0	17 28 20	+50 13.1	3.6
14 04 38	+43 27.7	5.3	15 40 51	+14 47.9	6.8	17 34 20	+38 57.7	5.1
14 04 51	+04 01.7	4.5	15 42 13	+18 35.3	4.8	17 46 15	+62 27.1	10.0
14 05 16	+25 55.9	3.4	15 44 01	+53 58.7	5.4	17 48 33	+70 05.9	2.2

Табл. 7 — продолжение

α	δ	t	α	δ	t
17 48 38	+68 41.9	19.5	23 03 15	+08 52.9	19.5
17 54 08	+67 08.5	1.7	23 04 35	-51 28.1	13.9
17 55 49	+66 08.3	2.9	23 04 39	-35 01.1	8.7
17 57 56	+66 22.7	25.9	23 04 44	-08 41.3	28.4
20 04 20	-56 02.9	5.5	23 05 23	-35 52.1	9.1
20 09 25	-48 49.9	21.7	23 08 40	-27 25.7	8.2
20 18 52	-57 21.5	3.5	23 13 59	-49 39.7	18.1
20 37 32	-22 42.7	10.8	23 16 03	-05 27.1	13.6
20 37 33	-47 17.3	5.1	23 16 55	+25 43.0	2.1
20 47 45	-36 35.5	61.1	23 18 21	-42 22.3	6.8
20 54 47	-58 27.1	4.2	23 18 47	+12 36.1	8.9
20 58 20	-18 14.5	5.4	23 18 56	-00 14.3	5.2
21 00 08	-42 38.9	12.4	23 20 32	+17 13.9	10.3
21 04 11	-11 22.3	3.5	23 25 01	-54 41.9	3.8
21 07 56	-05 16.1	19.6	23 25 23	+23 24.1	22.0
21 09 20	-13 14.3	16.7	23 28 35	+14 45.1	8.2
21 14 23	-67 47.3	21.4	23 31 37	-01 48.1	4.0
21 17 30	-38 51.1	13.7	23 32 57	-37 49.3	7.6
21 23 01	-16 10.9	5.1	23 36 21	+02 09.5	9.1
21 29 11	-15 38.9	9.1	23 43 32	-14 55.3	11.1
21 31 33	-05 34.3	6.8	23 49 25	-31 25.7	6.2
21 34 09	-01 53.3	5.5	23 50 09	-26 22.9	3.0
21 36 39	+00 42.1	5.1	23 51 21	+20 06.5	9.2
21 40 15	-43 10.1	7.5	23 51 56	+28 55.1	5.3
21 40 20	-23 10.7	3.7	23 51 56	-01 09.1	6.3
21 45 52	+07 17.9	2.2	23 54 32	-15 13.1	4.6
21 46 35	+04 13.9	22.0	23 55 03	+28 37.9	3.4
21 49 35	-43 06.7	8.5			
21 56 21	+07 22.3	6.7			
21 58 08	-15 01.1	8.6			
22 00 35	-02 44.3	5.1			
22 02 25	-41 15.1	9.1			
22 02 59	-56 45.1	13.2			
22 03 04	-18 55.1	12.1			
22 05 47	+00 19.3	4.3			
22 09 06	-27 48.5	12.6			
22 09 20	-47 10.3	4.4			
22 12 59	-17 10.1	9.5			
22 13 59	+12 41.9	3.5			
22 14 11	-49 19.1	3.6			
22 15 16	-29 59.3	7.5			
22 17 11	+14 14.5	6.9			
22 23 45	-02 13.1	9.3			
22 25 39	+21 18.1	6.3			
22 25 49	-04 56.9	14.2			
22 30 40	-39 42.7	3.5			
22 34 09	+00 00.1	2.7			
22 35 45	-26 03.1	19.7			
22 36 08	+13 43.7	5.3			
22 39 52	-05 52.3	8.1			
22 43 27	-25 44.5	3.5			
22 45 20	-46 52.1	5.3			
22 46 57	+03 24.5	4.0			
22 48 40	-51 10.1	4.3			
22 49 40	-27 06.7	8.6			
22 50 23	+14 19.9	6.7			
22 51 51	-17 52.1	4.0			
22 54 46	-37 23.5	5.1			
22 55 16	-03 10.7	6.8			
22 57 30	+20 46.3	9.3			
22 57 40	-36 56.5	8.3			
23 01 52	-55 08.5	8.2			

§ 16 Калибровка статистических свойств обзора 160d

При использовании полученного каталога для изучения эволюции скоплений недостаточно лишь списка объектов, но необходимо также иметь информацию о его различных статистических свойствах, и в первую очередь — об эффективности детектирования скоплений в зависимости от рентгеновского потока и радиуса, а также о неопределенностях измерения этих величин.

Наиболее общим методом сравнения теоретических моделей с данными является метод максимального правдоподобия, в котором модельные зависимости используются для предсказания количества скоплений в некотором интервале характеристик (потоков, радиусов, красных смещений), а затем полученные предсказания сравниваются с наблюдаемым числом скоплений в данном интервале. Модельное распределение вычисляется следующим образом: имеем теоретическое распределение скоплений в зависимости от потока f и радиуса r_c ; необходимо умножить это распределение на вероятность детектирования, которая является функцией f и r_c , и после этого свернуть полученную зависимость с функцией распределения измеренных значений f_m and $r_{c,m}$, также в зависимости от f и r_c .

Так как алгоритм детектирования скоплений является довольно сложным, необходимые калибровочные зависимости можно получить лишь с помощью реалистичного моделирования методом Монте-Карло.

Что влияет на детектирование скоплений?

Выясним прежде всего, какие эффекты влияют на детектирование скоплений, и которые, следовательно, необходимо учесть при моделировании.

Первым и наиболее очевидным эффектом является ухудшение углового разрешения телескопа РОСАТ при удалении от оптической оси. Из-за этого, например, скопление с радиусом $r_e = 20''$ хорошо разрешается в центре поля зрения, где ширина функции отклика телескопа составляет $25''$ (FWHM), но то же самое скопление практически неотлично от точечного источника при удалении от оптической оси на $17'$, где угловое разрешение составляет $57''$.

Точечные источники, расположенные в непосредственной близости к скоплению, уменьшают вероятность его детектирования и увеличивают разброс измеряемых характеристик. Следовательно, требуется реалистично моделировать положения и интенсивности точечных источников.

Время экспозиции, поглощение в Галактике и средний уровень фона сильно варьируются от наблюдения к наблюдению, и соответственно изменяется вероятность детектирования скопления заданной интенсивности. Карту фона необходимо определять для каждой реализации моделируемого изображения.

Для правильного учета вышеперечисленных эффектов моделирование методом Монте-Карло проводилось по следующей программе. Прежде всего разыгрывались реалистичные изображения спутника РОСАТ, содержащие только точечные источники, после чего к полученным изображениям в случайно выбранные положения добавлялись искусственные скопления с заданными

характеристиками; после этого моделированные изображения обрабатывались с помощью полной программы детектирования протяженных источников, что позволяет сравнивать измеренные и заданные параметры скоплений.

Моделирование изображений спутника ROSAT без скоплений

Начнем с описания моделирования точечных источников, которые являются основной компонентой рентгеновского фона в энергетическом диапазоне спутника ROSAT. При разыгрывании потоков точечных источников использовалась кривая подсчетов, измеренная в интервале потоков $1.2 \times 10^{-15} - 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (§ 8.3) и экстраполированная в область от 10^{-11} до 2.5×10^{-17} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, где кривая подсчетов полностью разрешает наблюдаемый рентгеновский фон. Положения точечных источников разыгрывались либо полностью случайно, либо в соответствии с наблюдаемой функцией угловой корреляции [60] с использованием двумерной версии алгоритма Сонейры и Пиблса [98]. После розыгрыша положений источников их потоки переводились в среднее число регистрируемых фотонов в соответствии с картой экспозиции и значением переводного коэффициента поток-отсчеты для поглощенного степенного спектра с фотонным индексом $\gamma = 2$. Число фотонов в каждом источнике разыгрывалось из пуассоновского распределения, а положения фотонов — в соответствии с функцией отклика телескопа в данной точке. В последнюю очередь к изображению добавлялся однородный пуассоновский шум, скорректированный на карту экспозиции, уровень которого подбирался таким образом, что средняя интенсивность карт в моделированном и реальном изображениях совпадала.

Моделированные изображения правильно воспроизводят потоки и пространственное распределение точечных источников, средний уровень фона, а также его неоднородности, вызванные недетектированными точечными источниками и их угловой корреляцией. В качестве примера на рис. 27 приведено реальное и моделированное изображение области Локмановской дыры. Только при очень внимательном рассмотрении можно заметить признаки, позволяющие узнать реальные данные!

Моделирование скоплений

При моделировании скоплений использовалось распределение поверхностной яркости, задаваемое эллиптической β -моделью:

$$I(x, y) = I_0 \left(1 + x^2/a_x^2 + y^2/a_y^2 \right)^{-3\beta+1/2}, \quad (5.3)$$

Значения параметра β и эллиптичности разыгрывались случайным образом из наблюдаемых для близких скоплений распределений этих величин [78, 99]. Для правильного учета эффектов, возникающих при детектировании скоплений вблизи границы используемой части поля зрения, $2' - 17.5'$ от оптической оси, положения разыгрывались равномерно внутри круга несколько большего радиуса, $18.5'$. Поток скопления переводился в число фотонов с учетом карты экспозиции и коэффициента поток-отсчеты, рассчитанного для типичного

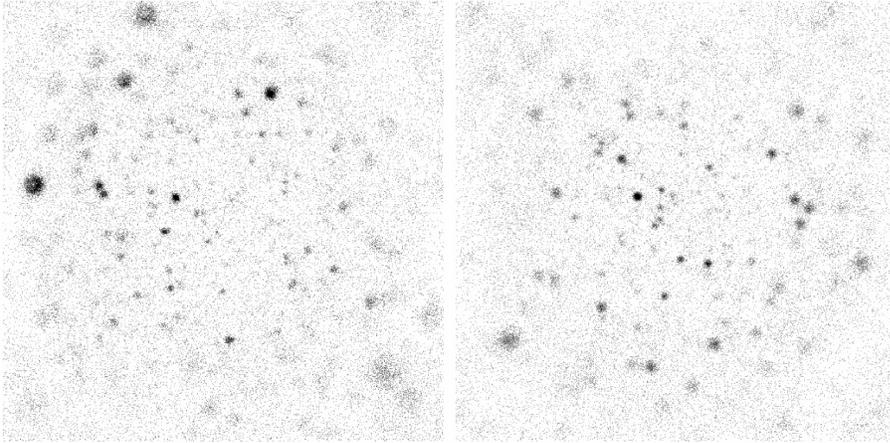


Рис. 27. Смоделированное глубокое наведение и реальное изображение области Локмановской дыры.

спектра оптически тонкой плазмы с $T = 5$ кэВ и межзвездного поглощения в данном наблюдении. Модельное распределение поверхностной яркости сворачивалось с функцией отклика телескопа в данной точке, после чего добавлялся пуассоновский шум. Полученное таким образом изображение скопления добавлялось к изображению, содержащему лишь точечные источники.

Обработывая моделированные изображения по методике, используемой для анализа реальных данных, можно получить измеренные параметры скопления и сравнить их с истинными, а также вывести вероятность детектирования в зависимости от истинного потока и эффективного радиуса. Напомним, что эффективный радиус определяется как то расстояние, на котором азимутально усредненная яркость скопления падает в $2^{3/2}$ раза (§13.2); для эллиптической β -модели эффективный радиус можно определить по формуле

$$r_e^2 = a_x a_y \left(2^{1.5/(3\beta-0.5)} - 1 \right). \quad (5.4)$$

Эксперименты показали, что при заданном потоке вероятность детектирования скопления очень слабо зависит от β -параметра или эллиптичности, и определяется почти исключительно значением r_e .

Серии численных экспериментов

Разыгранные изображения обрабатывались в точности как реальные данные, т. е. сначала определялась карта фона (§ 12), после чего с помощью метода вэйвлет-разложения искались кандидаты в протяженные источники (§ 10), которые затем классифицировались как протяженные или точечные по методу максимального правдоподобия (§ 11); рентгеновские параметры источников, классифицированных как протяженные, измерялись (§ 13) и запоминались.

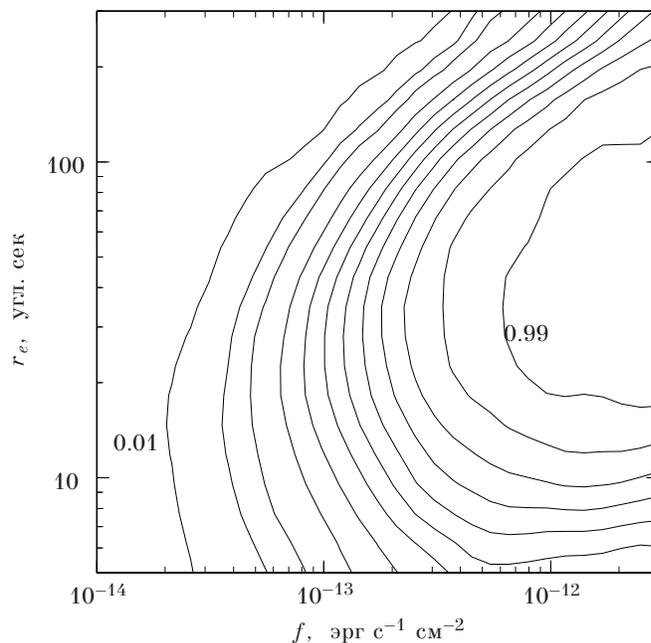


Рис. 28. Вероятность детектирования скопления в зависимости от его потока и эффективного радиуса. Контуры соответствуют вероятностям 1, 5, 10, 20, 30, ..., 90, 99%.

Каждое из 647 наблюдений спутника РОСАТ, использованных в нашем обзоре, моделировалось многократно (не менее 700 раз). Радиусы скоплений разыгрывались равномерно в диапазоне $5''$ – $300''$, а потоки — в диапазоне от 10^{-14} до 3×10^{-12} эрг с^{-1} см^{-2} .

Для определения ожидаемого количества ложных источников была проведена отдельная, меньшая, серия моделирований, в которых разыгрывались изображения, содержащие лишь точечные источники. В этой серии каждое наблюдение разыгрывалось 50 раз.

Все серии моделирований проводились для двух различных вариантов пространственного распределения точечных источников: полностью равномерного и подчиняющегося угловой функции корреляции, измеренной в работе [60]. Оказалось, что наличие угловой корреляции слабых источников существенно увеличивает число ложных источников (на 50%), но почти не влияет на вероятность детектирования настоящих скоплений.

16.1 Вероятность детектирования скоплений

На рис. 28 представлена вероятность детектирования скопления, которое попало в пределы центральной части поля зрения радиусом $18.5'$ какого-либо из использованных наблюдений спутника РОСАТ. Вероятность отнормиро-

вана на геометрическую площадь кольца, в котором могут находиться отобранные скопления ($2' - 17.5'$). При заданном значении потока вероятность детектирования достигает максимума для эффективных радиусов $\sim 30''$. Она постепенно уменьшается для более широких скоплений, так как их поток распределен по большей площади, и таким образом уменьшен контраст яркости по отношению к уровню фона. Вероятность детектирования падает и для более компактных скоплений, так как они становятся неотличимыми от точечных источников на больших отклонениях от оптической оси. Тем не менее, этот эффект важен лишь для достаточно компактных скоплений, с радиусом $< 15''$. Заметим, что даже на $z = 1$ это соответствует размеру лишь 130 кпк, что почти в два раза меньше типичного радиуса ядра у близких скоплений (250 кпк, [78]). Следовательно, *эффективность детектирования скоплений в основном ограничена рентгеновским потоком, а не угловым разрешением телескопа ROSAT.*

Между круглыми скоплениями и скоплениями с большой эллиптичностью, $a_x/a_y < 0.7$, наблюдается разница в вероятности детектирования лишь на уровне 10%, что объясняется тем, что функция отклика телескопа замыкает изображение далеких сильно вытянутых скоплений. По схожей причине зависимость вероятности детектирования от значения β тоже слаба.

16.2 Искажения и разброс измерений потока и радиуса

Рассмотрим теперь систематические искажения и разброс, возникающие при измерении интенсивности и эффективного радиуса скоплений. Соответствующие функции распределений относятся не к какому-то определенному объекту, а к скоплению, которое может находиться в *каком-либо* наблюдении на *каком-либо* расстоянии от оптической оси телескопа, и поэтому соответствующий разброс отличается от интервалов неопределенностей, приведенных в табл. 6, которые определяются исключительно статистическими флуктуациями. На рис. 29 представлены относительные отклонения, возникающие при измерении параметров скоплений. Видно, что значительных искажений при измерении потока не наблюдается, а возникающий разброс относительно невелик, $\sim 20\%$. В области малых потоков, где вероятность детектирования скоплений падает, возникает тенденция к переоценке потока. Природа этого явления аналогична ситуации с точечными источниками (§ 7.3); она носит общий характер и не связана с конкретным алгоритмом, применяющимся для детектирования скоплений. Данное искажение следует обязательно учитывать при измерении таких зависимостей, как функция светимости или кривая подсчетов скоплений. Для скоплений очень большого углового размера, напротив, наблюдается некоторая систематическая недооценка потока. Это связано с тем, что внешние части очень крупных скоплений начинают включаться в карту фона. Данное искажение важно лишь при измерении потоков очень близких скоплений, которые и имеют большой угловой размер, но они, к счастью, не представляют большого интереса для наших целей.

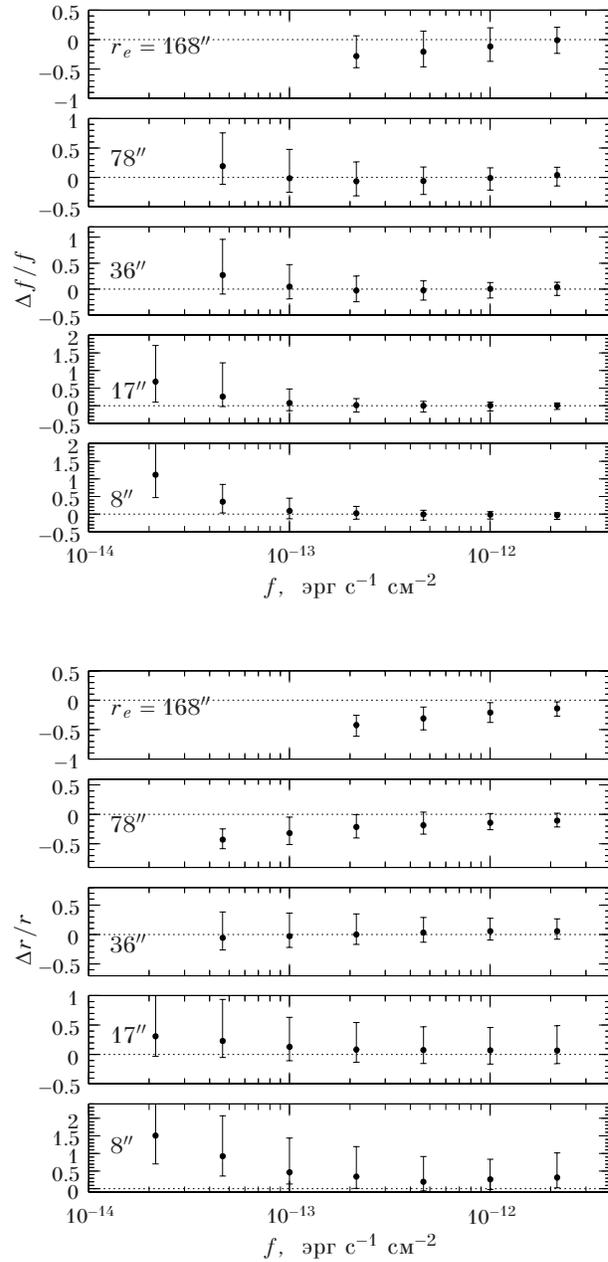


Рис. 29. Искажение и разброс, возникающие при измерении потока и эффективного радиуса скоплений. Точками показано среднее относительное отклонение измеряемой величины, а разброс показан в виде интервалов ошибок.

Радиусы компактных скоплений в среднем сильно переоценены, так как они классифицируются как протяженные источники лишь в том случае, если измеренный радиус представляет собой положительную статистическую флуктуацию по отношению к действительному размеру. Радиусы очень больших скоплений недооценены из-за превычитания фона во внешних частях скоплений. Радиусы далеких скоплений в основном находятся в диапазоне $15'' - 60''$, где искажения измерений минимальны.

16.3 Количество ложных источников

Из-за конечного углового разрешения телескопа РОСАТ близкие расположенные точечные источники сливаются в один рентгеновский объект, который может быть ошибочно классифицирован как протяженный источник. Оптическая идентификация является наиболее прямым способом установить, является ли тот или иной объект настоящим скоплением или представляет собой ложный источник. Тем не менее, полагаться исключительно на оптические идентификации не очень хорошо по причинам, обсуждавшимся в § 14.1. Желательно иметь независимую оценку количества ложных источников, что, в частности, позволит быть уверенным, что под них не списываются в большом количестве такие интересные объекты, как квазары, испытывающие гравитационное линзирование на «темных» скоплениях [100], скопления, выродившиеся в единственную галактику [69], а также гипотетические «пустые» скопления [101]. С целью получения такой оценки была проведена серия моделирований, в которых к разыгранным изображениям не добавлялись настоящие скопления. Все протяженные источники, найденные в этой серии, являются ложными, и таким образом мы можем установить их ожидаемое распределение по потокам и радиусам.

Замазывание точечных источников функцией отклика телескопа РОСАТ является основной причиной, приводящей к наличию ложных протяженных источников. Величина этого эффекта достаточно сильно зависит от того, распределены ли точечные источники равномерно или они обладают пространственной корреляцией. На рис. 30 показано ожидаемое в случае скоррелированных источников распределение ложных источников в зависимости от потока и радиуса, а также их кумулятивное распределение по потоком. В среднем во всем каталоге в этом случае ожидается 25.9 ложных источников. В случае равномерного пространственного распределения точечных источников число ложных источников уменьшается до 15.2, а распределения на рис. 30 можно просто перенормировать. Итак, ожидаемое количество ложных источников составляет от 7% до 12% общего числа объектов в каталоге 160d.

Ожидаемое число ложных источников замечательно согласуется с результатами оптических идентификаций каталога 160d. Моделирования предсказывают наличие в среднем ≈ 1.5 ложных источников на потоках, больших 2×10^{-13} эрг с^{-1} см^{-2} , в то время как из 82 протяженных рентгеновских источников 80 удалось отождествить со скоплениями, и только один, вероятно,

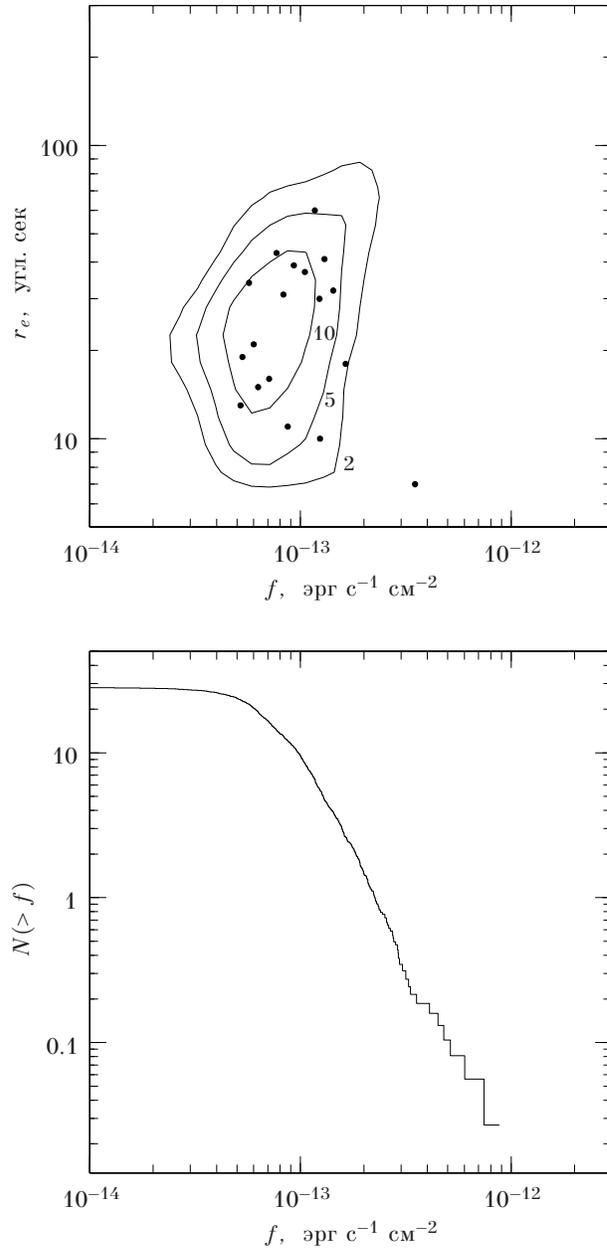


Рис. 30. Ожидаемое распределение ложных источников по потокам и радиусам (*сверху*) и их кумулятивное распределение по потокам (*снизу*). На верхней панели контуры соответствуют фиксированному уровню функции распределения ложных источников, а пронумерованы они в соответствии с ожидаемым числом за пределами данного контура. Точки соответствуют тем объектам из обзора 160d, которые не удалось отождествить со скоплениями по результатам оптических наблюдений.

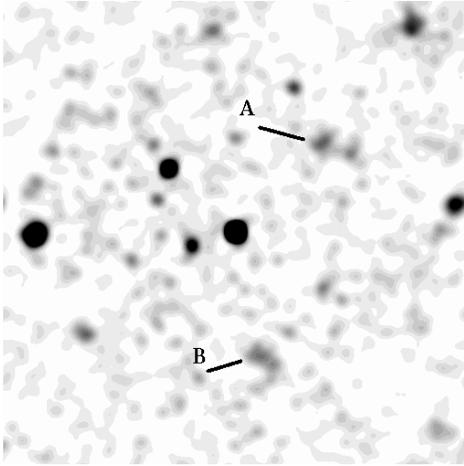


Рис. 31. Изображение, полученное спутником РОСАТ ($40' \times 40'$), в котором был обнаружен объект RXJ 0952–0148 (В). Изображение содержит два очевидных протяженных источника.

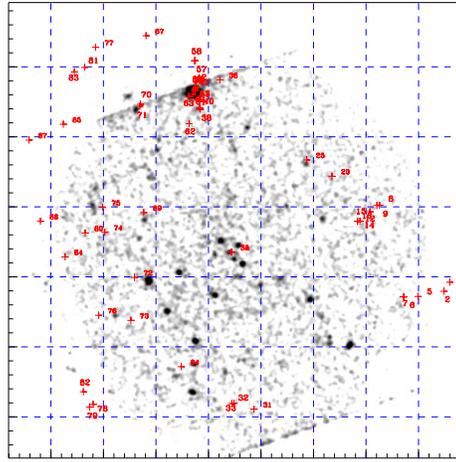


Рис. 32. Изображение, полученное спутником ХММ ($30' \times 30'$), центрированное на объект RXJ 0952–0148, который распадается на 6 точечных источников.

скоплением не является. В полном каталоге ожидается 15–26 ложных источников, в то время как число неотожествленных со скоплениями объектов равно 18. Распределение этих неидентифицированных объектов в координатах поток-радиус хорошо соответствует распределению ложных источников в моделированиях (верхняя панель рис. 30). Таким образом, можно сделать вывод о том, что неидентифицированные объекты скорее всего являются ложными источниками, а не очень далекими скоплениями, которые не удалось идентифицировать из-за того, что их оптическое излучение уже сдвинуто в инфракрасный диапазон, или же гипотетическими «темными» скоплениями.

В этой связи поучительно привести пример наблюдения спутником ХММ объекта RXJ 0952–0148 из нашего каталога. Изображение, полученное спутником РОСАТ, в котором был обнаружен данный объект, показано на рис. 31. Оно содержит два очевидных протяженных источника, помеченных как А и В. Источник А оптически идентифицирован как скопление галактик на $z = 0.567$. Несмотря на то, что визуально рентгеновский объект RXJ 0952–0148 (источник В) выглядит столь же значимым и очевидно протяженным, он не соответствует какой-либо концентрации галактик даже на очень чувствительных изображениях, имеющих предельную звездную величину $24^m - 25^m$ в фильтрах R и I. Для проверки того, не является ли RXJ 0952–0148 скоплением галактик на $z > 1$, было предложено пронаблюдать его спутником ХММ. Данные ХММ показали со всей очевидностью, что RXJ 0952–0148 является тесной группой 6(!) точечных источников (рис. 32).

16.4 Зависимость площади обзора от рентгеновского потока

Основной зависимостью, необходимой для вычисления таких величин, как кривая подсчетов или функция светимости скоплений, является зависимость площади обзора от рентгеновского потока. Площадь обзора можно (и нужно — см. главу 3) определить как ту зависимость, которая входит в определение кривой подсчетов по соотношению

$$N(>f) = \sum_{f_i > f} \frac{1}{A(f_i)}, \quad (5.5)$$

где f_i — поток i -ого скопления.

Для точечных источников площадь обзора могла быть вычислена полуаналитическими методами (гл. 3). В случае обзора скоплений, где процесс детектирования зависит не только от потока, но и от размера объекта, это сделать практически невозможно. По этой причине определение площади обзора 160d целиком полагалось на моделирование методом Монте-Карло. Данное моделирование представляют собой полезный пример применения зависимостей, описанных в § 16.1–16.2 для исследования характеристик каталога.

Считаем, что скопления не эволюционируют с красным смещением, а их функция светимости описывается шехтеровским [102] законом

$$dN/dL = A (L/L_*)^{-\alpha} \exp(-L/L_*), \quad (5.6)$$

с параметрами, взятыми из работы [84], а распределение по радиусам (с учетом корреляции радиус-светимость) берется из работы [78]. Разыгрываем красное смещение скопления в интервале от $z = 0$ до $z = 2$ с учетом космологической зависимости сопутствующего объема от красного смещения (см. напр. [103]). Затем разыгрываем светимость скопления в интервале от 10^{42} до 10^{46} эрг с^{-1} и его радиус. После этого вычисляем видимый угловой размер скопления и его рентгеновский поток вблизи Земли (что несколько зависит от температуры скопления, которую можно оценить по корреляции $L_x - T$ из работы [104]). Зная угловой размер и поток скопления, можно определить вероятность его детектирования (рис. 28) и разыграть измеренный поток (рис. 29). Вероятность детектирования добавляется к распределению детектированных скоплений по измеренным потокам, а 1 — к распределению разыгрываемых скоплений по действительным потокам. Разыграв по этой методике примерно 10^6 скоплений можно точно определить зависимость площади обзора от потока. Результат представлен в табл. 8. В этой таблице также представлена площадь обзора лишь для далеких скоплений на $z > 0.5$, которая несколько отличается от площади для всех скоплений из-за разного распределения угловых размеров; это отличие, однако, минимально.

Используя аналогичные вычисления в случае эволюции светимостей, пространственной плотности и радиусов скоплений, было проверено, что площадь обзора изменяется не более чем на 10% по сравнению со случаем отсутствия

Табл. 8. Площадь обзора 160d в зависимости от потока

Поток эрг с ⁻¹ см ⁻²	Площадь (кв. град.)	
	все скопления	скопления на $z > 0.5$
1.3×10^{-14}	0.074	0.070
1.5×10^{-14}	0.094	0.089
2.0×10^{-14}	0.185	0.190
3.0×10^{-14}	1.354	1.364
4.5×10^{-14}	9.026	9.100
7.0×10^{-14}	34.74	34.03
1.0×10^{-13}	66.55	66.20
1.5×10^{-13}	102.6	104.3
2.0×10^{-13}	122.8	127.4
3.0×10^{-13}	140.9	147.0
4.5×10^{-13}	148.1	154.0
7.0×10^{-13}	149.3	159.6
1.0×10^{-12}	151.1	161.3
1.5×10^{-12}	157.1	164.7
2.0×10^{-12}	158.5	165.1

эволюции, если только не сильно изменяется корреляция между светимостью скоплений и их эффективным радиусом. Отсутствие эволюции радиусов можно напрямую продемонстрировать по данным каталога 160d (см. § 18), и поэтому зависимостью площади обзора от потока из табл. 8 можно пользоваться достаточно смело.

§ 17 Кривая подсчетов скоплений

Прежде чем переходить к обсуждению результатов по эволюции скоплений, представим их кривую подсчетов, полученную в обзоре 160d (рис. 33). Полученная кривая подсчетов, покрывающая 2.5 порядка величины по интенсивностям, хорошо согласуется с измерениями для ярких скоплений по данным обзора всего неба спутником ROSAT [84], а также на низких потоках — с оценками поверхностной плотности скоплений в самых глубоких наблюдениях спутника ROSAT [96].

Кривая подсчетов сразу позволяет получить некоторые ограничения на эволюцию функции светимости скоплений. Для этого представим эволюцию функции светимости как комбинацию изменения числа скоплений в сопутствующем объеме и систематического сдвига их светимостей, причем пусть обе этих зависимости являются степенной функцией от $(1+z)$. В таком случае функцию светимостей на красном смещении z можно выразить через локальную функцию светимости $F_0(L)$ следующим образом:

$$F_z(L) = (1+z)^{p_N} F_0(L/(1+z)^{p_L}), \quad (5.7)$$

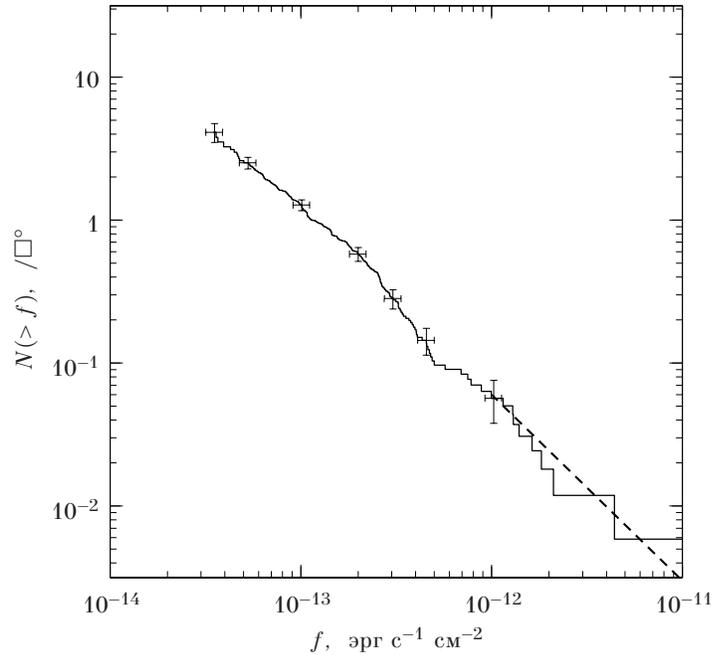


Рис. 33. Кривая подсчетов скоплений по данным обзора 160d. В нескольких промежуточных точках показаны погрешности измерения. Вертикальные ошибки соответствуют пуассоновскому шуму, а горизонтальные — возможной систематической ошибке измерения потоков (§ 13.3). Пунктирной линией показана кривая подсчетов для ярких близких скоплений из работы [84]

где показатели p_N и p_L задают темп изменения сопутствующей плотности и светимости скоплений. Так как F_0 известна, в данной модели кривая подсчетов скоплений зависит лишь* от p_N и p_L , и поэтому дает возможность получить ограничение на их определенную комбинацию. Подобный анализ был проделан в работе [105]. Оказалось, что для описания кривой подсчетов требуется $p_N = (-0.8 \pm 0.8)p_L$. Данная комбинация p_N и p_L приблизительно соответствует неизменяющейся функции светимости на малых L , что согласуется с результатами прямых измерений $F_z(L)$ [74]. В то же время, допускается довольно значительное уменьшение числа скоплений с большими L_x , что и наблюдается в действительности (§ 19).

§ 18 Эволюция радиусов скоплений

Рассмотрим теперь эволюцию эффективных радиусов скоплений с красным смещением. Данный вопрос имеет важное прикладное значение, так как

* Если фиксировать космологические параметры. Мы предполагаем $\Lambda = 0$, $\Omega = 1$.

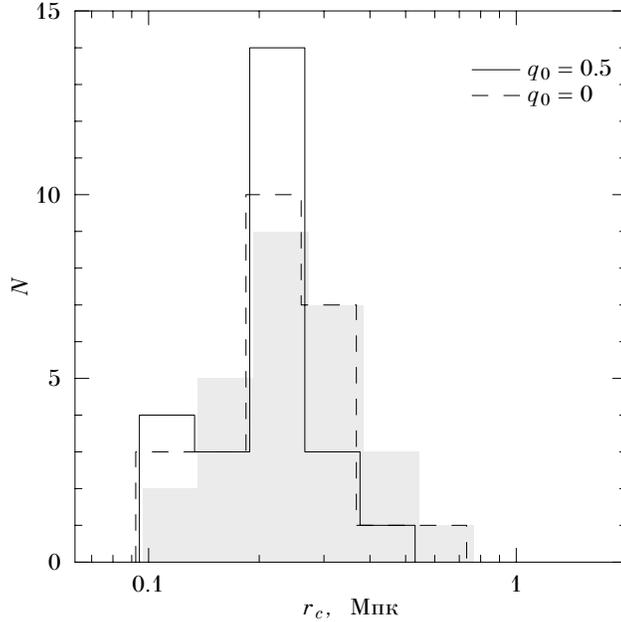


Рис. 34. Функция распределения эффективных радиусов для далеких скоплений (сплошная линия соответствует $q_0 = 0.5$, а штриховая $q_0 = 0$), и для близких скоплений (серая гистограмма).

эффективность детектирования далеких скоплений на рентгеновских изображениях довольно чувствительна к их размеру, и поэтому эволюция радиусов должна учитываться при вычислениях объема, покрытого обзором, и иных подобных зависимостей.

Для определения эволюции эффективных радиусов сравним их функции распределений для далеких ($z > 0.4$) скоплений из обзора 160d и для близких скоплений из работы Джонс и Формана [78]. В обоих случаях для аппроксимации профиля яркости скоплений использовалась β -модель. Однако, Джонс и Форман рассматривали как r_c , так и β как свободные параметры, в то время как радиус далеких скоплений определялся при фиксированном $\beta = 0.67$. Тем не менее, значения радиусов для близких скоплений можно «привести» к $\beta = 0.67$, используя (5.4). Так как для близких скоплений наблюдается корреляция радиуса и светимости [78], сравнение функции распределения радиусов будем проводить для скоплений одного и того же диапазона светимостей, $10^{44} < L_x < 5 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} , что примерно соответствует диапазону температур 4–7 кэВ. Всего в этом диапазоне светимостей оказалось 25 далеких скоплений; их среднее красное смещение составляет $\langle z \rangle = 0.51$. Неопределенность измерения радиуса для далеких скоплений составляет около 30%, что значительно уже, чем ширина функции распределения.

Наблюдаемые угловые радиусы переводились в линейные для двух космологических моделей, с $q_0 = 0.5$ и $q_0 = 0$. Полученные функции распределения для далеких и близких скоплений очень похожи (рис. 34). Эволюцию радиусов можно охарактеризовать количественно, сравнивая медианные значения функций распределений. Медианный радиус близких скоплений составляет 240 ± 14 кпк, а для далеких скоплений 210 ± 14 кпк при $q_0 = 0.5$ и 230 ± 16 кпк при $q_0 = 0$. С точностью, достаточной для надежного вычисления площади рентгеновских обзоров, можно утверждать, что *средние радиусы скоплений не эволюционируют по крайней мере до $z = 0.5$* .

Интересно отметить также следующий факт. Предел обзора 160d по угловому размеру, $10''-15''$, соответствует линейным размерам 80–120 кпк при $z = 0.5$, а пик функции распределения расположен на значительно большем радиусе. Отсюда можно сделать вывод, что в обзоре 160d не пропускаются в массовом количестве компактные далекие скопления, которые трудно отличить от точечных источников, так как в таком случае пик функции распределения радиусов был бы близок к пределу по угловому разрешению.

В заключение заметим, что в принципе теория формирования скоплений предсказывает некоторую эволюцию их размеров (см. напр. [106]), и поэтому представленные наблюдения можно было бы использовать для проверки теории или для получения ограничений на космологические параметры. Однако, значения эффективных радиусов чрезвычайно чувствительны к таким трудноучитываемым эффектам, как радиационное охлаждение газа в центрах скоплений, нагрев межгалактической среды сверхновыми и т. д. Такие характеристики скоплений, как рентгеновская светимость, температура и в особенности масса, значительно надежнее предсказываются теорией, и поэтому они намного полезнее для космологических исследований, чем радиус. Эволюция данных характеристик рассматривается в следующей главе диссертации.

Глава 6

Эволюция скоплений на больших красных смещениях

Как уже неоднократно отмечалось, эволюция скоплений галактик на больших красных смещениях довольно чувствительна к значениям космологических параметров и поэтому на ней основан один из наиболее популярных космологических тестов. Среди интересных параметров скоплений, таких как масса, дисперсия скоростей галактик, температура и т. д., полная рентгеновская светимость является наиболее легко измеряемой величиной, и поэтому большинство из существующих наблюдений эволюции скоплений посвящены исследованию функции светимостей на больших z .

Впервые о наличии сильной эволюции светимости уже при $z \sim 0.1$ было объявлено по результатам работы спутника *EXOSAT* [107], что, однако, не было подтверждено более качественными данными обзора всего неба спутником ROSAT [84]. С запуском обсерватории им. Эйнштейна стало возможно исследовать эволюцию скоплений на больших z . В работах [72, 108] было объявлено о регистрации отрицательной эволюции светимостей скоплений на $z > 0.3$. В данных работах сравнивались функции светимости на $z < 0.3$ и $z > 0.3$, полученные в обзоре средней чувствительности (EMSS), и было обнаружено, что в то время как сопутствующая пространственная плотность скоплений с низкими светимостями остается постоянной, количество скоплений с $L_x(0.3 - 3.5 \text{ кэВ}) > 5 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$ довольно резко уменьшается.

Данный результат обзора EMSS впоследствии часто ставился под сомнение. Приведем лишь два наиболее значительных примера. В работе Никола и др. [90] были переизмерены светимости некоторых далеких скоплений из EMSS по данным более поздних наблюдений спутником ROSAT, и делался вывод, что с новыми значениями L_x эволюция перестает быть статистически значимой. В работе Росати и др. [74] по данным обзора 33 квадратных градусов спутником ROSAT были измерены функции светимости скоплений вплоть до $z \sim 0.8$, и не обнаружено никакой эволюции при $L_x < 3 \times 10^{44} \text{ эрг с}^{-1}$. Тем не менее, ни один из существовавших ранее обзоров, основанных на данных спутника ROSAT, включая работу Росати и др., не покрывал достаточный объем, чтобы обнаружить редко встречающиеся скопления с высокой светимостью, и таким образом их результаты, строго говоря, не противоречат EMSS.

Обзор 160d является единственным из существующих каталогов далеких скоплений, обнаруженных спутником ROSAT, покрывающим схожий с EMSS объем на больших красных смещениях, и поэтому чувствительным к эволюции ярких скоплений. Используя данный обзор, нам впервые удалось независимо проверить, — и подтвердить, — уменьшение количества скоплений с высокой светимостью на $z > 0.3$.

Недавние наблюдения далеких скоплений обсерваторией «Чандра» дали возможность пойти в исследовании эволюции скоплений дальше, чем измерения функции светимости. В работе [109] нами были впервые измерены корреляционные соотношения между температурой, светимостью и массой барионной составляющей далеких скоплений ($z > 0.4$). Все три соотношения испытывают значительные изменения.

Таким образом, в вопросе о том, изменяются ли скопления галактик между $z = 0.3 - 0.6$ и $z = 0$ поставлена точка. Удалось не только убедительно продемонстрировать *наличие* систематических изменений различных свойств скоплений, но и довольно хорошо определить *темпы* этих изменений, что в свою очередь позволило, наконец, надежно применить космологические тесты на основе эволюции скоплений, о чем пойдет речь в главе 7.

§ 19 Эволюция функции светимости

За счет своей неплохой чувствительности и большой площади обзор 160d позволяет довольно точно измерить функцию светимостей скоплений в районе $z = 0.5$. В принципе, привлекая корреляционные соотношения между светимостью и другими характеристиками скоплений (см. § 20), можно попытаться связать эволюцию функции светимости с эволюцией функции масс, которая непосредственно предсказывается теорией. Однако, в главе 7 показано, что для космологических приложений существует гораздо более эффективный подход, основанный на измерениях массы барионной составляющей скоплений. Поэтому рассмотрим вопрос об эволюции функции светимостей не с космологической, а с исторической точки зрения: правильным или нет было обнаружение отрицательной эволюции функции светимостей в обзоре EMSS.

Для непосредственного сравнения результатов обзоров 160d и EMSS ограничимся рассмотрением функции светимости скоплений в интервале красных смещений $0.3 < z < 0.8$. Для определения функции светимости нам в первую очередь требуется знать зависимость объема, покрытого обзором, от светимости скопления. Зная зависимость площади обзора от наблюдаемой интенсивности, $A(f)$ (для 160d она задается табл. 8), зависимость объема от светимости можно определить следующим образом. Зададимся каким-либо значением светимости L и поместим скопление на красное смещение z . Наблюдаемая интенсивность излучения есть

$$f = \frac{L}{4\pi d_L^2(z)} \times S(z), \quad (6.1)$$

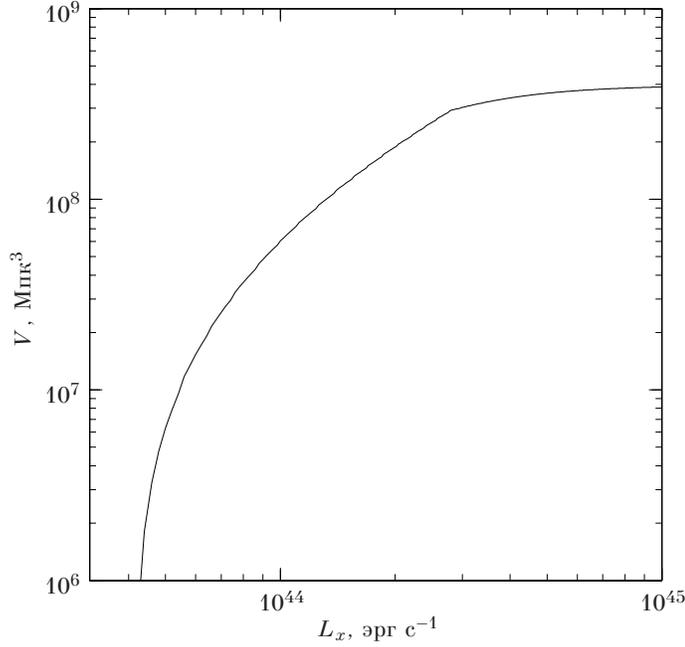


Рис. 35. Сопутствующий объем, покрытый обзором 160d между $z = 0.3$ и 0.8 в зависимости от светимости скоплений в энергетическом диапазоне $0.5\text{--}2$ кэВ. Используется порог по интенсивности $f_{\min} = 10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2} .

где d_L — болометрическое расстояние, а множитель $S(z)$ есть слабо изменяющаяся функция z , учитывающая красное смещение между системами отсчета источника и наблюдателя:

$$S(z) = \frac{\text{светимость от } (1+z)E_{\min} \text{ до } (1+z)E_{\max}}{\text{светимость от } E_{\min} \text{ до } E_{\max}} \quad (6.2)$$

Так как спектр излучения скоплений хорошо известен (см. стр. 16), функция $S(z)$ может быть надежно рассчитана. В принципе, $S(z)$ зависит от температуры скопления, однако с очень большим запасом точности для расчетов достаточно оценить T из ее корреляции со светимостью на малых z (см. § 20). Учитывая соотношение (6.1), зависимость объема от светимости записывается в следующем виде:

$$V(L) = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} A(f) \frac{dV}{dz} dz, \quad f = \frac{L S(z)}{4\pi d_L^2(z)}, \quad (6.3)$$

где dV/dz — космологическая зависимость сопутствующего объема от красного смещения. Если вводится дополнительное ограничение по наблюдаемому

потоку, то в данной формуле следует положить $A(f) = 0$ при $f < f_{\min}$. Результат вычисления по данной формуле для обзора 160d представлен на рис. 35*.

Зная зависимость объема от светимости, легко определить интегральную функцию светимости скоплений:

$$N(>L) = \sum_{L_i > L} \frac{1}{V(L_i)}. \quad (6.4)$$

Группируя ее в достаточно узких диапазонах, получаем оценку дифференциальной функции светимости. Результат представлен на рис. 36. При построении функции светимости использовались лишь объекты с наблюдаемым потоком, превышающим 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Всего в каталоге содержится 36 таких скоплений в диапазоне $0.3 < z < 0.8$; их среднее красное смещение составляет $\langle z \rangle = 0.55$. При низких L_x полученная функция светимости очень хорошо согласуется с измерениями для близких скоплений [84]; отсутствие эволюции при низких L_x подтверждается также обзорами малой площади, выполненными по данным спутника ROSAT [74, 79]. Тем не менее, в диапазоне высоких светимостей, $L_x > 3 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} , число обнаруженных скоплений значительно меньше того значения, которое предсказывается неэволюционирующей функцией светимости. При $L_x > 2.8 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} (верхняя граница 4-ой слева точки на рис. 36), функция светимости для близких скоплений предсказывает наличие в среднем 15.6 скоплений в обзоре 160d, в то время как действительно наблюдается лишь 4 объекта. Статистическая значимость данного недостатка составляет 99.95% (или 3.5σ). При $L_x > 5 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} предсказывается наличие 5.5 скоплений, но в действительности не найдено ни одного; в данном случае статистическая значимость составляет 99.6% (или 2.9σ). Наблюдаемый дефицит далеких скоплений с высокой светимостью в целом очень хорошо согласуется с полностью независимыми результатами обзора EMSS [72].

Рассмотрим два вопроса, касающихся статистической полноты выборки скоплений из обзора 160d. Первым из них является наличие в каталоге 18 объектов, которые не удалось идентифицировать со скоплениями по данным оптических наблюдений. Если они на самом деле являются далекими скоплениями, не будет ли скомпенсирован дефицит объектов с высокими L_x ? Такую возможность можно отвергнуть по целому ряду причин. Во-первых, чувствительность полученных оптических снимков вполне достаточна, чтобы идентифицировать скопления при $z \leq 0.8$ (см. рис. 24), и поэтому неидентифицированные объекты не должны вносить вклада в рассматриваемую функцию светимости. Во-вторых, как упоминалось выше, в каталоге ожидается наличие 15–23 ложных источников (рис. 30), и поэтому из 18 неидентифицированных объектов большинство не должны являться скоплениями. В третьих, наблюдаемый поток большинства неидентифицированных объектов настолько низок,

* В этом пункте везде используются следующие значения космологических параметров: $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$. Хотя светимость и объем на больших z по отдельности весьма чувствительны к Ω и Λ , их комбинация, входящая в функцию светимости, от них зависит гораздо слабее.

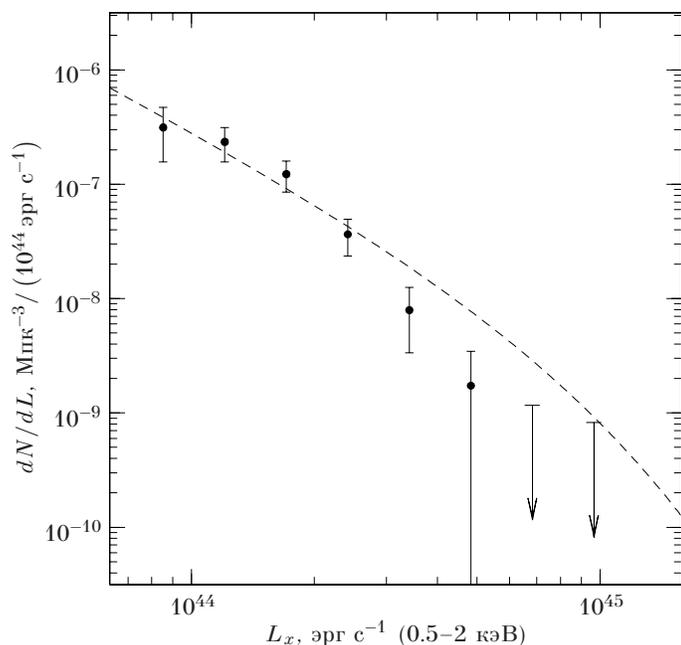


Рис. 36. Функция рентгеновских светимостей скоплений в интервале красных смещений $0.3 < z < 0.8$. Штриховой линией показана функция светимости на малых z , взятая из работы [84]

что их светимость должна быть меньше 2.8×10^{44} эрг с^{-1} , даже если их поместить на верхнюю границу рассматриваемого интервала красных смещений. Наконец, в функции светимости, построенной для порогового значения потока $f > 1.4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, наблюдается практически такой же дефицит ярких скоплений, а неидентифицированными остаются лишь 2 источника.

Вторым вопросом является то, не пропускаются ли в массовом количестве далекие скопления из-за того, что детектирование проводится по признаку протяженности рентгеновского излучения, а далекие скопления могут быть слишком компактными. Выше (стр. 106) уже рассматривались аргументы против такой возможности, следующие из распределения эффективных радиусов далеких скоплений. К тому же, в диапазоне низких L_x , где скопления обладают меньшим радиусом, и поэтому должно быть пропущено значительное большее количество далеких скоплений, никакого дефицита не заметно. Наконец, в обзорах, не использующих отбор по признаку протяженности, таких как WARPS, в перекрывающихся с обзором 160d наведениях не находят никаких дополнительных скоплений [79].

§ 20 Эволюция соотношений между светимостью, температурой и массой горячего газа скоплений.

Корреляционные соотношения между различными рентгеновскими свойствами являются полезным методом получения информации о глобальных свойствах скоплений галактик. Раньше всех было открыто и затем чаще всего изучалось соотношение между рентгеновской светимостью и температурой [104, 110, 111]. Также известны корреляции между массой горячего межгалактического газа и температурой (см. § 22 и работу [112]) и рентгеновской светимостью скоплений [113]. В данных соотношениях наблюдается довольно малый разброс, что указывает на схожую историю формирования для всех скоплений, как и подразумевается автоматической теорией их роста.

Тем не менее, при более детальном рассмотрении оказывается, что наблюдаемые корреляционные соотношения расходятся с теоретическими предсказаниями. Самым известным примером является наклон в соотношении $L - T$: наблюдается, что $L \sim T^{2.7}$ для горячих скоплений [111], в то время как теория предсказывает $L \sim T^2$ [106]. Подобные различия могут означать, что в нагреве межгалактической среды важную роль играют такие негравитационные процессы, как ранний нагрев массивными сверхновыми [114] или катастрофическое радиационное охлаждение и связанное с ним активное звездообразование [115]. Эволюция корреляционных соотношений должна являться важной информацией, позволяющей сделать выбор между подобными моделями. Кроме того, корреляционные соотношения на больших красных смещениях чрезвычайно полезны для космологических исследований, основанных на эволюции скоплений, так как они позволяют связать легко наблюдаемую рентгеновскую светимость с более полезными с космологической точки зрения характеристиками скоплений, такими как его температура или масса [116].

Все выполненные до сих пор исследования корреляционных соотношений на больших z были посвящены соотношению $L - T$. В работе [117] не было найдено никакой эволюции данного соотношения по результатам анализа довольно большой выборки далеких скоплений, наблюдавшихся спутником АСКА (большинство из них были на $z \sim 0.3$, но несколько объектов имели $z > 0.4$). Тем не менее, более поздние исследования, выполненные по данным спутника АСКА [118, 119], обнаруживают эволюцию: если зависимость светимости при данной температуре от красного смещения параметризована как $L(z) \sim (1 + z)^A$, то тогда $A = 1.3 - 1.5$. Уже появилось несколько работ, в которых используется малое число далеких скоплений, наблюдавшихся спутником «Чандра». В работе [116] из измерения параметров 7 скоплений, находящихся на $z > 0.5$, сделан вывод, что возможна лишь слабая эволюция, $A < 1$; похожий вывод сделан в работе [120], в которой представлены измерения для 12 скоплений. Таким образом, ситуация оставалась довольно неясной. Окончательный ответ мог быть дан лишь анализом наблюдений большого числа далеких скоплений, которые достаточно ярки для того, чтобы можно было качественно измерять их параметры.

Соотношение $L - T$ для близких скоплений обладает значительным надстатистическим разбросом, который сравним с ожидаемой эволюцией данного соотношения. Разброс у близких скоплений значительно уменьшается, если при определении светимости и температуры скоплений исключить центральные области, подверженные радиационному охлаждению [111]. Поэтому при измерении соотношения $L - T$ на больших z также желательно исключить центральные области, так как это может уменьшить разброс и, следовательно, облегчить измерение эволюции. Эта задача посильна лишь обсерватории «Чандра», обладающей угловым разрешением лучше $1''$, что позволяет легко разрешать центральные области даже у очень далеких скоплений.

К весне 2002 года обсерватория «Чандра» выполнила наблюдения 22 скоплений на $z > 0.4$ с длительными экспозициями, позволяющими измерять температуру скоплений с точностью лучше 10–15% (см. табл. 9). Большинство данных скоплений были обнаружены в рентгеновских обзорах: 7 — в обзоре EMSS [72], 6 — в обзоре 160d, 4 — в RDCS [91], 1 — в WARPS [79], 2 — в обзоре всего неба спутником ROSAT. С использованием этих данных нам удалось точно измерить эволюцию корреляционных соотношений между светимостью, температурой и массой межгалактического газа скоплений на $z > 0.4$ [109]. Ниже представлено краткое изложение данной работы.

20.1 Данные

Первичная обработка рентгеновских данных обсерватории «Чандра» выполнялась по довольно стандартной методике, более подробно описанной в работе [121]. Аппроксимация спектров проводилась в интервале, ограниченном снизу энергией 0.8 кэВ для минимизации влияния неточностей калибровки, связанных с зависимостью квантовой эффективности детекторов на низких энергиях от времени*. Влияние данного эффекта на калибровку эффективной площади системы телескоп+детектор устранялось с помощью написанной автором программы CORRECT. Кроме того квантовая эффективность ПЗС-матриц, составляющих систему детекторов ACIS-I, была скорректирована на множитель 0.93 при $E < 1.8$ кэВ, что значительно улучшает их абсолютную калибровку (см. [121]). Для вычитания инструментального фона использовалась методика, разработанная М. Маркевичем [122]. Для измерения светимости скоплений и массы межгалактического газа использовались изображения в энергетическом интервале 0.7–2 кэВ, но к тому же просматривались и изображения в полосе 2–7 кэВ, для того, чтобы исключить жесткие точечные источники, которые в принципе могут несколько «испортить» спектры самых слабых скоплений.

Температуры скоплений определялись по спектрам, собранным в пределах радиусов $r_{\text{спек}} = 0.5 - 1$ Мпк; данный регион всегда содержал по меньшей мере 75% полного излучения скопления. При аппроксимации спектров считалось, что межзвездное поглощение в Галактике соответствует толщине нейтрально-

* См. страницу cxc.harvard.edu → Calibration → ACIS → ACIS QE Degradation.

Табл. 9. Далекие скопления, использованные для изучения соотношений $L - T - M$.

	z	T кэВ	$L_{0.5-2}^a$ (10^{44} эрг s^{-1})	L_{bol}^b	$M_{g,324}$ ($10^{14} M_{\odot}$)	r_c кпк	β	$r_{спек}$ Мпк
MS 0016+1609.....	0.541	9.9 ± 0.5	22.8	113.3	6.43 ± 0.65	384	0.74 ± 0.02	1.0
MS 0302+1658 ^b	0.424	3.6 ± 0.5	4.7	10.6	1.07 ± 0.40	215	0.74 ± 0.09	0.5
MS 0451-0305.....	0.537	8.1 ± 0.8	20.7	91.7	3.68 ± 0.77	378	0.89 ± 0.06	1.0
MS 1054-0321.....	0.823	7.8 ± 0.6	16.5	70.9	2.58 ± 0.37	719	1.39 ± 0.14	1.0
MS 1137+6625.....	0.782	6.3 ± 0.4	8.4	32.4	1.41 ± 0.28	114	0.63 ± 0.02	0.7
MS 1621+2640.....	0.426	7.6 ± 0.9	6.3	27.0	2.89 ± 0.62	347	0.67 ± 0.03	0.9
MS 2053-0449 ^b	0.583	5.2 ± 0.7	3.5	10.8	0.95 ± 0.32	151	0.61 ± 0.05	0.5
CL 1120+2326.....	0.562	4.8 ± 0.5	3.7	12.5	1.19 ± 0.27	452	0.88 ± 0.10	0.5
CL 1221+4918.....	0.700	7.2 ± 0.6	7.0	28.7	2.01 ± 0.36	427	0.80 ± 0.05	0.7
CL 1416+4446 ^b	0.400	3.7 ± 0.3	4.2	8.9	1.42 ± 0.38	213	0.66 ± 0.04	0.7
CL 1524+0957.....	0.516	5.1 ± 0.6	4.5	15.7	1.67 ± 0.40	494	0.88 ± 0.09	0.6
CL 1701+6421 ^b	0.453	5.8 ± 0.5	4.9	15.9	1.81 ± 0.47	243	0.62 ± 0.03	0.7
CL 0848+4456.....	0.574	2.7 ± 0.3	10.6	38.8	0.36 ± 0.13	109	0.58 ± 0.04	0.5
WARPS 0152-1357.	0.833	5.8 ± 0.6	1.2	3.1	0.7
RDCS 0849+4452...	1.261	4.7 ± 1.0	1.8	6.0	0.20 ± 0.08	167	0.85 ± 0.33	0.5
RDCS 0910+5422...	1.100	3.5 ± 0.7	2.0	5.9	0.26 ± 0.11	156	0.72 ± 0.18	0.5
RDCS 1317+2911 ^b ..	0.805	2.2 ± 0.5	0.8	2.0	0.21 ± 0.09	352	1.13 ± 0.41	0.5
RDCS 1350.0+6007.	0.805	4.3 ± 0.6	4.2	13.2	1.04 ± 0.33	337	0.70 ± 0.08	0.8
RASS 1347-114 ^b ...	0.451	14.1 ± 0.9	60.1	260.4	8.77 ± 1.60	118	0.65 ± 0.01	0.9
RASS 1716+6708...	0.813	6.6 ± 0.8	7.2	28.8	1.25 ± 0.33	283	0.80 ± 0.07	0.7
3C295 ^b	0.460	5.3 ± 0.5	9.1	16.3	1.51 ± 0.48	144	0.67 ± 0.03	0.5
CL0024+17 ^b	0.394	4.8 ± 0.6	3.1	9.2	1.24 ± 0.37	192	0.63 ± 0.03	0.5

^a — Полная рентгеновская светимость в энергетической полосе 0.5–2 кэВ в пределах радиуса 2 Мпк. ^b — Боллометрическая светимость в пределах 2 Мпк, но исключая центральные регионы, подверженные радиационному охлаждению. ^b — Скопления, в которых радиационное охлаждение может играть важную роль. Скопление WARPS 0152–1357, состоящие из двух компонент, использовалось лишь для соотношения $L - T$. Все характеристики получены для значений космологических параметров $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$.

го водорода, полученной из радиообзоров. Металличность межгалактической плазмы считалась равной 0.3 солнечного значения, если только качество данных не позволяло определять ее непосредственно из наблюдаемого спектра. Нормировка теоретического спектра, дающего наилучшую аппроксимацию, дает переводной коэффициент между наблюдаемым количеством фотонов от источника и рентгеновской светимостью в заданном энергетическом диапазоне, а также мерой эмиссии $E = \int n_e n_p dV$. Этот коэффициент позволяет разделить массу межгалактического газа.

Все светимости измерялись внутри радиуса 2 Мпк. Центральные области скоплений с сильным пиком яркости в центре, вероятно, подвержены влиянию радиационного охлаждения. В таких случаях центральные 100 кпк исключались как при измерении светимости, так и при спектральном анализе. Затем светимости умножались на 1.06, чтобы скомпенсировать потерю излучения, которое приходит из центральных 100 кпк типичного скопления, профиль яркости которого описывается β -моделью.

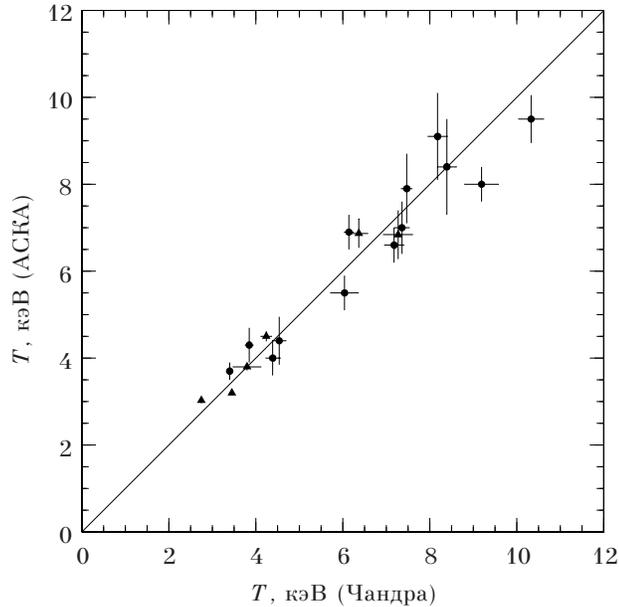


Рис. 37. Сравнение температур близких скоплений, измеренных спутниками «Чандра» и АСКА. Измерения спутника АСКА, скорректированные, если необходимо, на охлаждение центральных областей, взяты из работы [111] для скоплений А401, 478, 644, 754, 85, 780, 2029, 2256, 2597, 3376, 3558, 3667 и МКW3s (кружки). Треугольниками показаны значения для скоплений без охлаждения А1060, 2147, 2218, 2255 и АWM7 из работы [123]. Ошибки измерения показаны на уровне достоверности 90%.

В целом анализ рентгеновских данных выполнен максимально близко к методике, примененной в работе [111] для измерения соотношения $L - T$ для близких скоплений по данным спутника АСКА, и поэтому измерения для близких и далеких скоплений можно сравнивать непосредственно. Тем не менее, ожидаемая эволюция не очень сильна, и поэтому важно убедиться в том, что при измерении температур одних и тех же скоплений спутниками АСКА и «Чандра» не возникает систематической разницы. Для этого с использованием описанной выше методики были измерены температуры ряда близких скоплений, наблюдавшихся ранее спутником АСКА. Сравнение полученных значений показывает, что систематическая разница в любом случае меньше 5% (рис. 37).

20.2 Результаты

Соотношение $L - T$ для далеких скоплений, полученное при значениях космологических параметров $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$, показано на рис. 38. Как и для близких скоплений, разброс в соотношении очень мал — он практически полностью объясняется ошибками измерений. Наклон также согласуется

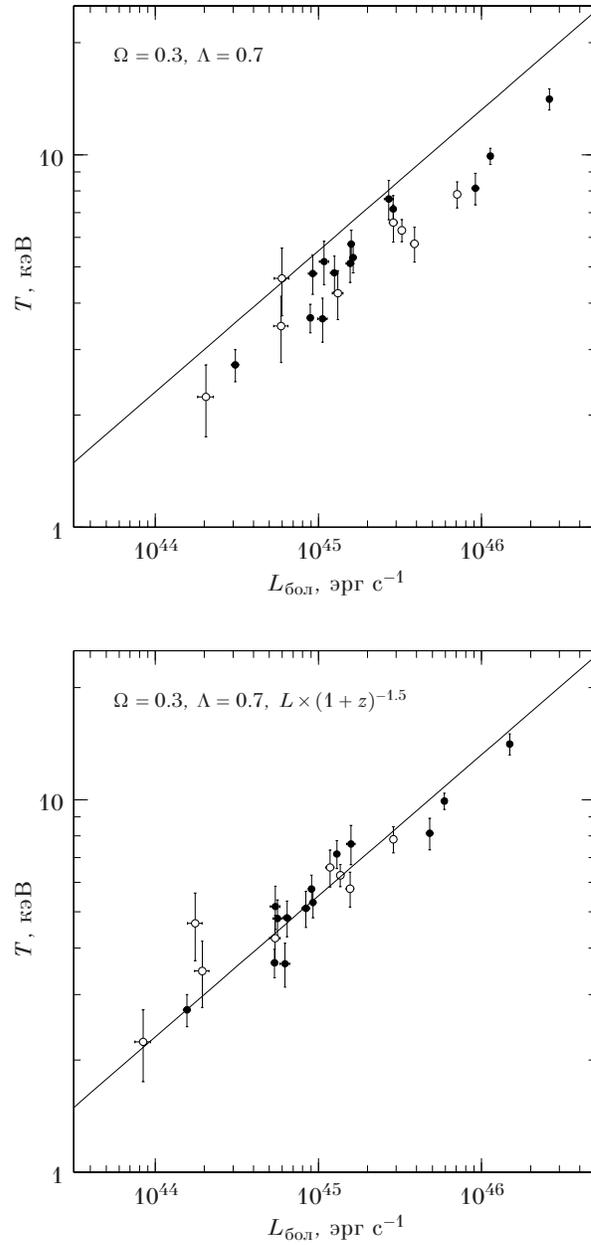


Рис. 38. Соотношение между температурой и болометрической светимостью скоплений за вычетом центральных областей, подверженных радиационному охлаждению. Сплошные кружки обозначают скопления на $0.4 < z < 0.7$, а пустые — на $z > 0.7$. Сплошной линией показано соотношение $L-T$ для близких скоплений [111]. На нижней панели светимости скорректированы на множитель $(1+z)^{-1.5}$ (см. табл. 10).

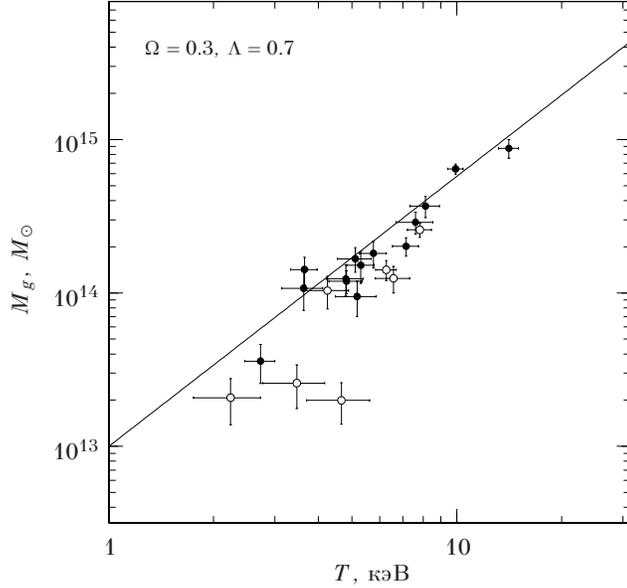


Рис. 39. Соотношение между температурой и массой газа внутри радиуса, соответствующего $\delta = 324$. Символы имеют то же значение, что и на рис. 38. Сплошной линией показано соотношение $M_{\text{газ}} - T$ для близких скоплений из работы [124].

с соотношением на малых z , но нормировка сильно отличается — при одинаковой температуре далекие скопления обладают большей светимостью. Если параметризовать зависимость от z в виде $L \sim (1+z)^{A_{LT}} T^\alpha$ и зафиксировать α на значении для близких скоплений, 2.64 , то тогда $A_{LT} = 1.5 \pm 0.3$ на уровне достоверности 90% . При $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$, эволюция соотношения $L - T$ слабее, но все же довольно значима (табл. 10).

Перейдем теперь к рассмотрению соотношений, в которых участвует масса горячего межгалактического газа. В предположении сферической симметрии скопления масса газа тривиально выводится из профиля поверхностной яркости (см. § 22). Основным вопросом является не как, а внутри какого радиуса следует измерять массу газа*. По соображениям, подробно обсуждаемым ниже (§ 21), было решено измерять массу газа внутри радиуса, в котором контраст плотности равен $\delta_g = M_g(r) / (4/3 \pi r^3 \langle \rho_b \rangle) = 324 (h/0.5)^{1/2}$, где $\langle \rho_b \rangle = 5.55 M_\odot \text{кпк}^{-3} \times (1+z)^3$ — средняя плотность барионов во Вселенной, полученная из теории первичного синтеза легких элементов [6].

На рис. 39 показано полученное соотношение $M_{g,324} - T$. При $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$ эволюция очень мала. Параметризуя ее как $M_g \sim (1+z)^{A_{MT}} T^B$ и

* Профили массы темной материи и межгалактического газа расходятся при $r \rightarrow \infty$, поэтому невозможно определить «полную» массу скопления (см. стр. 126).

Табл. 10. Эволюция соотношений $L - T - M$ в зависимости от космологических параметров

	q_0	A_{LT}	A_{MT}	A_{ML}
$\Omega = 0.3, \Lambda = 0.7$	-0.55	1.5 ± 0.3	-0.5 ± 0.4	-1.8 ± 0.4
$\Omega = 1, \Lambda = 0$	0.5	0.6 ± 0.3	-1.5 ± 0.4	-2.1 ± 0.4

При других значениях космологических параметров степенные наклоны в соотношениях $L \sim (1+z)^{A_{LT}} T^\alpha$, $M_g \sim (1+z)^{A_{MT}} T^\beta$, $M_g \sim (1+z)^{A_{ML}} L^\gamma$ могут быть приблизительно получены интерполяцией по q_0 . Ошибки измерений соответствуют уровню достоверности 90%.

фиксируя β на значении, выведенном для близких скоплений, 1.76, получаем $A_{MT} = -0.5 \pm 0.4$. При $\Omega = 1, \Lambda = 0$, выведенные из тех же данных значения массы газа в далеких скоплениях значительно меньше, и поэтому возникает сильная эволюция, $A_{MT} = -1.5 \pm 0.4$.

Соотношение между массой газа и светимостью показано на рис. 40. Данное соотношение полезно при оценке функции масс далеких скоплений по их рентгеновским светимостям. По этой причине в качестве L была использована не болометрическая, а мягкая рентгеновская светимость (0.5–2 кэВ) без исключения центральных областей, подверженных радиационному охлаждению, — величина обычно измеряемая в обзорах скоплений, выполненных спутником ROSAT. Соотношение $M_g - L$ испытывает сильную эволюцию при любых значениях космологических параметров. Параметризуя $M_g \sim (1+z)^{A_{ML}} L^\gamma$ и фиксируя γ на значении, полученном для близких скоплений, 0.83, получаем $A_{ML} \approx -2 \pm 0.4$.

Таким образом, соотношения между температурой, светимостью и массой газа скоплений на $z > 0.4$ испытывают сильную эволюцию по отношению к корреляциям, наблюдаемым на малых z . Соотношения, связывающие массу газа с другими характеристиками, напрямую связаны с соотношениями, в которых участвует полная масса скоплений. Дело в том, что, как уже упоминалось, доля барионов в полной массе скопления f_b должна быть универсальной величиной, близкой к среднему значению для всей Вселенной [7], но в этом случае полная и барионная масса отличаются на постоянный множитель, $M = M_b/f_b$. Следовательно, эволюция в соотношениях $M - L$ и $M - T$ для барионов и для темной материи должна быть идентичной. Следовательно, наблюдаемая сильная эволюция в соотношении $M_g - L$, если учесть еще слабую отрицательную эволюцию функции светимости (§ 19), означает, что функция масс сильно эволюционирует: пространственная плотность скоплений фиксированной массы на больших z намного меньше, чем в настоящее время. Фактически, этот факт дает возможность получить ограничения на космологические параметры Ω и Λ , чему посвящена следующая глава диссертации.

Наблюдаемая эволюция в соотношениях $M_g - T - L$ соответствует тому, что скопления в прошлом обладали большей плотностью — они были горячее

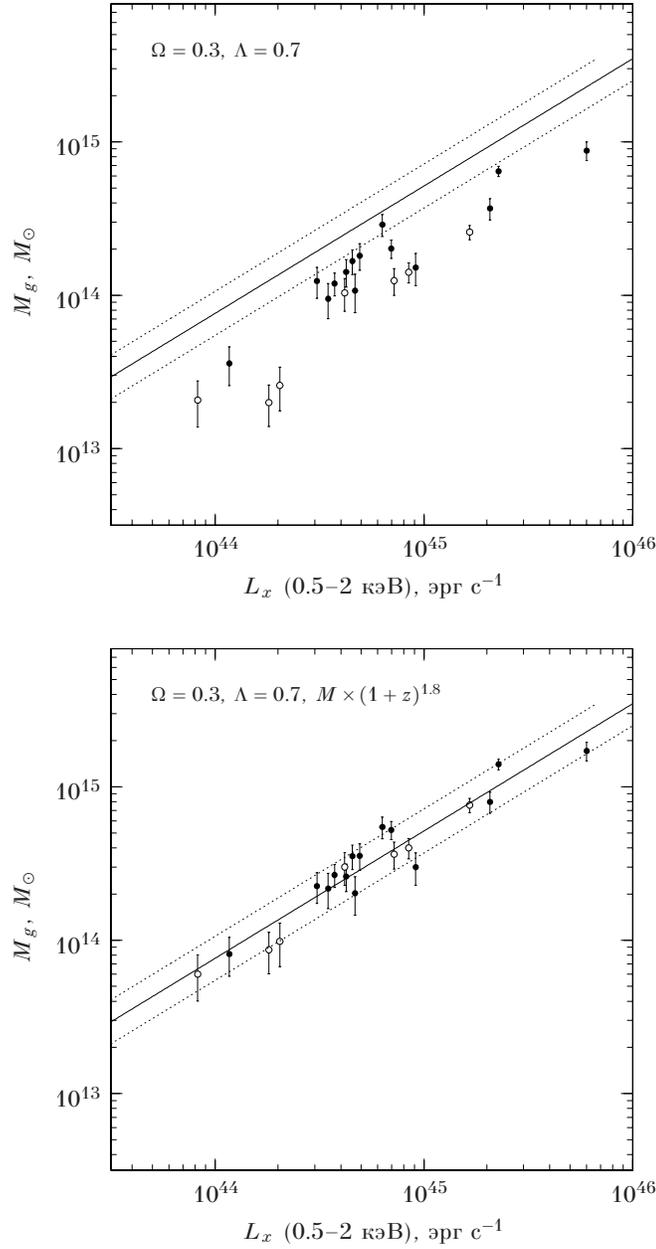


Рис. 40. Соотношение между полной светимостью скопления в энергетическом диапазоне 0.5–2 кэВ и массой газа внутри радиуса, определяемого по $\delta_g = 324$. Символы имеют то же значение, что и на рис. 38. Сплошной линией показано соотношение $M - L$ для близких скоплений, а пунктирными линиями — разброс вокруг средней зависимости [113]. На нижней панели массы скорректированы на множитель $(1+z)^{1.8}$ (см. табл. 10).

и более светимы при фиксированной массе, — что как раз и предсказывается автомодельной теорией их формирования. Однако, в деталях эволюция расходится с предсказаниями теории. Рассмотрим, например, эволюцию соотношения $M - T$. В стандартной теории [125] предсказывается, что должно сохраняться произведение $H(z)M_\Delta(T, z)$, где M_Δ — масса, соответствующая контрасту плотности Δ по отношению к критической плотности на красном смещении z , а $H(z)$ — постоянная Хаббла. Для наблюдаемых профилей плотности скоплений вблизи вириального радиуса справедливо соотношение

$$M_\delta \approx \text{const} \times \delta^{-0.5}, \quad (6.5)$$

(δ — контраст плотности по отношению к средней, а не критической плотности Вселенной). Учитывая, что $\delta = \Delta/\Omega(z)$, имеем

$$M_\Delta = M_{\delta=\Delta/\Omega(z)} = M_{\delta=\Delta/\Omega(0)} \left[\frac{\Omega(0)}{\Omega(z)} \right]^{-0.5} = M_{\delta=\delta_0} \left[\frac{\Omega(0)}{\Omega(z)} \right]^{-0.5} \quad (6.6)$$

Отсюда, учитывая, что $M_\Delta \sim 1/H(z)$, получаем

$$M_{\delta=\delta_0} \sim \frac{1}{H(z)} \frac{1}{\Omega(z)^{0.5}} \sim \frac{1}{(1+z)^{1.5}}, \quad (6.7)$$

т.е. зависимость $M_\delta(z, T)$ должна эволюционировать как $(1+z)^{-3/2}$ при любых значениях космологических параметров. Подобная эволюция наблюдается при $\Omega = 1$ и $\Lambda = 0$ (табл. 10), но при более «модных» значениях $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$ соотношение $M - T$ изменяется значительно медленнее, чем предсказывается теорией. Вероятное объяснение этого расхождения такое же как и при рассмотрении наклонов корреляции $L - T$: в нагреве межгалактического газа важную роль могут играть негравитационные процессы, которые, тем не менее, вряд ли могут изменить распределение массы на больших радиусах. То, какую именно информацию о механизме негравитационного нагрева можно вывести из представленных наблюдений, — важный и еще не проработанный вопрос. Заметим лишь, что модель раннего нагрева вспышками сверхновых, представленная в работе [126], предсказывает в точности наблюдаемую эволюцию соотношения $L - T$ при $\Omega = 0.3$ и $\Lambda = 0.7$, и обратимся к более интересной теме: какие ограничения на космологические параметры можно вывести из наблюдений эволюции функции масс барионов.

Глава 7

Определение космологических параметров Ω и Λ по эволюции функции барионных масс скоплений

§ 21 Основные идеи

Как уже отмечалось, один из многообещающих космологических тестов основан на сильной зависимости функции полных масс скоплений от космологических параметров. Краткое описание соответствующей теории дается ниже (§ 25.4), пока же достаточно принять на веру, что форма функции масс очень чувствительна к произведению Ωh , ее нормировка — к нормировке первичного спектра возмущений плотности, а эволюция на больших z — к некоторой комбинации Ω и Λ . Следовательно, измерение функции масс скоплений способно привести к весьма точному определению космологических параметров.

Трудности начинаются при попытке применения теории к наблюдениям. Дело в том, что теория оперирует с массами скоплений, включающими вклад темной материи, составляющий около 90% полной массы. Из-за того, что темная материя непосредственно не наблюдаема, полные массы скоплений измеряют косвенными методами: а) по дисперсии скоростей галактик, составляющих скопление; б) по распределению межгалактического газа; в) по гравитационному линзированию галактик фона. Всем данным методикам присущи значительные трудности, как наблюдательные, так и методологические.

При измерении дисперсии скоростей основной наблюдательной проблемой является необходимость измерения красных смещений очень большого числа галактик и отделения фоновых галактик от членов скопления. Основной методологической проблемой является то, что оптический метод работает правильно лишь в предположении о полностью равновесном распределении скоростей галактик. Если это предположение, как и ожидается, полностью не выполняется, возникает необходимость коррекций, которые могут быть довольно большими (см. [127]).

Применение рентгеновского метода для измерения масс основано на предположении о том, что межгалактический газ находится в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале скопления. В принципе, равновесное распределение газа устанавливается значительно быстрее, чем для галак-

тик, и поэтому теоретически рентгеновский метод лучше оптического. Однако, и в этом случае встречаются трудности концептуального характера. Во-первых, независимо проверить справедливость предположения о гидростатическом равновесии невозможно, поэтому остается полагаться на результаты численного моделирования скоплений [128]. Во-вторых, при измерении массы предполагается, что давление газа исключительно тепловое. Однако, нельзя заранее исключать значительного вклада давления магнитного поля [129, 130], релятивистских частиц [131], а также ионной компоненты плазмы, которая во внешней части скоплений может не находиться в равновесии с непосредственно наблюдаемыми электронами [132]. С практической точки зрения, для определения массы на больших радиусах требуется измерять температуру и плотность газа в тех областях, где его излучение едва превышает уровень космического рентгеновского фона. Это — сложнейшее наблюдение, которое до сих пор невозможно надежно осуществить, и поэтому при определении полной массы скоплений приходится полагаться на экстраполяцию из внутренних областей скоплений.

Среди всех методик, измерения массы на основе гравитационного линзирования встречают наименьшие методологические трудности [133]. Однако, на больших радиусах полезный сигнал проявляется в очень малых искажениях формы фоновых галактик. В этих условиях сигнал сложно отделить от искажений, вызванных оптикой телескопов. К тому же, необходимо точно знать, на каких красных смещениях располагаются фоновые галактики, что обычно установить сложно ввиду их слабого блеска. Наконец, на больших радиусах применим лишь метод т. н. слабого линзирования, которому присуще специфическое вырождение, проявляющееся в том, что масса определяется лишь с точностью до компоненты, распределенной равномерно по площади в пределах анализируемого изображения.

Все вышеперечисленные трудности приводят к тому, что даже в ближайших, наиболее хорошо изученных объектах измерить полную массу удастся с невысокой точностью — не лучше, чем примерно 25–30%. Особенно тревожит то, что довольно часто различные методы приводят к сильно отличающимся значениям массы в одних и тех же скоплениях, вплоть до 2-х кратной разницы [130].

Если даже в наиболее ярких скоплениях полную массу измерить довольно сложно, сделать это у большого числа объектов не представляется возможным. Таким образом, можно сказать, что функция полных масс скоплений напрямую неизмерима. Поэтому при приложении теории к наблюдениям обычно оперируют другими, более легко измеряемыми характеристиками скоплений, связанными с полной массой. Наиболее часто используют функцию температур [32, 33, 111, 134], так как считается, что температура скопления хорошо отражает его массу, $M \sim T^{3/2}$, что в основном подтверждается наблюдениями [135]. Однако, наблюдаемая по рентгеновским данным нормировка соотношения между температурой и массой сильно, в 1.5–2 раза, отличается от той, которая следует из результатов численных исследований [135–137] или

из измерения масс скоплений по методу гравитационного линзирования. Таким образом, следует признать, что в настоящее время соотношение между массой и температурой скоплений известно с невысокой точностью (хороший обзор ситуации можно найти в работе [138]). Варьирование нормировки соотношения $M - T$ в 1.5 раза приводит к значительному изменению измерений космологических параметров [116, 138]. Ситуация с нормировкой соотношения $M - T$ является отражением общих трудностей измерения полной массы скоплений, которые только что обсуждались; маловероятно, чтобы ситуация прояснилась в ближайшие несколько лет. Поэтому, если бы удалось разработать методику, не опирающуюся на измерения полных масс, это дало бы возможность значительно улучшить надежность и точность космологических измерений на основе скоплений галактик.

Такую методику можно предложить, опираясь на то, что вклад барионной компоненты в полную массу скоплений, f_b , должен быть одним и тем же среди всех объектов, и более того, должен быть близок к усредненному по всей Вселенной значению, $f_{b,U} = \Omega_b/\Omega$. Теоретической предпосылкой [7] данного утверждения является то, что гравитация — доминирующее взаимодействие на масштабах скоплений, а она одинаково действует на все формы материи. Универсальность значения f_b в массивных скоплениях подтверждается численным моделированием [139] и всеми доступными наблюдениями (см. стр. 140 и работы [112, 137, 140]).

Итак, в первом приближении можно допустить следующую тривиальную связь между барионной и полной массой скоплений:

$$M_b = \frac{\Omega_b}{\Omega} M. \quad (7.1)$$

Но в таком случае становится также тривиальной связь между кумулятивной функцией барионных масс, $F_b(M_b)$, и полных масс, $F(M)$:

$$F_b(M_b) = F(\Omega/\Omega_b M_b). \quad (7.2)$$

Как будет показано ниже (§ 22), барионные массы скоплений, а следовательно — $F_b(M_b)$, легко измеряются; значение средней плотности барионов во Вселенной можно считать известным из теории первичного нуклеосинтеза [6]; таким образом, мы имеем все необходимое для перехода от теоретической зависимости $F(M)$ к модели для функции барионных масс. Образно говоря, чтобы вычислить теоретическую функцию масс, требуется предположить некоторое значение Ω , но коль скоро это сделано, можно считать известным масштабирование по массе между модельной зависимостью $F(M)$ и легко измеримой функцией барионных масс скоплений. В § 25.2 будет дано более подробное описание данного метода, а в § 25.3 будут представлены измерения космологических параметров Ω и Λ , основанные на наблюдениях эволюции барионных масс скоплений по данным обзора 160d. Справедливости ради отметим, что основная идея предложенного метода несколько перекликается с работой

К. Шимасаку [141], хотя в подходах можно проследить серьезные методологические различия, позволяющие нам проводить значительно более точные космологические измерения.

Постоянство вклада барионов в массу скоплений позволяет не только связывать теорию и наблюдения, но и измерять массу скоплений более надежным и обоснованным методом. Дело в том, что понятия полной массы скоплений фактически не существует. Численные эксперименты показывают [142], что профили плотности темной материи вплоть до очень больших радиусов следуют зависимости вида:

$$\rho(r) \sim \frac{1}{(r/r_s)(1+r/r_s)^2}. \quad (7.3)$$

Следствием данной зависимости плотности от радиуса является то, что масса скопления логарифмически расходится при $r \rightarrow \infty$: фактически, скопление плавно, без какой-либо четкой границы переходит в в свободно расширяющуюся область Вселенной. Следовательно, встает вопрос: внутри какого радиуса следует определять массу скоплений? Современная теория оперирует массами, соответствующими некоторому фиксированному значению *контраста плотности*, определяемого уравнением

$$\delta = \frac{M(r)}{\frac{4}{3}\pi r^3 \langle \rho \rangle}, \quad (7.4)$$

где $M(r)$ — масса внутри радиуса r , а $\langle \rho \rangle$ среднее значение плотности Вселенной; соответствующее значение массы обозначается M_δ , а радиуса — r_δ . Такой подход обусловлен тем, что в «стандартной» космологии с $\Omega = 1$ вириальная масса скоплений всегда соответствует уровню $\delta \approx 200$ [143], и тем, что профили плотности скоплений, выраженные как функция δ , а не r , практически идентичны [142]. Если профиль плотности известен, уравнение (7.4) позволяет найти r_δ и M_δ . Однако, с практической точки зрения, это сделать сложно, так как для определения r_δ необходимо измерять профиль полной массы. Проблему можно обойти, если заметить, что по тем же самым причинам, по которым вклад барионов в полную массу скоплений постоянен, профиль их плотности должен следовать профилю плотности темной материи. Но в таком случае контраст полной плотности должен равняться контрасту плотности барионов:

$$\delta = \delta_b \equiv \frac{M_b(r_\delta)}{\frac{4}{3}\pi r_\delta^3 \langle \rho_b \rangle}. \quad (7.5)$$

Так как профиль массы барионной компоненты надежно измеряется (§ 22), а средняя плотность барионов во Вселенной, $\langle \rho_b \rangle$, известна (см. выше), соотношение (7.5) позволяет легко определить r_δ , *опираясь лишь на прямые наблюдения барионной компоненты*. После этого легко получить массы барионов $M_{b,\delta}$, соответствующие полным массам M_δ , и затем использовать уравнения (7.1–7.2) для аппроксимации теоретическими моделями. Самая лучшая из современных моделей работает с уровнем контраста $\delta = 324$ (§ 25.1), который и будет использоваться при измерении функции масс.

Дальнейшее изложение построено следующим образом. В § 22 описывается методика измерения барионных масс скоплений и связанные с этим экспериментальные трудности. В § 23 кратко описаны новейшие результаты по измерению функции барионных масс на малых красных смещениях, а в § 24 представлено измерение функции масс на больших красных смещениях по данным обзора 160d. В § 25 описывается измерение космологических параметров Ω и Λ по наблюдаемой эволюции функции масс: сначала дается краткий обзор теории, используемой при вычислении модели функции полных масс (§ 25.1), затем подробно обсуждается переход к модели для функции барионных масс и метод аппроксимации наблюдений (§ 25.2), который дает возможность хорошо определить некоторую комбинацию Ω и Λ (§ 25.3); глава завершается сравнением космологических измерений по эволюции скоплений и по наблюдениям флуктуаций реликтового фона и далеких сверхновых типа Ia.

§ 22 **Пространственное распределение барионов в близких скоплениях**

Для определения эволюции функции барионных масс скоплений прежде всего необходимо провести соответствующие измерения на малых красных смещениях. Выполнение этой задачи было начато в работе [144]. Ее целью являлось исследование распределения межгалактического газа скоплений на максимально больших радиусах, приближающихся к вириальному. Применяемая в данной работе методика определения барионной массы скоплений и исследование ее надежности в значительной степени лежит в основе наших космологических измерений, поэтому следует дать ее подробное описание.

22.1 *Подборка скоплений и анализ данных спутника ROSAT*

Для целей работы [144] (изучения распределения газа во внешней части скоплений) требовалась подборка скоплений, которые достаточно симметричны, и в которых рентгеновские изображения позволяют проследить распределение поверхностной яркости вплоть до больших радиусов. Чтобы удовлетворить второму требованию, были отобраны скопления, которые наблюдались спутником ROSAT с достаточно длинной экспозицией, и к тому же у которых вириальный радиус вписывался в поле зрения. Вириальный радиус оценивался по температуре скопления с помощью соотношения $r_{\text{вир}} = 1.95 h^{-1} \text{ Мпк} (T/10 \text{ кэВ})^{1/2}$ [128]; точность, обеспечиваемая этим соотношением вполне достаточна для целей данной работы. Скопления A754, Cug-A, A1750, A2151, A2197, A3223, A3556, A3558, A3560, A3562, A514, A548, S49-132, SC0625-536S, A665, A119, A1763, A3266 и A3376 не использовались, так как они либо двойные, либо обладают сильно неправильной морфологией, в то время как точное определение распределения плотности газа требует выполнения предположения о сферической симметрии. Скопления, удовлетворяющие всем требованиям, перечислены в табл. 11.

Табл. 11. Близкие скопления, использованные для измерения плотности газа

	z	T кэВ	Ссылка	$r_{\text{вир}}(T)$ (')	$R_{\text{охл}}$ (')	N_H 10^{20} см^{-2}	
<i>Скопления с холодным ядром</i>							
2A0335	0.035	3.0 ± 0.1	1	37.3	3.8^a	18.1	
A85	0.052	6.9 ± 0.2	2	39.0	1.8^a	3.4	?
A133	0.060	3.8 ± 0.8	3	25.3	1.6^b	1.6	
A478	0.088	8.4 ± 0.7	2	27.0	1.5^a	15.1	
A496	0.033	4.9 ± 0.1	4	50.5	2.0^a	4.8	
A644	0.071	8.1 ± 0.5	2	32.0	1.3^a	6.5	
A780	0.057	4.3 ± 0.2	2	28.4	1.8^a	4.8	
A1651.....	0.085	6.3 ± 0.3	2	24.2	1.0^a	1.9	
A1689.....	0.184	9.0 ± 0.2	5	15.5	0.8^a	1.8	
A1795.....	0.062	7.8 ± 0.6	2	35.3	1.8^a	1.2	
A2029.....	0.077	9.1 ± 0.6	2	31.7	1.6^a	3.2	
A2052.....	0.035	3.1 ± 0.2	3	37.5	2.5^a	2.8	
A2063.....	0.035	4.1 ± 0.6	3	42.9	1.6^a	3.0	
A2142.....	0.089	9.7 ± 0.8	2	28.6	1.1^a	4.2	?
A2199.....	0.030	4.8 ± 0.1	4	54.3	2.9^a	0.9	
A2597.....	0.085	4.4 ± 0.3	2	20.1	1.2^a	2.5	
A2657.....	0.040	3.7 ± 0.2	2	36.4	1.6^b	5.6	
A2717.....	0.050	2.2 ± 0.5	6	22.9	1.9^c	1.1	
A3112.....	0.076	5.3 ± 0.5	2	26.2	1.8^a	2.5	
A3571.....	0.040	6.9 ± 0.1	2	49.7	1.6^a	4.1	
A4038.....	0.028	3.3 ± 0.8	3	47.7	2.8^a	1.5	
A4059.....	0.048	4.4 ± 0.2	2	33.5	2.0^a	1.1	
AWM4.....	0.032	2.4 ± 0.1	1	36.0	1.0^b	5.0	
MKW3S...	0.045	3.7 ± 0.1	2	32.6	2.4^a	3.1	
MKW4.....	0.020	1.7 ± 0.1	1	47.9	2.1^b	1.9	?
<i>Скопления без холодного ядра</i>							
A21	0.095	5.3 ± 1.0	7	20.1	...	4.4	
A400	0.024	2.3 ± 0.1	1	46.8	...	9.4	?
A401	0.074	8.0 ± 0.2	2	30.6	0.7^a	10.2	
A539	0.029	3.2 ± 0.1	1	46.4	0.7^b	12.8	
A1413.....	0.143	6.7 ± 0.2	5	16.2	...	1.9	
A2163.....	0.203	13.9 ± 0.6	3	18.0	...	12.0	?
A2218.....	0.171	7.5 ± 0.3	5	15.0	0.4^b	3.1	
A2255.....	0.080	7.3 ± 1.0	3	27.3	...	2.5	
A2256.....	0.058	7.3 ± 0.3	2	36.4	...	4.1	?
A2382.....	0.065	2.9 ± 0.7	7	20.7	...	4.2	
A2462.....	0.075	2.5 ± 0.6	6	16.9	...	3.1	
A3301.....	0.054	3.0 ± 0.7	6	24.9	...	2.3	
A3391.....	0.054	5.4 ± 0.4	2	33.4	...	5.5	
Tri Aus	0.051	9.6 ± 0.4	2	46.9	0.9^a	13.3	

a — из работы Переса и др. [145], b — Уайта и др. [146], c — собств. оценка.

Ссылки на температурные измерения: 1 — [147], 2 — [111], 3 — [104], 4 — [137], 5 — [117], 6 — собств. оценка из корреляции $L-T$, 7 — [148].

Знак вопроса в последней колонке отмечает скопления с некоторыми неоднородностями в распределении поверхностной яркости.

Изучение распределения плотности газа на больших радиусах требует аккуратной обработки рентгеновских изображений, причем особое внимание требуется уделить правильному вычитанию фона и коррекции на потерю чувствительности на больших отклонениях от оптической оси. Поэтому остановимся на данном вопросе несколько поподробнее. Рентгеновские изображения, полученные спутником ROSAT, обрабатывались с помощью пакета программ С. Сноудена [149], которые позволяют обнаружить и устранить периоды аномально высокого фона частиц и рассеянного рентгеновского излучения Солнца. Также вычисляются карты экспозиции в некотором наборе энергетических интервалов; при этом используются изображения в системе отсчета детектора, накопленные в течение обзора всего неба спутником ROSAT, которые поворачиваются и двигаются сообразно положению оптической оси телескопа в течение рассматриваемого наблюдения. Для дальнейшего улучшения качества коррекции на плоское поле из изображения вычитается оцененный уровень фона заряженных частиц, хотя это и является довольно малой составляющей по сравнению с уровнем космического рентгеновского фона. Также отдельно вычитается компонента фона, связанная с рассеянным солнечным излучением, так как при некоторых положениях спутника она не является плоской; заметим, что большая часть рассеянного солнечного излучения выделяется путем исключения тех интервалов времени, в которых его интенсивность высока, но тем не менее остаточная компонента адекватно моделируется и вычитается из изображения. Конечным итогом применения данной процедуры является набор изображений в 6 энергетических полосах, номинально соответствующих энергиям 0.2–0.4, 0.4–0.5, 0.5–0.7, 0.7–0.9, 0.9–1.3 и 1.3–2.0 кэВ. Данные изображения содержат лишь излучение скопления, точечные рентгеновские источники, а также постоянную подложку космического рентгеновского фона. Оптимальное отношение поверхностной яркости скопления к уровню фона достигается при использовании данных выше 0.7 кэВ*. Несколько примеров полученных изображений представлены на рис. 4 на стр. 17.

При измерении профиля рентгеновской яркости исключались все детектированные точечные источники, а также все протяженные источники, не связанные с основным излучением скопления. На самом деле, не совсем ясно, следует ли исключать *все* источники, так как ширина функции отклика сильно увеличивается на больших отклонениях от оптической оси, вследствие чего в центре и с краю изображения на точечные источники разрешается различная доля интенсивности космического рентгеновского фона. Тем не менее, мы остановились на том, чтобы исключать все источники, но потом проверили, что это не меняет существенным образом никаких результатов, а только уменьшает нестатистический шум в полученных профилях яркости.

Профили яркости скоплений измерялись в концентрических кольцах равной логарифмической ширины, центрированных на пик яркости скопления;

* В ряде случаев (A2052, A2063, A2163, A3571 и MKW3S), фон содержал аномально большой уровень мягкого излучения, и поэтому пришлось использовать данные в интервале 0.9–2.0 кэВ

отношение внешнего и внутреннего радиуса колец равнялось 1.4. Измерялись как азимутально усредненные профили яркости, так и профили в 6 секторах $0^\circ - 60^\circ, \dots, 300^\circ - 360^\circ$. Было проверено, что при других разумных выборах центра профилей, измеренное распределение поверхностной яркости на больших расстояниях практически не меняется.

Уровень космического рентгеновского фона измерялся индивидуально в каждом случае. Скопление часто дает заметный вклад в общую яркость даже на больших расстояниях от центра. Обычно вблизи вириального радиуса яркость скопления составляет 5–20% фоновой. Так как вириальный радиус во многих случаях достаточно близок к размеру поля зрения, практически невозможно выделить область изображения, которую можно было бы использовать для непосредственного определения уровня фона. Поэтому использовалась более сложная процедура. Считалось, что на больших радиусах поверхностная яркость скопления следует степенному закону радиуса, и поэтому наблюдаемую поверхностную яркость можно аппроксимировать как $Ar^{-\gamma} + \text{const}$; данная аппроксимация в диапазоне радиусов $r > r_{\text{вир}}/3$ позволяет найти уровень интенсивности фона. По наблюдениям далеких скоплений, в которых уровень фона можно измерить непосредственно, было проверено, что использованный метод дает верный ответ.

Наконец, с использованием наблюдений пустых полей было проверено качество выравнивания изображений. После исключения всех источников разница уровней фона в центре и с краю изображения не превышала $\sim 5\%$. Подобные 5%-ные вариации фона соответствуют дополнительной неопределенности значения β -параметра (§ 22.2) на уровне $\delta\beta \sim 0.03 - 0.04$ и 1–2% неопределенности в значении R_δ (§ 22.3).

22.2 Аналитическая аппроксимация профилей яркости

По сложившейся традиции наблюдаемые профили рентгеновской яркости скоплений принято аппроксимировать β -моделью [150]:

$$S(r) = S_0 \left(1 + r^2/r_c^2\right)^{-3\beta+0.5}, \quad (7.6)$$

где S_0 , r_c и β — свободные параметры. Впервые данный закон аппроксимации применили Джонс и Форман [80] при анализе изображений скоплений, полученных обсерваторией им. Эйнштейна. Полученные в данной работе значения β распределены в интервале от 0.5 до 0.8, причем наиболее вероятное значение составляет $\langle\beta\rangle = 0.6$. Также обнаружена слабая корреляция β и температуры скопления: скопления с высокой температурой имеют большие значения β .

Необходимость вновь обратиться к приложению β -модели к новым, более качественным данным, обусловлена рядом причин. Численные исследования обычно предсказывают более крутое распределение плотности газа, $\beta \approx 0.8 - 1$ (см. напр. [151]), что противоречит наблюдениям. В работе [152] предлагается объяснять данное разногласие тем фактом, что на больших радиусах профиль

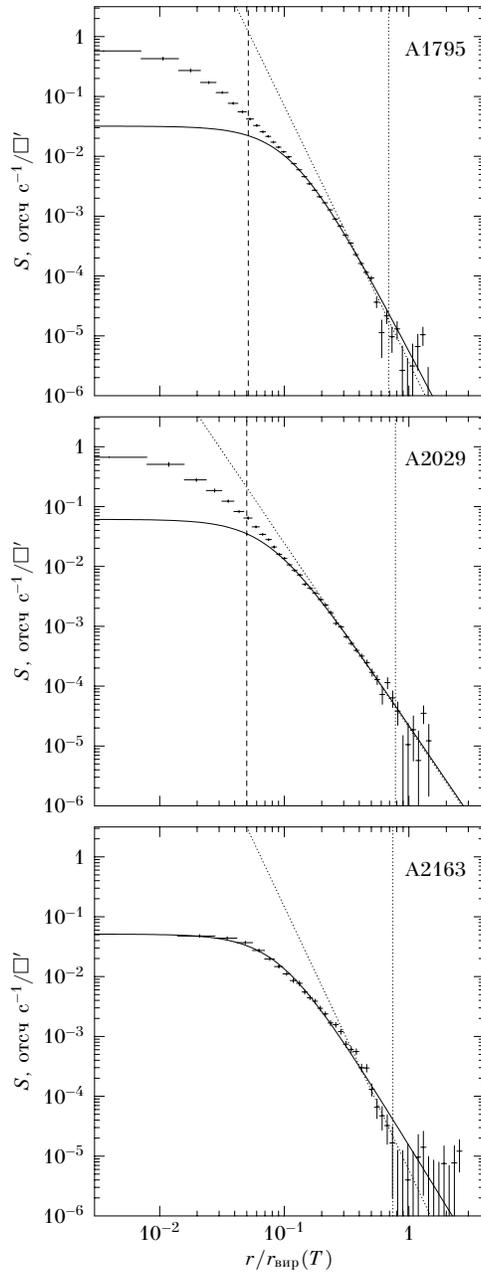


Рис. 41. Наблюдаемые профили яркости для трех скоплений. Штриховые вертикальные линии обозначают радиус $R_{\text{охл}}$, в пределах которого важно радиационное охлаждение. Пунктирные вертикальные линии обозначают радиус R_{512} . Сплошные линии дают аппроксимацию профилей β -моделью в диапазоне радиусов $r > 2R_{\text{охл}}$, а пунктирные — степенным законом при $0.3 r_{\text{вир}} < r < 1.5 r_{\text{вир}}$.

яркости скоплений укрупняется, но это остается незамеченным, так как яркость скопления тонет в фоне. К тому же, было бы желательным проверить вопрос о точности аппроксимации профилей яркости β -моделью, так как она широко используется для оценки массы скопления с использованием предположения о гидростатическом равновесии межгалактического газа.

Для ответа на данные вопросы было подробно исследовано, насколько хорошо β -модель описывает наблюдаемые профили яркости в широком диапазоне радиусов, а также насколько справедливой процедурой является азимутальное усреднение поверхностной яркости правильных с виду скоплений.

Исключение холодных центров

Большая часть азимутально-симметричных скоплений содержит достаточное количество сильных центральных пиков поверхностной яркости, которые обычно объясняют как следствие радиационного охлаждения газа (см. обзор [87]). Использование центральных частей подобных скоплений при аппроксимации β -моделью обычно приводит к малым значениям радиуса ядра r_c и параметра β , а также к в целом плохой аппроксимации данных. Очевидно, центральную часть скопления надо исключать, если целью является правильное описание распределения газа на больших радиусах.

Для выбора исключаемого региона можно использовать разные методы. Например, Джонс и Форман постепенно увеличивали значение минимального радиуса, пока аппроксимация оставшейся части профиля β -моделью не приводила к допустимым значениям χ^2 . Более физически мотивированным подходом было бы найти такой радиус, за пределами которого радиационное охлаждение никак не может повлиять на распределение газа, т. е. где типичное время охлаждения значительно превышает возраст Вселенной. В работах [145, 146] для всех наших скоплений, кроме одного, приводятся значения радиуса $R_{\text{охл}}$, на котором время радиационного охлаждения составляет 1.3×10^{10} лет. Используя результаты данных работ, при аналитической аппроксимации всегда исключался диапазон радиусов $r < 2 R_{\text{охл}}$.

Наклон профиля яркости на больших радиусах

Результаты аппроксимации профилей яркости представлены в табл. 12. В случае скоплений с центральными пиками яркости полученные значения радиуса ядра часто сравнимы с $R_{\text{охл}}$, что говорит о том, что в них нельзя надежно измерить r_c . Значения β -параметра, напротив, всегда измеряются точно и надежно. Полученные законы аппроксимации, как правило, хорошо соответствуют измерениям (см. примеры на рис. 41). Полученные значения параметра β отложены в зависимости от температуры скопления на рис. 42. Так же как и в работе Джонс и Формана [78], наши значения β распределены в довольно узком интервале, 0.7 ± 0.1 . Однако, средние значения β несколько отличаются: в работе Джонс и Формана среднее значение β составляет $\langle \beta \rangle = 0.6$, в то время как у нас лишь два скопления из 39 имеют $\beta < 0.6$. В основном различие результатов обусловлено разными методиками исключения холодных

Табл. 12. Результаты аппроксимации профиля яркости и измерения массы газа

Скопл.	$\beta_{\text{внеш}}^{(a)}$	$\beta_{r_c, \text{внеш}}^{(b)}$	$\beta^{(b)}$	$r_c^{(b)}$ Мпк	$R_{1024}^{(r)}$ Мпк	$R_{512}^{(r)}$ Мпк	$\delta\beta_{\text{аз}}^{(л)}$	$\delta M_{\text{аз}}^{(e)}$
2A0335	0.68 ± 0.03	0.65	0.65 ± 0.03	(0.08 ± 0.08)	1.33 ± 0.03	1.88 ± 0.07	0.04	0.09
A133	0.76 ± 0.03	0.78	0.75 ± 0.03	(0.37 ± 0.05)	1.36 ± 0.03	1.93 ± 0.09	0.09	0.16
A1413	0.70 ± 0.02	0.67	0.68 ± 0.01	(0.20 ± 0.01)	1.66 ± 0.10	2.43 ± 0.15	0.08	0.17
A1651	0.78 ± 0.04	0.75	0.70 ± 0.02	(0.26 ± 0.03)	1.70 ± 0.06	2.41 ± 0.15	0.23	0.18
A1689	0.82 ± 0.02	0.79	0.77 ± 0.03	(0.27 ± 0.05)	1.76 ± 0.07	2.46 ± 0.15	0.00	0.14
A1795	0.88 ± 0.02	0.89	0.83 ± 0.02	(0.39 ± 0.02)	1.73 ± 0.01	2.37 ± 0.05	0.12	0.09
A2029	0.68 ± 0.03	0.67	0.68 ± 0.01	(0.28 ± 0.03)	2.02 ± 0.05	2.90 ± 0.12	0.00	0.12
A2052	0.67 ± 0.04	0.65	0.64 ± 0.02	(0.10 ± 0.05)	1.19 ± 0.06	1.77 ± 0.12	0.04	0.12
A2063	0.69 ± 0.04	0.68	0.69 ± 0.02	(0.22 ± 0.02)	1.19 ± 0.05	1.71 ± 0.14	0.11	0.14
A21	0.68 ± 0.05	0.69	0.64 ± 0.02	(0.31 ± 0.03)	1.42 ± 0.08	2.08 ± 0.17	0.00	0.15
A2142	0.73 ± 0.02	0.73	0.74 ± 0.01	(0.42 ± 0.03)	2.29 ± 0.03	3.23 ± 0.10	0.05	0.11
A2163	0.90 ± 0.04	0.89	0.73 ± 0.02	(0.42 ± 0.02)	2.48 ± 0.09	3.42 ± 0.17	0.00	0.23
A2199	0.68 ± 0.02	0.67	0.64 ± 0.01	(0.14 ± 0.01)	1.41 ± 0.01	2.02 ± 0.02	0.07	0.07
A2218	0.71 ± 0.03	0.70	0.66 ± 0.01	(0.24 ± 0.01)	1.59 ± 0.05	2.33 ± 0.08	0.07	0.15
A2255	0.73 ± 0.03	0.77	0.75 ± 0.02	(0.55 ± 0.02)	1.70 ± 0.05	2.53 ± 0.10	0.18	0.06
A2256	0.82 ± 0.02	0.82	0.78 ± 0.01	(0.46 ± 0.01)	1.88 ± 0.01	2.69 ± 0.03	0.05	0.08
A2382	0.72 ± 0.03	0.81	0.76 ± 0.03	(0.47 ± 0.03)	1.13 ± 0.05	1.73 ± 0.10	0.04	0.22
A2462	0.65 ± 0.08	0.67	0.68 ± 0.05	(0.22 ± 0.04)	0.86 ± 0.11	1.30 ± 0.23	0.00	0.23
A2597	0.66 ± 0.04	0.67	0.68 ± 0.02	(0.18 ± 0.04)	1.32 ± 0.09	1.93 ± 0.14	0.13	0.15
A2657	0.70 ± 0.03	0.75	0.76 ± 0.02	(0.37 ± 0.02)	1.22 ± 0.03	1.76 ± 0.07	0.07	0.11
A2717	0.60 ± 0.08	0.67	0.68 ± 0.05	(0.07 ± 0.08)	0.84 ± 0.05	1.18 ± 0.12	0.00	0.13
A3112	0.71 ± 0.03	0.69	0.63 ± 0.02	(0.12 ± 0.08)	1.53 ± 0.05	2.17 ± 0.13	0.02	0.12
A3301	0.70 ± 0.04	0.72	0.64 ± 0.03	(0.29 ± 0.03)	1.04 ± 0.06	1.58 ± 0.12	0.09	0.15
A3391	0.55 ± 0.03	0.54	0.53 ± 0.01	(0.21 ± 0.01)	1.41 ± 0.06	2.25 ± 0.18	0.08	0.06
A3571	0.78 ± 0.04	0.77	0.69 ± 0.01	(0.27 ± 0.02)	1.87 ± 0.06	2.62 ± 0.11	0.04	0.07
A400	0.58 ± 0.02	0.58	0.56 ± 0.01	(0.18 ± 0.01)	0.92 ± 0.02	1.45 ± 0.06	0.01	0.11
A401	0.69 ± 0.02	0.68	0.63 ± 0.01	(0.27 ± 0.01)	2.08 ± 0.04	2.98 ± 0.13	0.06	0.17
A4038	0.64 ± 0.05	0.63	0.61 ± 0.03	(0.16 ± 0.06)	1.15 ± 0.07	1.64 ± 0.11	0.00	0.15
A4059	0.65 ± 0.05	0.66	0.67 ± 0.02	(0.22 ± 0.05)	1.30 ± 0.06	1.93 ± 0.12	0.05	0.14
A478	0.81 ± 0.02	0.80	0.75 ± 0.01	(0.31 ± 0.03)	1.94 ± 0.03	2.70 ± 0.10	0.07	0.09
A496	0.75 ± 0.02	0.74	0.70 ± 0.02	(0.25 ± 0.02)	1.43 ± 0.03	1.99 ± 0.10	0.00	0.08
A539	0.73 ± 0.04	0.74	0.69 ± 0.02	(0.25 ± 0.01)	1.06 ± 0.05	1.52 ± 0.10	0.32	0.23
A644	0.75 ± 0.04	0.73	0.73 ± 0.02	(0.24 ± 0.02)	1.69 ± 0.05	2.38 ± 0.14	0.00	0.13
A85	0.84 ± 0.02	0.86	0.76 ± 0.02	(0.40 ± 0.02)	1.81 ± 0.03	2.51 ± 0.09	0.11	0.18
AWM4	0.69 ± 0.08	0.67	0.62 ± 0.02	(0.11 ± 0.01)	0.75 ± 0.05	1.17 ± 0.11	0.00	0.14
A780	0.71 ± 0.03	0.69	0.66 ± 0.01	(0.12 ± 0.03)	1.48 ± 0.02	2.02 ± 0.08	0.19	0.13
MKW3S	0.70 ± 0.04	0.72	0.71 ± 0.07	(0.30 ± 0.10)	1.22 ± 0.06	1.76 ± 0.15	0.00	0.11
MKW4	0.67 ± 0.06	0.67	0.64 ± 0.03	(0.18 ± 0.02)	0.71 ± 0.05	1.11 ± 0.09	0.15	0.12
Tri Aus	0.69 ± 0.03	0.69	0.67 ± 0.01	(0.36 ± 0.02)	2.29 ± 0.04	3.22 ± 0.11	0.07	0.11

(a) — результат аппроксимации при $0.3 r_{\text{вир}} < r < 1.5 r_{\text{вир}}$ с фиксированным значением $r_c = 0.1 r_{\text{вир}}$. (б) — параметр β при $0.3 r_{\text{вир}} < r < 1.5 r_{\text{вир}}$ со значением r_c , полученным при аппроксимации в полном диапазоне радиусов. Ошибки измерения $\beta_{r_c, \text{внеш}}$ и $\beta_{\text{внеш}}$ практически совпадают. (в) — аппроксимация в полном диапазоне радиусов; значения r_c для скоплений с холодными ядрами даны в скобках. (r) — радиус, на котором средняя плотность газа составляет $\delta = 512$ и 1024 по отношению к средней плотности барионов во Вселенной. (л) — среднеквадратичные надстатистические азимутальные вариации β . (e) — среднеквадратичные азимутальные вариации массы газа внутри R_{512} ; δM включают ошибки измерения.

центров, но однако, важной дополнительной причиной является то, что данные спутника РОСАТ позволяют проследить профиль яркости до значительно больших радиусов, где часто наблюдается их укрупнение (см. ниже).

Не наблюдается никакой корреляции значений β и температуры скоплений (верхняя панель рис. 42). При внимательном рассмотрении оказывается, что предыдущие утверждения о корреляции $\beta-T$ [78] основаны на малых значениях $\beta \sim 0.5$ для холодных скоплений ($T \sim 3$ кэВ), в которых по данным спутника РОСАТ наблюдаются значительно более крутые профили. Наиболее вероятным объяснением этого расхождения является неполное удаление центральных охлаждающихся частей скоплений в ранних работах

Обратимся теперь к наклонам профилей яркости на больших радиусах. При измерении рассматривался один и тот же радиальный диапазон в вириальных координатах: $0.3 r_{\text{вир}}(T) < r < 1.5 r_{\text{вир}}(T)$. Параметр r_c не может быть определен по данным в этом диапазоне r , поэтому он был зафиксирован либо на значении $0.1 r_{\text{вир}}$, либо на значении, полученном при аппроксимации во всем диапазоне радиусов. Так как r_c обычно намного меньше $0.3 r_{\text{вир}}(T)$, данные аппроксимации эквивалентны применению чисто степенного закона, $S \sim r^{-6\beta+1}$. Полученные значения $\beta_{\text{внеш}}$ приведены в табл. 12 и отложены в зависимости от температуры скопления на нижней панели рис. 42.

Как правило, измеренный наклон профиля во внешней части слегка круче, чем тот, что следует из аппроксимации β -моделью во всем диапазоне радиусов. Экстремальным случаем является скопление A2163, в котором β меняется на 0.17. Укрупнение профиля яркости этого скопления при $r > 0.3 r_{\text{вир}}(T)$ заметно невооруженным глазом (рис. 42). Заметим, однако, что обычно изменение β во внешних частях скоплений намного меньше, $\Delta\beta \approx 0.05$, и в большинстве случаев статистически незначимы. Таким образом, мы можем исключить сильное укрупнение профилей на больших радиусах, предсказываемое некоторыми численными исследованиями [152].

Наблюдается некоторый намек на положительную корреляцию $\beta_{\text{внеш}}$ и температуры. Визуально это обусловлено группой 5 горячих ($T = 6 - 10$ кэВ) скоплений с $\beta_{\text{внеш}} > 0.8$, а также сильным укрупнением профиля в самом горячем объекте A2163. Тем не менее, из рис. 42 видно, что возможное систематическое изменение наклона целиком укладывается в пределы разброса на высоких температурах; в любом случае, наблюдаемый тренд слаб — от $\beta \approx 0.67$ для скоплений с $T = 3$ кэВ до $\beta \approx 0.8 - 0.85$ при $T = 10$ кэВ.

Азимутальные вариации профиля яркости

Рассмотрим вопрос о том, насколько правомочна обычно применяемая процедура азимутального усреднения профиля яркости при исследовании распределения межгалактического газа на больших радиусах. Для этого сравним значения $\beta_{\text{внеш}}$, измеренные в секторах $0^\circ-60^\circ, \dots, 300^\circ-360^\circ$. Наличие азимутальных вариаций $\beta_{\text{внеш}}$ означает, что данное скопление несимметрично.

Оказалось, что наша подборка скоплений содержит как очень симметричные скопления, такие как A2029, так и объекты, обладающие статистиче-

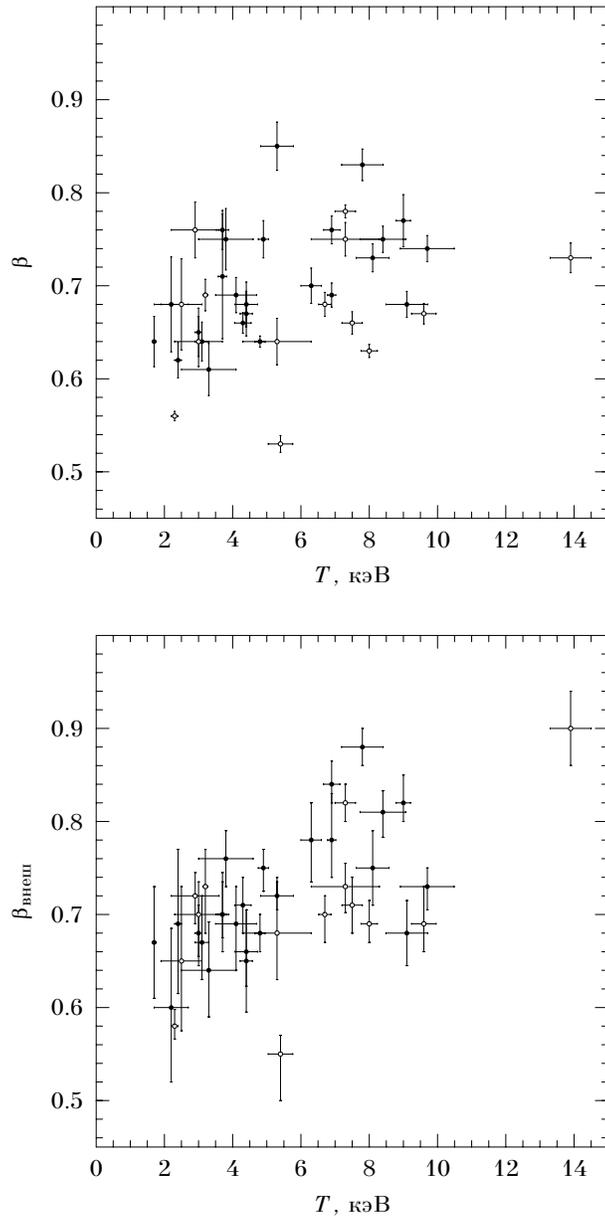
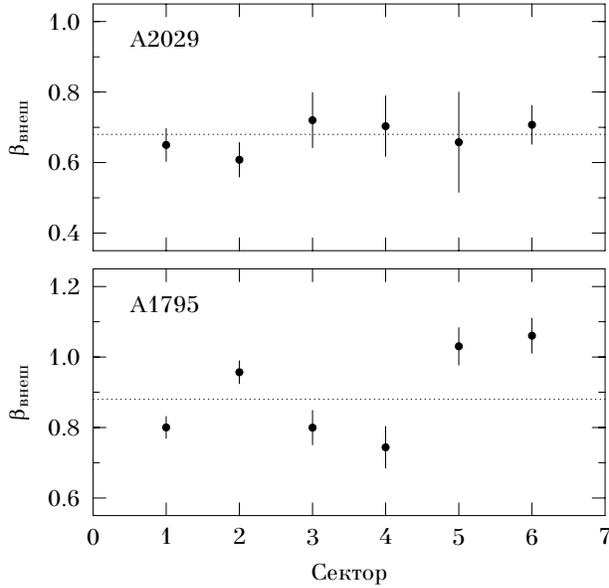


Рис. 42. Корреляция β и температуры скопления. На верхней панели значения β получены из аппроксимации в полном диапазоне радиусов, а на нижней — при $0.3 r_{\text{вир}} < r < 1.5 r_{\text{вир}}$.

Рис. 43. Азимутальные вариации $\beta_{\text{внеш}}$ в скоплениях A2029 и A1795.

ски значимыми вариациями наклона во внешней части, такие как A1795 (рис. 43). Обычно, однако, вариации наклона невелики. Значения средне-квадратичных надстатистических азимутальных вариаций $\beta_{\text{внеш}}$ во всех скоплениях представлены в табл. 12. В большинстве случаев они меньше, чем 0.1, и при этом часто доминированы сильным отклонением в единственном секторе. Таким образом, можно сделать вывод, что больших ошибок из-за азимутального усреднения профилей яркости во внешних частях скоплений не возникает. К данному вопросу мы еще вернемся при обсуждении измерений распределения плотности межгалактического газа.

22.3 Распределение плотности межгалактического газа

Переход от профиля яркости к профилю плотности

В рамках предположения о сферической симметрии скопления из наблюдаемого профиля поверхностной яркости легко вывести профиль объемной излучательной способности, который затем легко переводится в профиль плотности газа, учитывая то, что излучательная способность плазмы в мягком рентгеновском диапазоне строго пропорциональна квадрату плотности и очень слабо зависит от температуры (стр. 16).

Существуют два различных метода перевода профиля яркости в профиль объемной излучательной способности. Первым методом является аппроксимация профиля какой-либо аналитической функцией $S(r)$, к которой затем

можно применить операцию «депроекции» с помощью обратного интеграла Абеля [153]. При аппроксимации β -моделью депроекция сводится к алгебраической операции [42, 150]:

$$S \sim \frac{S_0}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta-0.5}} \implies \varepsilon \sim n_e^2 \sim \frac{n_0^2}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta}}. \quad (7.7)$$

Вторым часто применяемым методом является прямая депроекция наблюдаемого профиля без использования каких-либо аналитических аппроксимаций [154, 155]. Данный метод основан на предположении о том, что излучательная способность однородна в пределах сферических слоев, соответствующих кольцам профиля яркости. С помощью простых геометрических построений можно вычестить вклад всех внешних слоев в яркость, наблюдаемую в данном кольце, и определить таким образом излучательную способность на данном радиусе. Образно говоря, алгоритм напоминает постепенную, слой за слоем, чистку луковицы. Метод депроекции обладает рядом важных преимуществ по сравнению с использованием аппроксимации β -моделью, в частности в том, что он подходит для скоплений с любым законом распределения поверхностной яркости, а также в том, что он позволяет автоматически получить погрешность измерения плотности газа на каждом радиусе. Обычно, тем не менее, разница в результатах при применении β -модели и прямой депроекции очень мала.

После того как профиль излучательной способности плазмы получен, он переводится в профиль плотности газа следующим образом. Умножим излучательную способность на объем слоя и получим таким образом его полную светимость. Существуют пакеты прикладных программ (напр. MEKAL [26]), позволяющие найти коэффициент пропорциональности между светимостью и эмиссионным интегралом $E = \int n_e n_p dV$. Для космической смеси водорода и гелия имеем $n_e/n_p = 1.17$ и $\rho_g = 1.35 m_p n_p$, поэтому масса газа в слое равна $M_g = m_p (1.56 E V)^{1/2}$, где V — его объем. При заданном профиле яркости, выведенная из него масса газа зависит от расстояния до скопления как $d^{5/2}$ (см. стр. 144).

Корреляция радиуса контраста плотности барионов и температуры скопления

Как уже обсуждалось выше, теория формирования скоплений предсказывает наличие корреляции массы скопления и температуры, $M \sim T^{3/2}$. Так как масса и радиус, соответствующие данному контрасту плотности, связаны тривиально, $M_\delta \sim R_\delta^3$, мы ожидаем следующую корреляцию R_δ и температуры: $R_\delta \sim T^{1/2}$. Так как большинство барионов сосредоточено в наблюдаемом в рентгене межгалактическом газе, данное соотношение для барионов легко проверяется.

Контраст плотности барионов определяется как отношение массы газа внутри данного радиуса и величины $(4\pi/3)\rho_0 R^3(1+z)^3$, где ρ_0 — современная плотность барионов во Вселенной, которая надежно устанавливается из срав-

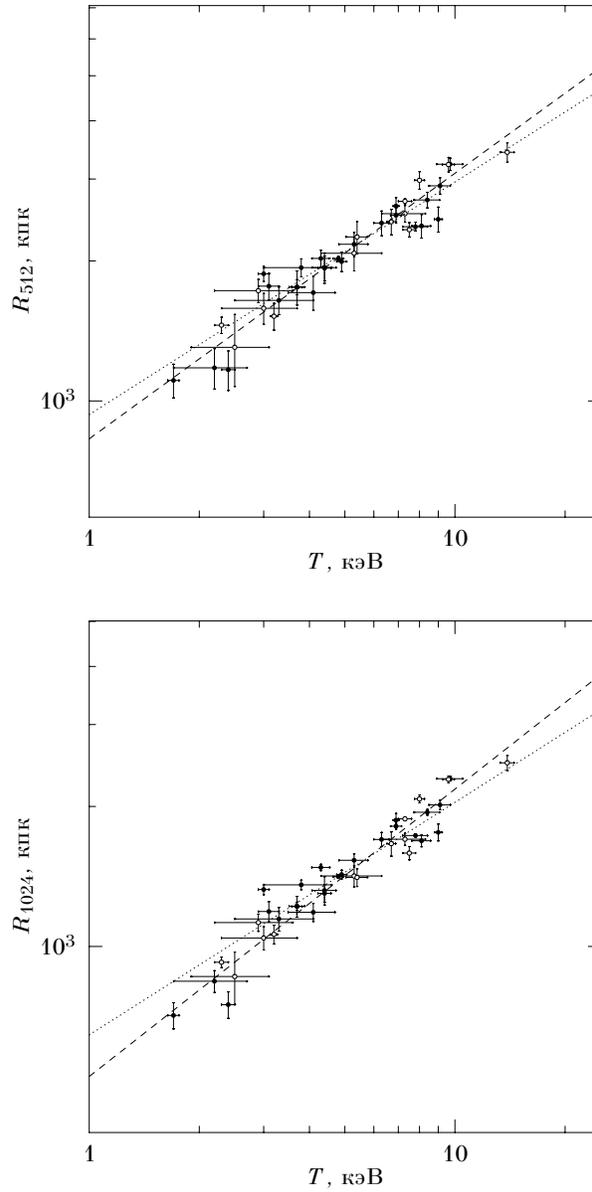


Рис. 44. Корреляция радиусов R_{512} и R_{1024} и температуры скопления. Штриховые линии соответствуют наилучшим аппроксимациям степенным законом, а пунктирные — теоретически ожидаемой зависимости $R \sim T^{0.5}$.

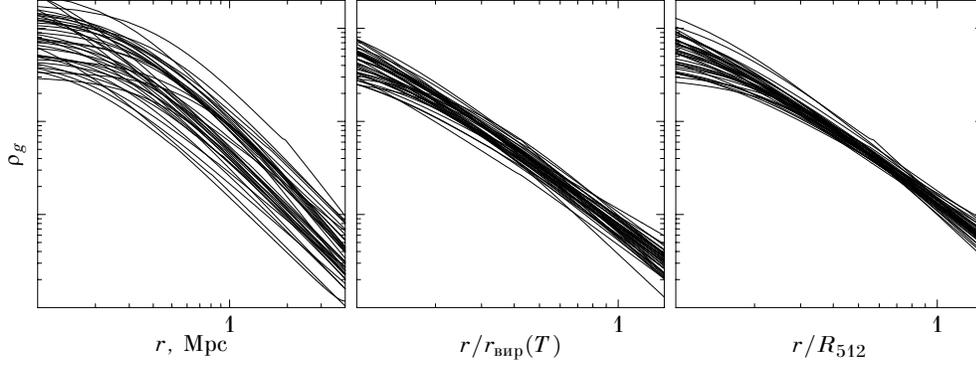


Рис. 45. Профили плотности газа в 39 скоплениях.

нения относительного обилия легких элементов с теорией первичного нуклеосинтеза, $\rho_0 = (5.55 \pm 0.28) \times 10^9 M_\odot \text{ Мпк}^{-3}$ [6]. По разным причинам, которые не важны для представления результатов, в излагаемой работе [144] использовались уровни контраста $\delta = 512$ и 1024 . Радиус R_{512} достаточно близок к вириальному радиусу скопления $r_{\text{вир}}(T)$ (рис. 41).

Зависимость радиусов R_{512} и R_{1024} от температуры скопления показана на рис. 44. Заметим, что так как измерение массы газа практически не зависит от температуры скопления, измерения R и T статистически независимы. Наблюдаемая корреляция обладает малым разбросом и близка к теоретически ожидаемой зависимости $R \sim T^{0.5}$. Отметим, что даже АЗЗ91, скопление с аномально плоским профилем яркости, хорошо соответствует средней зависимости. Измеренное соотношение $R-T$ аппроксимировалось степенным законом с помощью т. н. метода бисектора, который позволяет учитывать как статистический, так и внутренний разброс в данных по обеим осям [156]. Ошибки измерения параметров аппроксимации оценивались методом Монте-Карло [157]. Полученные соотношения записываются в виде

$$R_{512} = 828 \text{ кпк} \times T_{\text{кэВ}}^{0.569 \pm 0.043}, \quad R_{1024} = 525 \text{ кпк} \times T_{\text{кэВ}}^{0.615 \pm 0.042}. \quad (7.8)$$

При данной температуре разброс измерений составляет лишь 6.5% для R_{512} и $\sim 7\%$ для R_{1024} . Хотя формально полученные наклоны отличаются от теоретического значения 0.5 на $2-3\sigma$, разница между наилучшей аппроксимацией и законом $R \sim T^{0.5}$ лежит полностью внутри разброса данных.

Хорошая корреляция радиуса, соответствующего фиксированному контрасту плотности, и температуры наводит на мысль о том, что профили плотности газа во внешних частях скоплений ведут себя похожим образом, если соответствующим образом откалибровать радиусы. На рис. 45 показаны профили плотности газа, у которых радиусы выражены в физических единицах (Мпк), в единицах оцененного вириального радиуса $r_{\text{вир}}(T)$, а также в едини-

цах R_{512} . Значения плотности газа никак не скалировались. На одинаковых метрических радиусах наблюдается большой разброс плотности, так как мы пытаемся сравнивать друг с другом системы с разной массой. Разброс профилей резко уменьшается (вся полоса соответствует изменению на $\pm 40\%$), если радиусы выразить через $r_{\text{вир}}(T)$, и становится особенно малым, если для скалирования использовать R_{512} . Конечно, можно возразить, что в последнем случае разброс делается малым несколько искусственным образом, так как радиус скалирования сам зависит от профиля плотности. Однако, если бы это было основной причиной, разброс уменьшался бы лишь вблизи R_{512} , в то время как он остается малым в широком диапазоне радиусов.

Корреляция радиуса данного контраста плотности барионов и температуры скопления, $R \approx \text{const} \times T^{1/2}$, была первой зависимостью между параметрами горячего газа скоплений, которую легко объяснить простыми теоретическими соображениями. Основное различие с другими соотношениями, такими как светимость-температура [104] или размер-температура [158], состоит в том, что данные зависимости основаны на параметрах распределения газа во внутренних, а корреляция R_{512} и T — во внешних частях скоплений. Это наводит на мысль, что на свойства центральных частей скоплений могут сильно влиять различные негравитационные процессы, которые не важны на больших радиусах, где сосредоточена основная часть массы.

Предположение о сферической симметрии

При определении профиля плотности межгалактического газа из наблюдаемого профиля рентгеновской яркости предполагалось, как это обычно и делается, что скопления обладают сферической симметрией. Насколько хорошо выполняется это предположение? Если бы значительные отклонения от симметрии встречались часто, это в первую очередь было бы заметно по разбросу профилей плотности газа, полученных в разных секторах, так как из статистических соображений ясно, что отклонения будут чаще ориентированы под значительным углом, а не строго параллельно лучу зрения. Следовательно, азимутальные вариации измеренной массы газа позволяют охарактеризовать 3-мерные отклонения внешних частей скоплений от сферической симметрии. В табл.12 для каждого скопления приведены среднеквадратичные азимутальные вариации массы газа внутри R_{512} . В большинстве случаев они составляют около $\sim 10 - 15\%$, но этот разброс включает ошибки измерения. Из того, что азимутальные вариации измеренной массы малы, можно сделать вывод, что значительных отклонений от сферической симметрии во внешних частях скоплений, не наблюдается.

Верхний предел на изменения доли барионов в полной массе скоплений

Малый разброс, наблюдаемый в корреляции $R_{512} - T$ позволяет установить верхний предел как на вариацию доли барионов в полной массе между различными скоплениями, так и на ее систематическую зависимость от температуры.

Для этого можно использовать тот факт, что теоретически ожидается, что полная масса скопления внутри радиуса данного контраста плотности зависит от температуры как $M_{\text{полн}} \sim T^{3/2}$ [128]. Наблюдаемое соотношение для барионов, $R \approx \text{const} \times T^{1/2}$, эквивалентно зависимости $M_{\text{газ}} \sim T^{3/2}$, что означает, что $f_g = M_{\text{газ}}/M_{\text{полн}} \approx \text{const}$. Так как горячий газ является доминирующей барионной компонентой скоплений, можно сделать вывод, что доля барионов в полной массе также постоянна. Если подходить к вопросу более точно, то наилучшая аппроксимация, $R_{512} \sim T^{0.57}$, соответствует медленно изменяющемуся вкладу газа в полную массу: $f_g \sim T^{0.2}$. Однако, если учесть вклад звезд в массу барионов, который выше в холодных скоплениях [124, 159], то данный тренд значительно уменьшается [124], что позволяет надеяться на то, что в широком диапазоне температур, доля барионов в полной массе скопления является постоянной величиной.

Рассмотрим теперь возможные вариации f_g между различными скоплениями с данной температурой. Во внешних частях скоплений радиальная зависимость контраста плотности газа есть $\delta_g \sim r^{-3\beta}$. Следовательно, наблюдаемый $\sim 7\%$ -ый разброс в радиусе при фиксированном δ_g соответствует примерно $3\beta \times 7\%$ -му разбросу контраста при данном радиусе. Отсюда, предполагаю, что полная масса скопления однозначно связана с температурой, можно вывести, что разброс f_g составляет 14–18%; напомним, что это включает в себя ошибки измерения. На самом деле, в соотношении $M_{\text{полн}} - T$ должен присутствовать некоторый разброс, который по результатам численных исследований ожидается на уровне 8%–15% по массе [128]; если данный разброс не коррелирует с отклонениями в зависимости $M_{\text{газ}} - T$, то разброс f_g для скоплений с данной массой несколько сокращается. Таким образом, представленные результаты показывают, что *вклад барионов в полную массу является постоянной величиной, одной и той же для различных скоплений, и не зависящей от их температуры.*

§ 23 Дальнейшие исследования близких скоплений

В недавней серии работ Воеводкина, Вихлинина и Павлинского [113, 124] было продолжено исследование по намеченной выше программе распределения барионной составляющей в близких скоплениях галактик. Результатом этих работ явилось измерение функции масс барионов на малых z , которая используется в нашем дальнейшем изложении в качестве точки отсчета при измерении эволюции функции масс на больших красных смещениях. Представляется уместным дать краткое описание полученных результатов.

Основываясь на каталогах близких скоплений, полученных по результатам обзора всего неба спутником ROSAT [160], была составлена выборка из 52 скоплений с рентгеновским потоком $f_x > 1.4 \times 10^{-11}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и расположенных на красных смещениях $0.01 < z < 0.25$. Большинство из отобранных скоплений также наблюдались спутником ROSAT индивидуально с более длительными экспозициями, и многие из них уже рассматривались выше (§ 22).

Используя данные спутника РОСАТ и методику, описанную на стр. 137, были измерены профили массы межгалактического газа у всех отобранных скоплений. Одним из значительных усовершенствований, достигнутых в работе [124], стало измерение достаточно точного корреляционного соотношения между массой горячего газа и полной оптической светимостью скопления. Данное соотношение позволило определять у любого скопления не только массу газа по рентгеновским данным, но и полную массу барионов (т.е. газа + звезд):

$$M_{b,324} = M_{g,324} \times \left[1.100 + 0.045 \left(\frac{M_{g,324}}{10^{15} M_{\odot}} \right)^{-0.5} \right], \quad (7.9)$$

где $M_{b,324}$ — масса барионов на радиусе, соответствующем контрасту $\delta = 324$, а $M_{g,324}$ — масса газа, соответствующая $\delta = 324$ без учета вклада звезд. Вклад звезд в барионную массу вполне заметен — он составляет примерно 10–15% для массивных скоплений, а оценивается он с неопределенностью около 25% (т.е. $\pm 3\%$ от полной барионной массы). Считая, что отношение масс газа и звезд не эволюционирует на больших z (т.е. галактики не связывают на себя горячий межгалактический газ), данное соотношение можно применить для оценки полной барионной массы далеких скоплений, для которых обычно недоступны достаточно качественные оптические наблюдения.

В работе [113] было выведено корреляционное соотношение между барионной массой и полной рентгеновской светимостью скоплений. Данное соотношение дает возможность производить грубую оценку массы в тех ситуациях, когда качественные рентгеновские данные недоступны. Что более важно, наличие соотношения $M - L$ позволяет определять объем, покрытый рентгеновским обзором с произвольным ограничением по потоку, в зависимости от массы скопления (см. ниже § 24.2), и таким образом находить функцию масс.

Также в работе [113] представлена интегральная функция масс барионной составляющей близких скоплений (см. также рис. 47). Статистические ошибки измерения функции масс определялись по методике, учитывающей как пуассоновский шум, так и искажения, связанные с ошибками измерения масс индивидуальных скоплений.

Таким образом, в настоящее время функция масс барионов для скоплений на малых z надежно определена. Наблюдения обсерваторией «Чандра» далеких скоплений из обзора 160d позволили измерить ее и на больших красных смещениях, $z > 0.4$, о чем пойдет речь в следующем параграфе.

§ 24 Наблюдаемая функция барионных масс скоплений на больших z

К середине 2002 г. обсерватория «Чандра» провела наблюдения 6 скоплений из обзора 160d, которые практически замыкают подгруппу, отобранную по следующим объективным критериям: $z \geq 0.4$ и $f_x > 2 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Пять скоплений из этой подгруппы использовались для изучения эволюции

Табл. 13. Измерения массы барионов в далеких скоплениях из обзора 160d

Скопление	z	$f_{0.5-2}$ (эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$)	$L_{0.5-2}$ (эрг с^{-1})	$M_{g,324}$ ($10^{14} M_{\odot}$)	$M_{b,324}$ ($10^{14} M_{\odot}$)
CL 1416+4446	0.400	4.04×10^{-13}	3.8×10^{44}	1.42 ± 0.38	1.73 ± 0.47
CL 1701+6421	0.453	3.86×10^{-13}	4.7×10^{44}	1.81 ± 0.47	2.18 ± 0.57
CL 1524+0957	0.516	3.04×10^{-13}	5.0×10^{44}	1.67 ± 0.40	2.02 ± 0.49
CL 1641+4001	0.436	2.94×10^{-13}	3.8×10^{44}	...	1.49 ± 0.52
CL 0030+2618	0.500	2.43×10^{-13}	3.7×10^{44}	1.13 ± 0.40	1.40 ± 0.50
CL 1120+2326	0.562	2.13×10^{-13}	4.2×10^{44}	1.19 ± 0.27	1.47 ± 0.33
CL 1221+4918	0.700	2.06×10^{-13}	6.6×10^{44}	2.01 ± 0.36	2.42 ± 0.44
CL 0853+5759	0.475	1.98×10^{-13}	2.8×10^{44}	...	1.14 ± 0.40
CL 0522-3625	0.472	1.84×10^{-13}	2.5×10^{44}	...	1.07 ± 0.37
CL 1500+2244	0.450	1.78×10^{-13}	2.2×10^{44}	...	0.99 ± 0.35
CL 0521-2530	0.581	1.76×10^{-13}	3.8×10^{44}	...	1.30 ± 0.45
CL 0926+1242	0.489	1.67×10^{-13}	2.5×10^{44}	...	1.04 ± 0.36
CL 0956+4107	0.587	1.56×10^{-13}	3.5×10^{44}	...	1.19 ± 0.42
CL 1216+2633	0.428	1.54×10^{-13}	1.7×10^{44}	...	0.84 ± 0.29
CL 1354-0221	0.546	1.45×10^{-13}	2.8×10^{44}	...	1.05 ± 0.37
CL 1117+1744	0.547	1.44×10^{-13}	2.8×10^{44}	...	1.05 ± 0.37
CL 1213+0253	0.409	1.43×10^{-13}	1.5×10^{44}	...	0.75 ± 0.26

Все характеристики получены, предполагая $\Omega = 0.3$ и $\Lambda = 0.7$. Поток и светимости измерены по данным обзора 160d, а не наблюдений обсерватории «Чандра». Массы барионов (т.е. газа+звезд) оценены по массе газа с использованием соотношения (7.9). В случае CL 1641+4001 и всех скоплений с $f < 2 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ значения $M_{b,324}$ определялись из соотношения между массой барионов и светимостью.

соотношений $M - L - T$ (табл. 9). Шестое скопление, CL 0030+2618, наблюдалось сразу после открытия солнцезащитной крышки телескопа, когда температурный режим детектора еще не полностью установился. В результате наблюдение CL 0030+2618 непригодно для спектрального анализа (и поэтому не было использовано в § 20), но вполне подходит для измерения массы горячего газа. Единственный объект из данной подгруппы каталога 160d, оставшийся неохваченным наблюдениями обсерватории «Чандра» — скопление CL 1641+4001 на $z = 0.464$.

Качественные данные обсерватории «Чандра» позволяют точно определять массу газа далеких скоплений, и поэтому наблюдение хорошо определенной выборки каталога 160d дало возможность впервые измерить функцию масс барионной составляющей скоплений на больших красных смещениях.

24.1 Измерения массы барионов

Рентгеновские данные позволяют надежно определять массу горячего газа в скоплениях (см. стр. 137 и § 20). В табл. 13 приведены измерения для 6 скоплений из рассматриваемой выборки каталога 160d. Масса барионной составляющей скопления (газа+звезд) оценивалась по формуле (7.9) из измере-

ния массы газа. В случае скопления CL 1641+4001, для которого наблюдения обсерваторией «Чандра» до сих пор недоступны, масса барионов оценивалась из соотношения $L - M$ (см. рис. 40), и данной оценке приписывалась неопределенность в 30%, примерно равная разбросу вокруг средней зависимости.

Для остальных скоплений ошибки измерения массы, приведенные в табл. 13, являются чисто статистическими, отражающими неопределенность измерения профиля рентгеновской яркости. Статистические ошибки составляют 20–30% и таким образом значительно превышают все другие источники неопределенности (такие как несимметричность скопления, см. стр. 140), и поэтому последними можно пренебречь.

Значения массы, представленные в табл. 13, определены для конкретных значений космологических параметров, $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$, $h = 0.5$. Нашей конечной целью будет сравнение измерения функции масс на больших z с теоретическими моделями, рассчитанными для различных комбинаций Ω и Λ , поэтому необходимо рассмотреть вопрос о том, как скалируются измерения массы при изменении космологических параметров. При этом ограничимся скалированием массы газа, так как с практической точки зрения при не очень сильных изменениях M_g ее связь с массой барионов (соотношение 7.9) можно считать прямо пропорциональной.

Скалирование измерений M_g распадается на две компоненты: а) изменение значения массы, определенного внутри фиксированного углового радиуса, и б) изменение значения массы в зависимости от уровня контраста δ . Рассмотрим сначала первую компоненту.

Пусть имеется скопление с некоторой измеренной интенсивностью излучения в мягком рентгеновском диапазоне внутри углового радиуса θ , а расстояние до скопления, d , неизвестно. Очевидно, что рентгеновская светимость, испускаемая из области, соответствующей угловому размеру θ , связана с d следующим образом: $L \sim d^2$. Так как размер данной области есть θd , имеем

$$L \sim n^2 V \sim (M^2/V^2) V \sim M^2/d^3, \quad (7.10)$$

откуда получаем требуемое скалирование:

$$M_\theta \sim d^{5/2} \quad (7.11)$$

Расстояние до скопления определяется по его красному смещению, и таким образом обратно пропорционально постоянной Хаббла, $d \sim h^{-1}$, но к тому же при больших z оно довольно чувствительно к значению параметров Ω и Λ . Например, угловое расстояние до объекта на $z = 0.5$ при $h = 0.5$ составляет 1467 Мпк если $\Omega = 1$ и $\Lambda = 0$ и 1762 Мпк при $\Omega = 0.3$ и $\Lambda = 0.7$. Соответствующее изменение массы газа составляет 1.58 раза.

Вспомним, что мы измеряем массы не внутри фиксированного углового радиуса, а внутри радиуса, соответствующего контрасту плотности $\delta = 324$. Фактически, при измерении массы определяется угловой радиус, при котором выполняется уравнение

$$\delta \sim M_\theta/(\theta d)^3 \sim d^{5/2}/d^3 = 324. \quad (7.12)$$

Таким образом, если для каких-то значений космологических параметров, при которых расстояние до скопления равно d_0 , был определен угловой радиус, соответствующий контрасту плотности $\delta = 324$, то при другом наборе параметров, когда расстояние составит d , контраст, соответствующий тому же самому угловому радиусу, будет равен $324 (d/d_0)^{-1/2}$. Поэтому, чтобы измерить $M_{g,324}$ при новом наборе космологических параметров, массу газа следует определять на другом угловом радиусе, что, в принципе, требует повторения полной процедуры анализа данных (депроекции профиля яркости и т. д.). Если это делать непрактично, можно воспользоваться скалированием M_g в зависимости от уровня контраста.

Варьируя уровень δ при измерении массы газа как в близких, так и далеких скоплениях, можно убедиться, что вблизи уровня $\delta = 324$ с достаточной точностью выполняется соотношение

$$M_\delta \sim \delta^{-0.5}. \quad (7.13)$$

Таким образом, при изменении космологических параметров можно измерять массу на одном и том же угловом радиусе θ , но приводить ее к постоянному уровню контраста плотности умножением на $(d/d_0)^{-0.25}$. Учитывая, что масса внутри данного углового радиуса скалируется как $M_\theta \sim d^{5/2}$, находим скалирование для $M_{g,324}$:

$$M_{g,324} \sim d^{2.25}. \quad (7.14)$$

Так как изменение космологических параметров равносильно изменению расстояния до скопления, данное уравнение можно использовать для быстрого перевода массы газа.

Рассмотрим теперь влияние на массу газа двух дополнительных параметров, которые могут входить в теоретические модели. При определении контраста необходимо знать среднюю плотность барионов, $\rho_b = \text{const} \times \Omega_b h^2$. Используемое при измерениях значение $\rho_b = 5.55 \times 10^9 M_\odot \text{Мпк}^{-3}$ эквивалентно $\Omega_b h^2 = 0.02$, определенному из теории первичного нуклеосинтеза [6]. Если предположить величину $\Omega_b h^2$ не в точности известной и допустить ее вариации, как будут меняться измерения массы газа? Изменение $\Omega_b h^2$ равносильно изменению уровня контраста, соответствующего данному угловому радиусу, $\delta \sim (\Omega_b h^2)^{-1}$. Учитывая соотношение (7.13), получаем

$$M_{g,324} \sim (\Omega_b h^2)^{-0.5}. \quad (7.15)$$

При применении теоретических моделей будет необходимо связывать полную массу скопления, используемую в теории, с наблюдаемой массой барионов. Напомним, что в простейшем варианте эта связь осуществляется следующим образом. Считаем, что на больших радиусах вклад барионов в полную массу скопления равен данному отношению во всей Вселенной: $M_b/M = \Omega_b/\Omega$. Отсюда следует, что контрасты плотности барионов и полной массы равны, $\delta_b =$

δ_m , и поэтому $M_{324} = M_{b,324} \Omega/\Omega_b$. Что если в скоплениях содержится несколько избыточное или недостаточное количество барионов: $M_b/M = f_d \Omega_b/\Omega$ причем $f_d \neq 1$? Это повлечет за собой два изменения. Во-первых, внутри данного углового радиуса полная масса станет равной $M = f_d^{-1} M_b \Omega/\Omega_b$. Во-вторых, уровни контрастов станут разными, $\delta_m = f_d^{-1} \delta_b$, и поэтому с учетом зависимости (7.13) получаем следующую связь:

$$M_{324} = f_d^{-1.5} M_{b,324} \Omega/\Omega_b. \quad (7.16)$$

Таким образом, мы получили все необходимые скалирования измеренной массы барионов в зависимости от параметров модели.

24.2 Определение объема обзора

При построении функции масс барионов далеких скоплений ограничимся интервалом красных смещений $0.4 \leq z \leq 0.8$. В условиях бесконечно чувствительного обзора в данном интервале красных смещений детектировались бы все скопления, и поэтому расчет объема не представлял бы труда. К сожалению, чувствительность детектирования в реальных обзорах не безгранична. В тех случаях, включая и обзор 160d, когда основным критерием отбора скоплений является наблюдаемый рентгеновский поток, определить, в каком объеме могло бы быть детектировано скопление данной массы, можно лишь тогда, когда существует достаточно хорошая корреляция между массой и светимостью. К счастью, такая корреляция наблюдается (рис. 40):

$$M \sim (1+z)^{A_{ML}} L^{0.83} \quad (7.17)$$

с 49%-ным разбросом по светимости или 39%-ным по массе.

Расчет объема, соответствующего данной массе, производится практически идентично вычислениям в § 19. В условиях нулевого разброса вокруг корреляции $M - L$ имеем

$$V(M) = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} A(f) \frac{dV}{dz} dz, \quad \text{где } f = \frac{C M^{1.20} (1+z)^{-1.20 A_{ML}} S(z)}{4\pi d_L^2(z)} \quad (7.18)$$

(ср. с ур. 6.3). Напомним, что $A(f)$ — зависимость телесного угла обзора от потока. По сравнению с формулой (6.3) в данном уравнении произведена лишь замена $L = C M^{1.20} (1+z)^{-1.20 A_{ML}}$ согласно (7.17). Считая, что разброс вокруг средней корреляции $M - L$ описывается гауссовым распределением в логарифмических координатах (см. [113]), соотношение (7.18) легко обобщить:

$$V(M) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2} \sigma} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\lg^2 y / 2\sigma^2\right) d \lg y \times \\ \times \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} A\left(y \times \frac{C M^{1.20} (1+z)^{-1.20 A_{ML}} S(z)}{4\pi d_L^2(z)}\right) \frac{dV}{dz} dz, \quad (7.19)$$

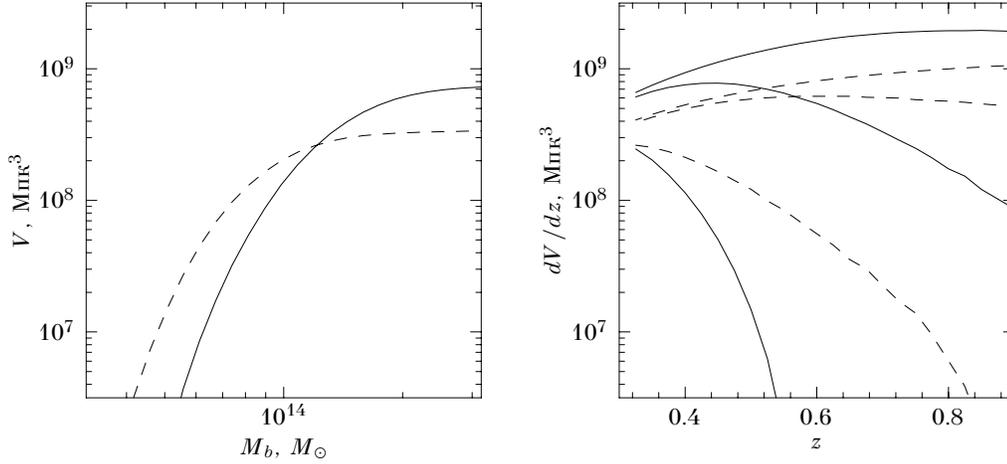


Рис. 46. Слева: Объем, покрытый обзором 160d в интервале $0.4 \leq z \leq 0.8$ в зависимости от барионной массы скопления. Справа: объем, приходящийся на единицу красного смещения для трех значений M_b : 0.5 , 1 и $2 \times 10^{14} M_\odot$ (слева направо). На каждом графике сплошные линии соответствуют $\Omega = 0.3, \Lambda = 0.7$, а штриховые — $\Omega = 1, \Lambda = 0$. При расчете использовался предел по рентгеновскому потоку $f_{\min} = 1.4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

где $\sigma = 0.173$ — среднеквадратичный логарифмический разброс по светимости вокруг средней корреляции $M - L$ [113]. Численное интегрирование данного соотношения позволяет рассчитывать зависимость объема от массы для любого набора космологических параметров. Если при отборе скоплений вводится добавочное ограничение по рентгеновскому потоку, $f > f_{\min}$, то $A(f)$ следует положить равной нулю при $f < f_{\min}$.

При изменении Ω и Λ не существует простого скалирования для $V(M)$. Помимо довольно сложного изменения dV/dz изменяется также показатель A_{ML} . Для нахождения A_{ML} можно либо применять линейную интерполицию значений из табл. 10 по параметру $q_0 = \Omega/2 - \Lambda$, либо заново определять значения масс и светимостей скоплений и по ним находить соответствующее значение A_{ML} . Как бы то ни было, при каждом новом наборе значений Ω и Λ объем обзора, а следовательно, и функцию масс, приходится перевычислять. При изменении постоянной Хаббла, однако, скалирование объема очень простое: $V(M) \sim h^{-3}$.

На рис. 46 показана рассчитанная зависимость сопутствующего объема обзора 160d в интервале красных смещений $0.4 \leq z \leq 0.8$ в зависимости от барионной массы скопления. Скопления с большой массой обладают настолько высокой светимостью, что они могут детектироваться на любом z и в любом поле, входящем в обзор, и поэтому объем выходит на постоянное значение при больших M . Отметим тот факт, что это предельное значение сравнимо с объемом шара $z < 0.1$ ($8.0 \times 10^8 \text{ Mpc}$), что означает, что обзор 160d покрывает

на больших красных смещениях область, приближенно соответствующую той части близкой Вселенной, в которой практически все яркие скопления очень хорошо изучены [111].

На правой панели рис. 46 показан объем, покрываемый обзором 160d на единицу красного смещения при трех значениях M_b . Скопления малой массы обладают низкой светимостью, и поэтому они могут детектироваться лишь вблизи нижней границы интервала красных смещений. Массивные скопления могут детектироваться при любых z и поэтому основной объем набирается вблизи верхней границы интервала. Данную зависимость dV/dz от массы следует учитывать при расчете теоретических моделей, потому что фактически скопления разных масс детектируются на разных z , а эволюция функции масс между $z = 0.4$ и 0.8 довольно значительна.

24.3 Функция масс

После того, как определена зависимость объема от массы, можно приступить к определению функции масс. В условиях малого числа объектов удобнее работать с интегральным представлением функции масс:

$$F(M) = N(> M) = \sum_{M_b^{(i)} > M} \frac{1}{V(M_b^{(i)})}, \quad (7.20)$$

(т. е. $F(M)$ — число скоплений с барионной массой, превышающей M , в единице сопутствующего объема). Пуассоновская ошибка в измерении $F(M)$ вычисляется по формуле

$$(\Delta F)^2 = \sum_{M_b^{(i)} > M} \frac{1}{V^2(M_b^{(i)})}. \quad (7.21)$$

Достаточно точное корреляционное соотношение между барионной массой скопления и его рентгеновской светимостью дает возможность использовать для построения функции масс ряд объектов, которые пока не наблюдались спутником «Чандра». Поэтому было решено несколько снизить предел по потоку для отбора далеких скоплений, $f_{\min} = 1.4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что увеличивает подборку из каталога 160d на $z > 0.4$ до 17 объектов. При оценке массы использовались светимости, измеренные в каталоге 160d по данным спутника РОСАТ; как уже упоминалось выше, относительная погрешность таких оценок составляет примерно 30%. В некоторых случаях такие большие погрешности измерения массы могут приводить к значительным искажениям оценки $F(M)$. Однако, в нашем случае моделирование методом Монте-Карло показывает, что данный эффект незначителен*.

* Вероятной причиной является довольно плоское распределение числа обнаруженных скоплений в зависимости от массы, $dN/d \ln M$. Погрешность измерения M проявляется в том, что распределение «замазывается» по сравнению со случаем идеальных измерений. Легко сообразить, что если относительная погрешность измерения массы почти одинакова, а распределение $dN/d \ln M$ плоское, то общий эффект равен нулю.

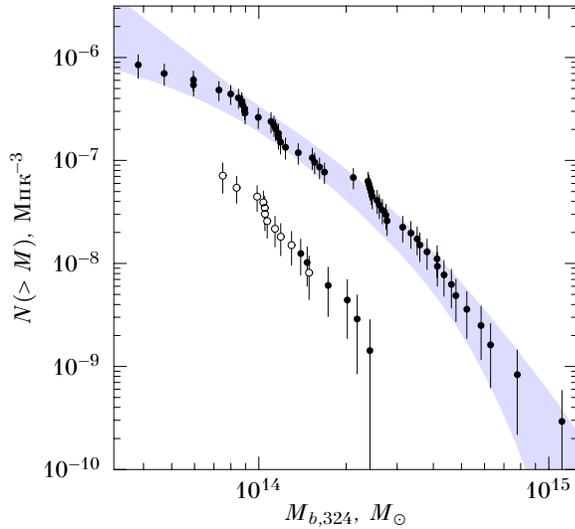


Рис. 47. Функция барионных масс скоплений по данным каталога 160d при $0.4 \leq z \leq 0.8$. Сплошными кружками показаны скопления с измеренными $M_{b,324}$ по данным наблюдений спутника «Чандра», а пустыми — с массами, оцененными из корреляции $M-L$. Серой полосой показан интервал неопределенности на уровне достоверности 68% для функции барионных масс близких скоплений ($z < 0.1$) из работы [113]. Функция масс на больших z построена в предположении $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$

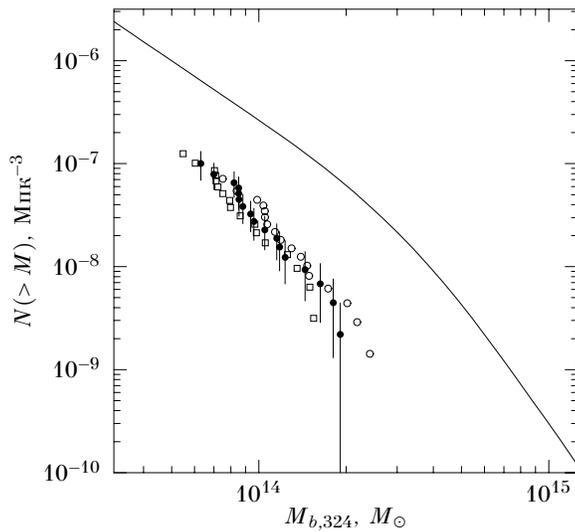


Рис. 48. Функция барионных масс при различных значениях космологических параметров: $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$ (пустые кружки); $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0$ (сплошные кружки); $\Omega = 1$, $\Lambda = 0$ (квадратики). Линией показана функция масс для близких скоплений.

Функция масс, построенная в предположении $\Omega = 0.3$, $\Lambda = 0.7$, показана на рис. 47. Сравнение с $F(M)$ для близких скоплений (при $z < 0.1$) из работы [113] показывает очень сильную эволюцию: на $z \approx 0.5$ в единице сопутствующего объема находится примерно в 10 раз меньше скоплений той же массы, чем при $z = 0$.

Вывод о наличии сильной эволюции не зависит от предположения о конкретных значениях космологических параметров. На рис. 48 показаны функции масс, построенные при трех различных сочетаниях Ω и Λ . Видно, что все изменения происходят в пределах полосы, определяемой статистическими ошибками измерения $F(M)$.

Некоторая часть эволюции функции масс является кажущейся, не отражающей реальный рост скоплений. Представим, что измеряется масса одного и того же скопления на большом z и на $z \approx 0$. Из-за роста средней плотности Вселенной в $(1+z)^3$ раз, радиус, соответствующий контрасту плотности 324 при $z \approx 0$, будет соответствовать контрасту $\delta = 324(1+z)^{-3}$ на большом z , откуда, учитывая (7.13), получаем, что измеренная масса M_{324} будет меньше в $\approx (1+z)^{1.5}$ раз. Данный эффект объясняет примерно 40% наблюдаемого сдвига вдоль оси масс, а все остальное изменение должно быть обусловлено реальным ростом скоплений между $z > 0.4$ и $z = 0$. Степень эволюции функции масс хорошо измерима, и на ее основе можно провести измерения космологических параметров Ω и Λ .

§ 25 Наблюдаемая эволюция и значения Ω и Λ .

25.1 Теоретические основы

Современная теория формирования крупномасштабной структуры Вселенной, доминированной холодной темной материей, позволяет рассчитать функцию масс сколлапсировавших объектов (скоплений) на любом красном смещении и при любой комбинации параметров Ω и Λ . Существующий вычислительный аппарат позволяет получать теоретические зависимости практически по принципу «черного ящика». Однако, полезно представить краткий обзор эффектов, учитываемых при вычислении функции масс скоплений, чтобы было ясно, какая именно зависимость от космологических параметров эксплуатируется при измерении Ω и Λ по эволюции $F(M)$.

Итак, считается, что на очень ранних стадиях расширения Вселенной (сразу после т. н. инфляционной стадии) в распределение материи вносятся неоднородности, имеющие гауссово распределение, и поэтому их статистические свойства полностью определяются спектром мощности возмущений:

$$P(k) = \left| \int \rho(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \right|^2 \langle \rho \rangle^{-2} V^{-2} \quad (7.22)$$

Далее везде под k понимается *сопутствующий волновой вектор*, который растягивается по мере расширения Вселенной.

Наиболее успешная теория ранней Вселенной, — теория инфляции, — действительно предсказывает, что возмущения плотности имеют гауссово распределение, причем первичный спектр мощности должен быть степенным $P_0(k) = \text{const} \times k^n$, и более того, n должно быть очень близко к единице [161–163].

На горячей стадии в среднюю плотность Вселенной основной вклад вносят релятивистские частицы (фотоны, e^\pm , ν_e^\pm и т. д.), и в этих условиях возмущения плотности на малых пространственных масштабах не растут, а, напротив, подавляются. На $z_{eq} \approx 3000$ нерелятивистская материя становится доминирующей компонентой плотности, и примерно с тех пор начинается рост возмущений на всех масштабах. Связь спектров мощности на $z = z_{eq}$ и $z = \infty$ линейная, а коэффициент пропорциональности называется *функцией переноса*:

$$P(k) = T^2(k) P_\infty(k). \quad (7.23)$$

Точный расчет функции переноса $T(k)$ возможен только численными методами [164], однако были разработаны легко вычисляемые, но в то же время очень точные аналитические приближения [165, 166], которыми удобно пользоваться в практических приложениях.

В тех условиях, когда вкладом релятивистской компоненты в плотность Вселенной можно пренебречь, малые возмущения плотности растут синхронно в сопутствующих координатах [143], откуда следует, что

$$P(k, z_1) = D^2 P(k, z_2). \quad (7.24)$$

Коэффициент пропорциональности не зависит от k , но является функцией красного смещения. Данную зависимость, нормированную на 1 при $z = 0$, называют *фактором роста линейных возмущений*:

$$D^2(z) = P(k, z)/P(k, 0). \quad (7.25)$$

Учитывая синхронный характер роста малых возмущений, можно утверждать, что в настоящий момент времени спектр мощности на тех пространственных масштабах, на которых возмущения все еще остаются линейными, отражает форму функции переноса: $P(k) \sim T^2(k) k^n$. Подробное рассмотрение показывает, что основным параметром, определяющим форму $T(k)$ является произведение Ωh [167].

Со спектром мощности можно связать более наглядную характеристику поля плотности, *среднеквадратичную амплитуду возмущений*, σ , на данном масштабе размеров. Точное определение σ вводится следующим образом. Сверхем поле плотности с фильтром W , имеющим форму однородного шара — $W(r) = 1$ при $r < r_0$ и $W(r) = 0$ при $r > r_0$; $\sigma^2(r_0)$ есть усредненный по всему пространству квадрат относительной вариации сглаженного распределения плотности:

$$\sigma^2(r_0) = \left\langle \frac{(\delta\rho)^2}{\langle\rho\rangle^2} \right\rangle = \left\langle \frac{(\rho - \langle\rho\rangle)^2}{\langle\rho\rangle^2} \right\rangle. \quad (7.26)$$

С масштабом длины r_0 можно связать масштаб массы $M = 4\pi r_0^3 \langle \rho \rangle / 3$, и затем говорить о среднеквадратичной амплитуде возмущений на масштабе массы M . Связь амплитуды возмущений и спектра мощности задается равенством Парсевалю:

$$\sigma^2(M) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) W^2(k; M) dk, \quad (7.27)$$

где $W(k; M)$ — фурье-преобразование фильтра с радиусом, соответствующим масштабу масс M^* . Из этого соотношения видно, что зависимость $\sigma(M)$ на данном красном смещении отражает форму спектра мощности, а ее изменение со временем — фактор роста линейных возмущений:

$$\sigma(M, z) = D(z) \sigma(M, 0). \quad (7.28)$$

При теоретически допустимых спектрах мощности $\sigma(M)$ является падающей функцией массы, т. е. мелкомасштабные возмущения имеют большую относительную амплитуду, чем крупномасштабные.

С течением времени линейные возмущения растут, и в какой-то момент относительные вариации плотности на некотором масштабе масс M в некоторой точке пространства перестают быть малыми: $\delta\rho/\rho \sim 1$. В этот момент данная область «отделяется» от общего расширения Вселенной и затем быстро коллапсирует с образованием вириализованного объекта с массой M [143]. Если учесть, что распределение флуктуаций плотности гауссово, становится ясно, что уровень $\sigma(M)$ полностью задает частоту ситуаций $\delta\rho(M)/\rho \sim 1$, и таким образом — число сколлапсировавших объектов массы M . Следовательно, $\sigma(M)$, а не M является естественной переменной, от которой зависит функция масс. Оказывается удобным определить функцию масс, зависящую от σ , следующим образом [28]:

$$f(\sigma) = \frac{M}{\langle \rho \rangle} \frac{dn(M)}{d \ln \sigma^{-1}}, \quad (7.29)$$

где $n(M)$ — число скоплений с массой, меньшей M , в единице сопутствующего объема, $\langle \rho \rangle$ — средняя плотность Вселенной в данный момент времени, а связь σ и спектра мощности осуществляется уравнением (7.27). В данной записи классическая теория Пресса-Шехтера [168], рассматривающая образование скоплений из сферически-симметричных возмущений, дает функцию масс в простой форме:

$$f(\sigma)_{\text{PS}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\delta_c}{\sigma} \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2}\right), \quad (7.30)$$

где коэффициент δ_c никак не зависит от спектра мощности и является очень слабой функцией космологических параметров [169]. Обобщение данной модели на случай коллапса эллиптических возмущений, выполненное Шитом

* $W(k; M) = 3(\sin x - x \cos x)/x^3$, $x = k [3M/(4\pi\langle\rho\rangle)]^{1/3}$

и Торменом [170], также приводит к универсальной (не зависящей явно от космологии, спектра мощности и красного смещения) формуле для функции масс:

$$f(\sigma)_{\text{ST}} = A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[1 + \left(\frac{\sigma^2}{a\delta_c^2} \right)^p \right] \frac{\delta_c}{\sigma} \exp\left(-\frac{a\delta_c^2}{2\sigma^2}\right). \quad (7.31)$$

В реальности скопления образуются по сложному каскаду коллапса и взаимного слияния более мелких структурных единиц, и поэтому теории Пресса-Шехтера и Шита-Тормена не дают полностью точного описания функции масс. Лучше всего для этого подходят численные исследования. Мощность современных компьютеров позволяет проводить моделирование области, соответствующей всей наблюдаемой части Вселенной, и при этом сохранять разрешение на уровне, достаточном для того, чтобы «следить» за объектами, массы которых соответствуют малым группам галактик. Данные исследования, выполненные в настоящее время для целого набора различных космологических параметров и первичных спектров мощности, дают точную теоретическую функцию масс. Ситуация подытожена в работе Дженкинса и др. [28]. Полученные численным моделированием функции масс, записанные в форме (7.29), описываются универсальной формулой вида

$$f(\sigma) = A \exp(|\ln \sigma^{-1} + b|^c), \quad (7.32)$$

где коэффициенты A , b и c никак не зависят от космологических параметров, спектра мощности и т. д., а определяются лишь конкретным способом измерения массы скопления. Для используемого нами способа, — внутри радиуса, соответствующего контрасту $\delta = 324$ относительно средней плотности Вселенной на данном красном смещении, Дженкинс и др. дают значения

$$A = 0.316, \quad b = 0.67, \quad c = 3.82. \quad (7.33)$$

Уравнения (7.32) и (7.33) являются теоретической основой всех дальнейших операций, так как они позволяют надежно вычислять теоретическую функцию масс скоплений для любого набора космологических параметров в любой момент времени.

Вычисление теоретической функции масс: технические детали

Для вычисления теоретической функции масс по формуле (7.32) необходимо иметь две функции, зависящие от космологических параметров: спектр мощности $P(k)$ (т. е. фактически — функцию переноса $T(k)$), с помощью которой по формуле (7.27) вычисляется зависимость $\sigma(M)$, и зависимость фактора роста линейных возмущений от красного смещения.

Функция переноса $T(k)$ вычислялась по аналитическим формулам, полученным в работах Эйзенштейна и Ху [165, 166], которые являются очень хорошим приближением результатов точных численных расчетов. В случае модели

холодной темной материи (случай горячей или смеси горячей и холодной темной материи не рассматривался) параметрами, определяющими $T(k)$, являются Ω и h — в основном в виде комбинации Ωh , а также присутствует слабая зависимость от вклада барионов в общую плотность Вселенной, $f_b = \Omega_b/\Omega$. Первичный спектр мощности полагался степенным: k^n , причем $n \approx 1$. Общая нормировка спектра мощности задавалась общепринятым образом, через среднеквадратичную амплитуду флуктуаций плотности на масштабе $8 h^{-1}$ Мпк: $\sigma_8 = \sigma(8 h^{-1} \text{ Мпк})$.

Зависимость фактора роста линейных возмущений от красного смещения определяется историей темпа расширения Вселенной [31], и при не очень больших z полностью определяется космологическими параметрами Ω и Λ . В работе А. Гамильтона [171] описывается общедоступный пакет программ, позволяющий быстро вычислять зависимость $D(z)$ при любых значениях Ω и Λ , который и был использован при расчете теоретических функций массы.

Окончательный расчет функции массы (уравнения 7.29, 7.27, 7.28, 7.32) проводился с помощью программы, любезно предоставленной А. Дженкинсом, которая была немного модифицирована с целью ускорения работы.

При фиксированном спектре мощности изменение постоянной Хаббла вызывает следующее скалирование теоретической функции масс:

$$h^{-3} n(Mh) = \text{const.} \quad (7.34)$$

Понять данное соотношение можно следующим образом. При фиксированном значении параметра Ω средняя плотность материи во Вселенной меняется как $\rho \sim \Omega h^2$, а физический размер, соответствующий амплитуде флуктуаций σ_8 , есть $l = 8 h^{-1}$ Мпк. Следовательно, диапазон масс, соответствующий фиксированной амплитуде флуктуаций, скалируется как $M \sim \rho l^3 \sim h^{-1}$. Изменение всех физических размеров на множитель h^{-1} вызывает скалирование пространственной плотности скоплений: $n \sim h^3$. Скалирование n идентично тому, которое возникает при измерении функции масс, поэтому оно выпадает при сравнении теории и наблюдений.

Зависимость теоретической функции масс от космологических параметров

Рассмотрим поподробнее вопрос о том, каким именно образом различные космологические параметры входят в теоретическую зависимость для функции масс. Перепишем $\sigma(M, z)$ через зависимость σ от M при $z = 0$ и фактор роста линейных возмущений: $\sigma(M, z) = D(z) \sigma(M)$. Отсюда получаем следующие соотношения: $\ln \sigma^{-1}(M, z) = \ln \sigma^{-1}(M) - \ln D(z)$ и $d \ln \sigma^{-1}(M, z) = d \ln \sigma^{-1}(M)$. Следовательно, с учетом соотношений (7.29) и (7.32–7.33), имеем следующее выражение для функции масс:

$$\frac{M}{\langle \rho \rangle} \frac{d n(M)}{d \ln \sigma(M)^{-1}} = 0.316 \exp \left(\left| \ln \sigma(M)^{-1} - \ln D(z) + 0.67 \right|^{3.82} \right). \quad (7.35)$$

Космология входит в данное уравнение в неявном виде через две зависимости: $\sigma(M)$ и $D(z)$.

Табл. 14. Возможные космологические тесты на основе функции масс скоплений

Параметр	Куда входит	Чем определяется
n	$P(k) \rightarrow \sigma(M)$	форма функции масс при $z = 0$.
Ωh	$T(k) \rightarrow \sigma(M)$	форма функции масс при $z = 0$.
σ_8	нормировка $\sigma(M)$	нормировка функции масс при $z = 0$.
Ω, Λ	$D(z)$	эволюция функции масс.

Зависимость $\sigma(M)$ в основном определяет *форму* функции масс, а также ее нормировку, т. е. количество скоплений с массой, превышающей некоторую пороговую, при $z = 0$. Согласно соотношению (7.27), $\sigma(M)$ напрямую связана со спектром мощности линейных возмущений, который определяется показателем первичного спектра мощности n , функцией переноса $T(k)$, а также нормировочным коэффициентом σ_8 . Как уже упоминалось, основным параметром, определяющим $T(k)$, является комбинация Ωh .

Зависимость $D(z)$ определяет *изменение* функции масс с красным смещением. Функционально $D(z)$ определяется лишь параметрами Ω и Λ .

Таким образом, мы имеем следующую ситуацию с возможными космологическими тестами на основе функции масс скоплений (табл. 14 и рис. 49). Тесты четко распадаются на две группы. Те из них, которые основаны на наблюдении $F(M)$ на малых z , фактически чувствительны к спектру мощности линейных возмущений, и соответственно — к связанным с ним параметрам n , σ_8 и Ωh . В то же время, степень эволюции $F(M)$ слабо зависит от формы и нормировки спектра мощности, а определяется в основном фактором роста линейных возмущений, и соответственно — определяющими его параметрами Ω и Λ .

Тесты, основанные на функции масс близких скоплениях и на ее эволюции, разделяются не только технически, но и концептуально. Как обсуждалось выше, спектр мощности линейных возмущений $P(k)$ «создается» на ранней стадии расширения Вселенной, пока в ее плотность основной вклад вносит излучение. Следовательно, парадоксальным образом функция масс близких скоплений отражает физические процессы в ранней Вселенной. Напротив, эволюционный тест «измеряет» фактор роста возмущений плотности, который полностью определяется историей изменения темпа расширения Вселенной между $z = 0$ и тем красным смещением, на котором наблюдаются далекие скопления. Таким образом, эволюция функции масс отражает геометрические свойства современной Вселенной. Для дальнейших исследований мы будем использовать лишь эволюцию скоплений, стараясь по возможности не полагаться на информацию, извлекаемую из наблюдаемой функции масс при $z = 0$.

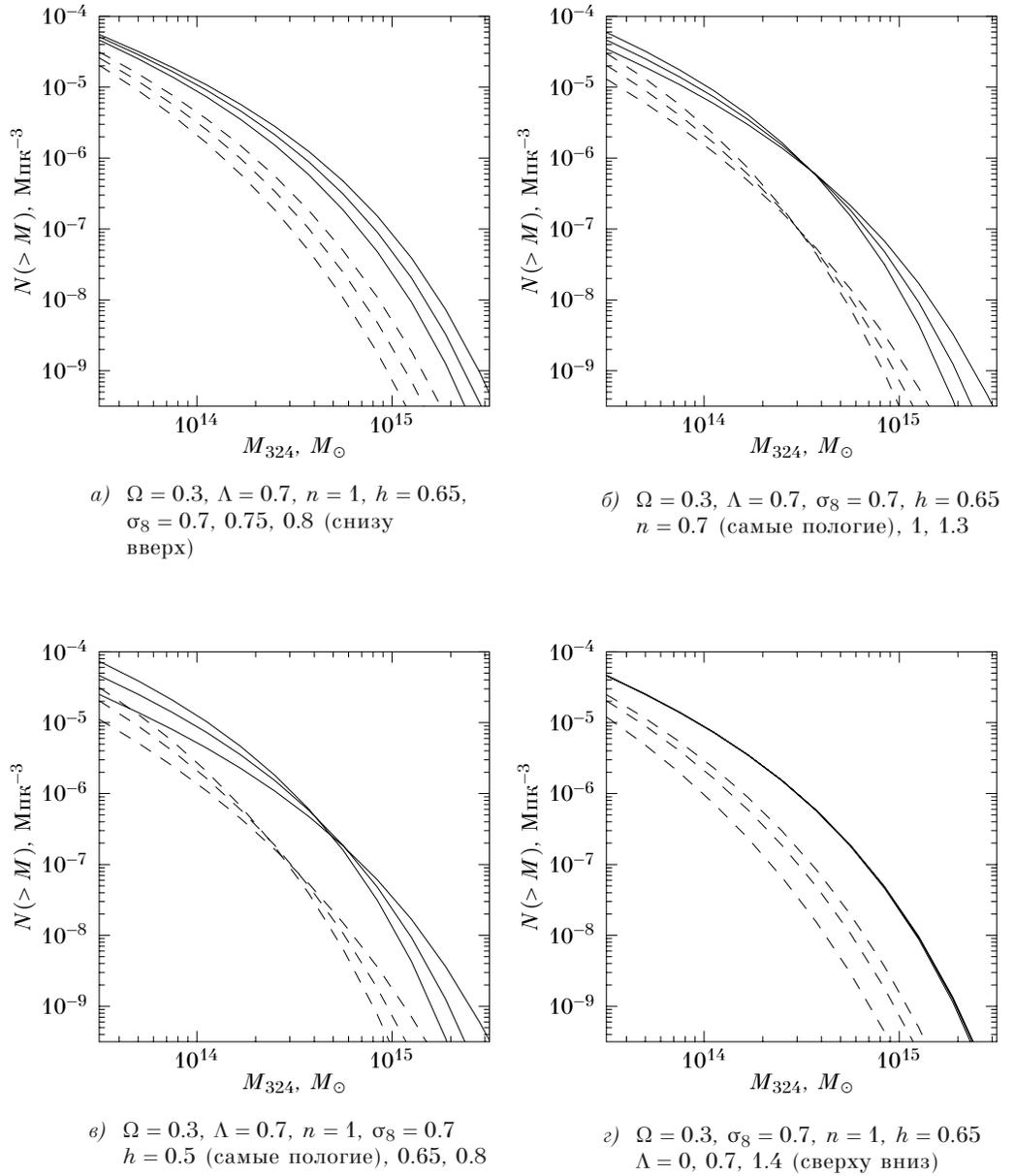


Рис. 49. Изменение функции масс скоплений при различных вариациях космологических параметров. Сплошные линии соответствуют функции масс при $z = 0.07$, а штриховые — на $z = 0.4 - 0.8$.

25.2 Переход от функции масс к функции барионных масс скоплений

Итак, мы обсудили как можно вычислить теоретическую функцию масс скоплений, $F(M)$. Наблюдаемой зависимостью является функция масс барионной компоненты, $F_b(M_b)$. Следовательно, нам необходимо установить соответствие между $F(M)$ и $F_b(M_b)$. Базовым предположением, необходимым для применения тестов на основе эволюции $f(M_b)$, является то, что вклад барионов в полную массу скопления, $f_b = M_b/M$ является по крайней мере в первом приближении постоянной величиной, не зависящей ни от массы скопления, ни от красного смещения. Справедливость такого предположения уже неоднократно обсуждалась выше (напр. стр. 11). Если f_b действительно постоянна, связь функций масс тривиальна: $F_b(M_b) = F(M_b/f_b)$.

В принципе, значение f_b можно установить прямыми измерениями масс для ряда скоплений. Измерения массы, однако, требуется проводить вблизи вириального радиуса скоплений, где точность всех существующих методов в настоящее время недостаточна. По этой причине следует рассмотреть другой подход, никак не опирающийся на измерения полной массы скоплений. Из тех же самых рассуждений, из которых следует, что f_b является универсальной величиной, следует, что она должна быть близка к вкладу барионов в полную массу Вселенной: $f_b = \Omega_b/\Omega$. В таком случае теоретическая функция барионных масс скоплений равна

$$F_b(M_b) = F(M_b \Omega/\Omega_b). \quad (7.36)$$

Параметр плотности барионов (точнее, величину $\Omega_b h^2 \simeq 0.02$) можно считать известной величиной, а Ω уже входит как параметр в $F(M)$, поэтому переход от F к F_b не вносит никакой дополнительной теоретической сложности: для вычисления F необходимо задать Ω , но коль скоро это сделано, можно считать известной связь полной и барионной масс скоплений.

Приложение к наблюдаемым функциям масс

Для определения космологических параметров следует потребовать, чтобы модельные функции масс, вычисленные при $z = 0$ и при $z = 0.4 - 0.8$, одновременно соответствовали бы измерениям для близких и далеких скоплений (рис. 47). При этом, чтобы минимально полагаться на форму функции масс при $z = 0$ и, следовательно, получать чисто эволюционный космологический тест, можно требовать лишь соответствия нормировок теоретической и измеренной функции масс для близких скоплений. В практической реализации при данных значениях Ω и Λ подбирался параметр σ_8 таким образом, чтобы модельные зависимости одновременно проходила через измеренные функции масс как на $z = 0$ (в диапазоне $10^{14} M_\odot < M_b < 2 \times 10^{14} M_\odot$), так и на $z > 0.4$ (в полном доступном там диапазоне масс). Если ни при одном значении σ_8 этого добиться не удавалось, данные значения Ω и Λ считались неприемлемыми.

Обсудим теперь зависимость теста на Ω и Λ от других параметров, влияющих на теоретическую функцию масс: постоянной Хаббла h , наклона пер-

вичного спектра мощности n , средней плотности барионов во Вселенной Ω_b , а также от возможных отклонений от универсальности барионной фракции.

Параметр n : Наклон первичного спектра мощности определяет форму (наклон) модельной функции масс (рис. 48 б). Недавние наблюдения флуктуаций реликтового фона определяют значение n довольно точно: $n = 1.05 \pm 0.1$ [16, 17]. Так как при приложении к близким скоплениям мы рассматриваем лишь нормировку, а не форму функции масс, а измерения для далеких скоплений просто не обладают достаточной точностью, эволюционный тест оказывается нечувствительным к значениям n в гораздо более широком интервале $0.5 < n < 1.5$.

Параметр h : Постоянная Хаббла входит в теорию в виде параметра, определяющего форму спектра мощности (через влияние произведения Ωh на $T(k)$), а также в виде множителя, связывающего полные и измеряемые барионные массы. Влияние h на спектр мощности не сказывается на эволюционном тесте по той же причине, что и n . Влияние h на связь M_b и M проявляется в том, что 1) изменяется измеренная барионная масса, $M_b \sim h^{-2.25}$ (7.14); 2) полные массы, определяющие теоретическую $n(M)$ скалируются как $M \sim h^{-1}$ (7.34); 3) изменяется связь барионной и полной массы скопления, $M_b = M\Omega_b/\Omega = 0.02 M h^{-2}/\Omega$. Комбинация этих трех эффектов приводит к тому, что фактически тот диапазон полных масс, который соответствует нашим измерениям, скалируется на множитель $h^{0.75}$. Из рис. 48 видно, что модельные зависимости на малых и больших z идут почти параллельно. Консервативно допускаемый современными наблюдениями* диапазон $0.5 < h < 0.8$ соответствует максимальной разнице в 1.2 раз в масштабе масс при отклонениях от среднего значения $h = 0.65$; ясно, что такой сдвиг очень слабо влияет на эволюционный тест, что и было непосредственно проверено.

Изменения постоянной Хаббла также вызывают скалирование числа скоплений в единице объема (7.34), которое идентично для теоретической и наблюдаемой функции масс, и поэтому не влияет на эволюционный тест.

Параметр Ω_b : Плотность барионов во Вселенной хорошо известна из теории первичного нуклеосинтеза: $\Omega_b h^2 = 0.020 \pm 0.001$ [6]. Как изменятся результаты, если допустить более сильную вариацию комбинации $\Omega_b h^2$? Изменение Ω_b вызывает слабое изменение функции переноса $T(k)$, скалирования между M_b и M , а также скалирование измеренных значений M_b (7.15). Как уже обсуждалось, все эти изменения неважны.

Отклонения от универсального значения M_b/M . Самой серьезной проблемой является возможность того, что вклад барионной компоненты в полную массу скоплений не соответствует среднему значению во Вселенной. Параме-

* По данным наблюдений цефеид в близких галактиках на телескопе им. Хаббла получено значение $h = 0.72 \pm 0.08$ [23]. Конкурирующая группа Сэндиджа и др. обычно приводит более низкие значения, $h = 0.59 \pm 0.06$ [172]

тризуем такие отклонения с помощью коэффициента f_d :

$$M_b/M = f_d \Omega_b/\Omega. \quad (7.37)$$

Можно допустить три возможности: 1) $f_d \neq 1$, но одинаков для всех скоплений; 2) $f_d = 1$ в среднем, но от скопления к скоплению присутствует некоторый разброс; 3) f_d зависит от массы (например, $f_d < 1$ для маломассивных скоплений). Хотя учет отклонений f_d от единицы довольно важен при моделировании функции масс на $z = 0$, оказывается, что их влияние на эволюционный тест минимально, если только нет систематических изменений f_d в зависимости от красного смещения. Рассмотрим все эти варианты.

Пусть $f_d \neq 1$, но один и тот же во всех скоплениях. Возможной причиной для этого может быть разница в процессе вириализации барионного газа и темной материи при аккреции на скопление. В простейших численных исследованиях часто получаются значения $f_d = 0.9 - 0.95$ независимо от массы скопления (см. напр. [173]). В той же работе рассматриваются систематические ошибки, возникающие при измерении массы барионов из-за того, что межгалактический газ распределен не в точности сферически симметрично. Вклад этого эффекта в f_d также мал, $f_d = 1.02 - 1.12$, и практически не зависит от массы скопления. Влияние постоянного f_d на нашу задачу сводится к сдвигу всех функций масс по оси M на множитель $f_d^{-1.5}$ (см. ур. 7.16), и поэтому не влияет на эволюционный тест.

Влияние разброса в f_d сводится к тому, что измеренная функция масс представляет собой свертку теоретической зависимости с некоторым ядром. Пока ширина ядра свертки мала (а ожидаемые и наблюдаемые вариации f_d не превышают 15–20%), соответствующее изменение функции масс пренебрежимо мало. Более того, можно ожидать что разброс в f_d для далеких и близких скоплений мало отличается, а в этом случае функции масс искажаются синхронно и поэтому данный эффект не влияет на эволюционный тест.

Наконец, рассмотрим систематические изменения f_d с массой скопления. Одной из возможных причин для такой зависимости является популярное в настоящее время предположение о том, что межгалактический газ был довольно сильно нагрет негравитационным образом (во время массового звездообразования или активными ядрами галактик). Построенные на этом предположении теоретические модели предсказывают, что маломассивные скопления содержат относительно меньшее количество барионов, чем массивные [114]. В частности, одна из конкретных реализаций [139], настроенная таким образом, чтобы правильно предсказывать соотношение $L_x - T$ для близких скоплений, дает следующую зависимость*:

$$f_d = 1 - \frac{1.5 \times 10^{13} M_\odot}{M_b}, \quad (7.38)$$

* Данная зависимость также согласуется с прямыми измерениями массы в маломассивных бедных группах галактик, обсуждаемых в главе 8

причем она не зависит от красного смещения по крайней мере вплоть до $z = 1$. Подобная зависимость f_d от массы довольно существенно искажает форму функции масс и поэтому довольно заметно влияет на измерение параметра Ωh по близким скоплениям. Однако, если зависимость f_d от массы одна и та же при разных z , то все функции масс меняются синхронно и поэтому влияние на эволюционный тест минимально.

Любая разница в f_d для близких и далеких скоплений будет влиять на эволюционный тест. Тем не менее, для кардинального изменения представленных ниже выводов о значениях Ω и Λ требуется сильная эволюция f_d , примерно в 1.5 раза и более. Такие изменения исключаются теоретическими соображениями и прямыми наблюдениями [140].

Детали вычисления теоретической $F(M)$ и сравнение с наблюдениями

Итак, как обсуждено выше, космологические параметры n , Ω_b , h , а также небольшие отклонения барионной фракции в скоплениях от усредненного по всей Вселенной значения не должны повлиять на определение Ω и Λ по эволюции масс скоплений. Это были и непосредственно проверено на наборе репрезентативных частных случаев. Следовательно, можно ограничиться варьированием лишь трех космологических параметров: Ω , Λ и σ_8 , а все остальные зафиксировать на средних значениях: $n = 1$, $h = 0.65$, $\Omega_b = 0.02 h^2$, и остановиться на коэффициенте f_d , определяемым формулой (7.38).

Значения Ω варьировались в пределах от 0.05 до 1.25 с шагом 0.025; значения Λ — от 0 до 1.1 с шагом 0.05, а σ_8 — от 0.04 до 1.0 с шагом 0.005. Для заданной пары значений Ω и Λ сначала перевычислялась функция масс далеких скоплений (см. § 24), а затем проверялось, можно ли при каких-либо значениях σ_8 провести модельные функции масс одновременно через измерения на $z = 0$ и на $z > 0.4$ на требуемом уровне статистической значимости. Если это оказывалось возможным, рассматриваемые значения Ω и Λ считались приемлемыми на данном уровне достоверности.

Табл. 15.

$z = 0$	68%	90%	95%
$z > 0.4$	68%	90%	95%
68%	68%	90%	95%
90%	90%	95%	—
95%	95%	—	—

Соответствие модельных зависимостей и измерений проверялось следующим образом. Для соответствия измерениям на малых z на уровне 68% требовалось, чтобы модель проходила целиком внутри 68%-го доверительного интервала (показанного серой полосой на рис. 47) в диапазоне масс $10^{14} M_\odot < M_b < 2 \times 10^{14} M_\odot$. Таким образом, требовалось в основном лишь соответ-

ствие общей нормировки модели и измерений. Аналогичным образом определялась приемлемость модели на уровнях достоверности 90% или 95%.

При сравнении модели и измерений на больших z использовались все скопления с барионной массой $> 10^{14} M_\odot$. Для соответствия на уровне 68% требовалось, чтобы модель проходила одновременно через все 1- σ -вые интервалы; аналогичное требование применялось для уровней 90% или 95%.

Суммарный уровень приемлемости модели определялся согласно табл. 15. Отметим, что данный подход несколько консервативен по сравнению с обычно применяемым методом максимального правдоподобия. Например, с точки зрения функции правдоподобия одновременное отклонение для близких и далеких скоплений на 1σ от соответствующих средних значений находится за пределами суммарного 68%-го доверительного интервала. Однако, учитывая довольно малое число используемых далеких скоплений, выбранный консервативный подход представляется разумным.

В заключении остановимся на расчете теоретической функции масс на больших z . Используемые для измерений скопления находятся в довольно широком интервале красных смещений, $0.4 \leq z \leq 0.8$, в пределах которого ожидается довольно значительная эволюция функции масс. Для правильного учета всех эффектов, возникающих при отборе скоплений в каталоге 160d, мы вычисляли теоретические зависимости $F(M)$ на довольно подробной сетке красных смещений ($z = 0.4, 0.45, \dots, 0.8$), которые затем усреднялись для каждой массы с весом $(dV/dz)_{\text{эфф}}$, учитывающим объем, покрытый обзором 160d для скоплений данной массы (см. рис. 46).

25.3 Результаты

Результат сравнения моделей с наблюдаемым темпом эволюции функции масс показан на рис. 50. Допустимые значения занимают довольно узкую полосу в плоскости (Ω, Λ) , немного наклоненную к оси Λ , приближенно описываемую соотношением

$$\Omega + 0.30 \Lambda = 0.48 \pm 0.08. \quad (7.39)$$

Погрешность определения Ω при фиксированном Λ составляет всего лишь ± 0.08 . Если же, например, считать, что должно выполняться условие $\Omega + \Lambda = 1$, что предсказывается теорией инфляции [174–176], то параметр плотности равен $\Omega = 0.26 \pm 0.12$.

Полоса допустимых значений Ω и Λ примерно идет вдоль линии, определяемой постоянным значением фактора роста линейных возмущений плотности между $z \approx 0.55$ и $z \approx 0.05$, соответствующим наблюдаемой эволюции функции масс скоплений. При низких значениях Ω значительный фактор роста можно обеспечить лишь при высоком Λ [171]; при нулевом значении Λ требуемый фактор роста достигается при $\Omega \approx 0.55$. Однако, при высоких значениях параметра плотности, $\Omega > 0.45$, модельная функция масс становится настолько крутой, что она противоречит даже достаточно неточно измеренной функции масс на больших z (и, естественно, не может описать $F(M)$ для близких скоплений). Этим фактом объясняется то, что на уровне достоверности 90% отвергаются значения $\Omega > 0.5$, и, соответственно, требуется положительная космологическая постоянная.

Интересно сравнить получающиеся ограничения на параметры Ω и Λ с результатами двух других основных космологических методик: наблюдений

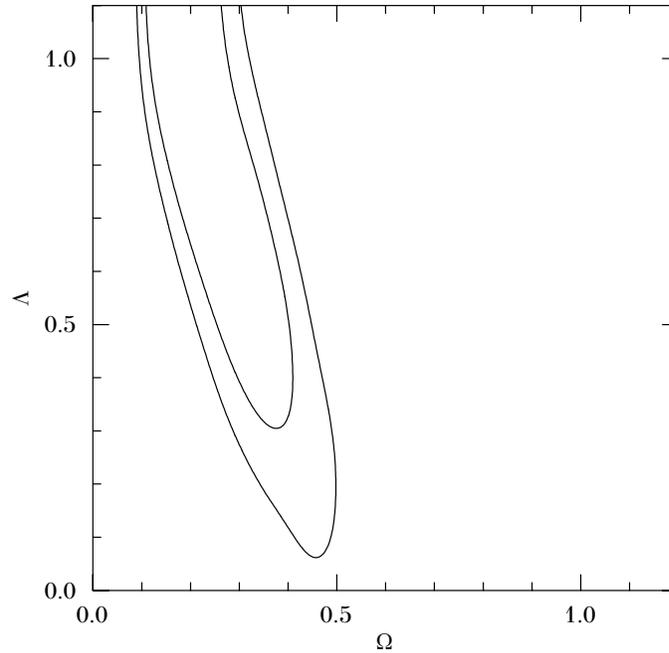


Рис. 50. Ограничения на комбинацию космологических параметров Ω и Λ на уровне достоверности 68% и 90%, следующие из рассмотрения эволюции функции масс скоплений на $z > 0.4$.

флуктуаций реликтового фона и Хаббловской диаграммы для далеких сверхновых типа Ia. Самой заметной особенностью в угловом спектре флуктуаций реликтового фона является первый доплеровский пик, положение которого хорошо определяет величину $\Omega_{\text{полн}} = \Omega + \Lambda$: $\Omega_{\text{полн}} = 1 \pm 0.1$ [16, 177]. Наблюдения далеких сверхновых показывают, что их видимый блеск немного слабее, чем допускалось бы без наличия космологической постоянной, на основе чего получается следующее измерение [18, 19]: $\Lambda - 1.33 \Omega = 0.37 \pm 0.12$. Соответствующие доверительные области показаны на рис. 51. Ограничения, следующие из всех трех методов, обладают примерно одинаковой точностью и пересекаются практически в одной точке; образно говоря, они, как три прожектора, высвечивают следующую область космологических параметров: $\Omega = 0.27 \pm 0.085$, $\Lambda = 0.73 \pm 0.11$.

С данным значением Ω также согласуются недавние измерения вклада барионов в полную массу скопления, дающие на основе 6 объектов $\Omega = 0.30$ с формальной статистической ошибкой ± 0.04 [140]. Заметим, что данный метод опирается на измерение полной массы скоплений, и поэтому ему присущи значительные систематические неопределенности (см. § 21). Предварительные результаты моделирования функции барионных масс близких скоп-

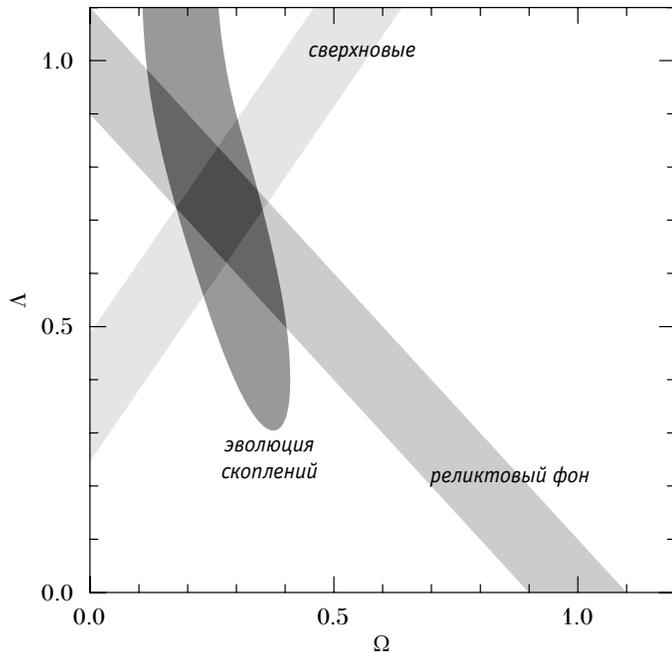


Рис. 51. Комбинации космологических параметров Ω и Λ , ограничиваемые различными методиками: по флуктуациям реликтового фона, по сверхновым типа Ia и по эволюции скоплений галактик. Для каждого метода показаны ограничения на уровне достоверности 68%.

лений, используемые нами лишь для нормировки, приводят к следующему измерению: $\Omega h = 0.13 \pm 0.05$, что при используемом выше значении постоянной Хаббла $h = 0.65$ дает $\Omega = 0.20 \pm 0.08$ [178].

То, что многие независимые методики дают согласующиеся значения $\Omega \approx 0.3$ и $\Lambda \approx 0.7$, свидетельствует о том, что данная классическая задача наблюдательной космологии близка к своему решению. Мы живем во Вселенной, темп расширения которой в настоящее время определяется неизвестной формой энергии, проявляющейся как космологическая постоянная, а обычное вещество (элементарные частицы) вносит примерно 30%-ный вклад в общую плотность энергии и на 90% состоит из небарионной материи. Дальнейшее улучшение качества наблюдательных данных, которого можно ожидать уже в ближайшее десятилетие, должно позволить подступиться к изучению таких фундаментальных физических задач, как выяснение природы космологической постоянной и состава темной материи [179, 180].

Глава 8

Необычные объекты, обнаруженные в обзоре 160d

Рассмотрение каталога 160d завершим обсуждением необычных объектов, которых, как и в любом большом обзоре, в нем содержатся значительное количество. К тем объектам, на которых хотелось бы остановиться поподробнее, относятся гигантские эллиптические галактики — системы, содержащие оболочки темной материи, которые невозможно было бы открыть оптическими методами, а также два скопления, обнаруженные лишь благодаря высокому качеству анализа рентгеновских данных, выполненного при составлении каталога.

§ 26 Изолированные эллиптические галактики с аномально большой рентгеновской светимостью

Исторически большие концентрации массы во Вселенной искались с использованием оптических галактик как пробных частиц. Неслучайно, самые большие из известных систем называются скоплениями и сверхскоплениями *галактик*, несмотря на то, что оптически светимое вещество составляет ничтожную долю полной массы. Возникает вопрос: все ли массивные объекты можно найти оптическими методами, или же существуют «черные» концентрации массы?

Рентгеновские обзоры дают возможность находить подобные объекты, так как они по всей вероятности должны содержать горячий газ. В работе [101] предпринята попытка поиска «черных скоплений» по данным рентгеновской обсерватории им. Эйнштейна; получен нулевой результат. Тем не менее, в рентгеновских данных спутника РОСАТ все-таки были обнаружены объекты, которые нельзя было идентифицировать оптическими методами — яркие изолированные эллиптические галактики, окруженные оболочками темной материи, типичными для групп или даже скоплений. Первым объектом такого рода была «реликтовая группа», открытая Понманом и др. [69]. Данный объект в оптическом диапазоне представляет собой гигантскую изолированную эллиптическую галактику, которая окружена рентгеновской оболочкой размером

Табл. 16. Основные рентгеновские и оптические свойства ОЛЕГов

	z	L_x (эрг с ⁻¹)	R_X (кпк)	T (кэВ)	M (M_\odot)	M_g (M_\odot)	$L_{\text{опт}}$ (L_\odot)	M/L
1159+5531.....	0.081	2.2×10^{43}	1000	2.0	1.6×10^{14}	1.4×10^{13}	6.3×10^{11}	250
1340+4017.....	0.171	2.5×10^{43}	500	2.3	8.3×10^{13}	4.8×10^{12}	3.1×10^{11}	267
2114-6800.....	0.130	2.0×10^{43}	600	2.1	9.2×10^{13}	5.1×10^{12}	2.7×10^{11}	340
2247+0337.....	0.199	4.1×10^{43}	850	2.2	2.0×10^{14}	1.4×10^{13}	6.7×10^{11}	300

Массы оценены внутри радиуса, в котором детектируется рентгеновское излучение (R_X). Оптические светимости измерены в фильтре R внутри того же радиуса.

по меньшей мере 500 кпк, что означает, что галактика также окружена оболочкой темной материи с массой, характерной для групп.

Обзор 160d по причине надежности детектирования протяженных источников предоставляет отличную возможность для поиска оптически бедных групп и скоплений на малых красных смещениях. Как уже упоминалось выше (стр. 103), признаков существования полностью «черных» скоплений в обзоре 160d обнаружено не было. Однако, удалось найти довольно значительное число объектов, классифицируемых как реликтовые группы. Чтобы избежать ссылок на возможную природу данных объектов, они были названы *ОЛЕГами**. Уже по данным спутника РОСАТ удалось выяснить, что данные объекты имеют оболочки горячего газа и темной материи, простирающиеся вплоть до 1 Мпк, что они намного более массивны и многочисленны, чем представлялось ранее [181]. Последующие наблюдения двух объектов обсерваторией «Чандра» позволили детально изучить их характеристики.

26.1 Подборка объектов и их основные свойства

Отбор ОЛЕГов проводился по оптическим снимкам, полученным в фильтре R. Требовалось, чтобы рентгеновское излучение несомненно принадлежало яркой эллиптической галактике, но в то же время она не была бы окружена статистически значимой концентрацией более слабых галактик. По этому критерию было отобрано довольно много (14) объектов. Чтобы добиться максимальной «чистоты» выборки, были применены два дополнительных критерия: 1) Красное смещение галактики должно быть меньше 0.2, так как в более далеких объектах концентрация слабых галактик может быть не очень заметна, что привело бы к ошибочной классификации. 2) Рентгеновская светимость в энергетической полосе 0.5–2 кэВ должна превышать 2×10^{43} эрг с⁻¹. Данная светимость соответствует бедным скоплениям из каталога Абея [24], содержащим не менее 30 галактик, которые легко были бы обнаружены на оптических изображениях. В конечном итоге были отобраны 4 объекта (табл. 16). Два из них, 1159+5531 и 2114-6800, ранее были обнаружены по результатам работы обсерватории им. Эйнштейна и классифицированы как

* по английской аббревиатуре OLEG — X-ray Over-Luminous Elliptical Galaxy.

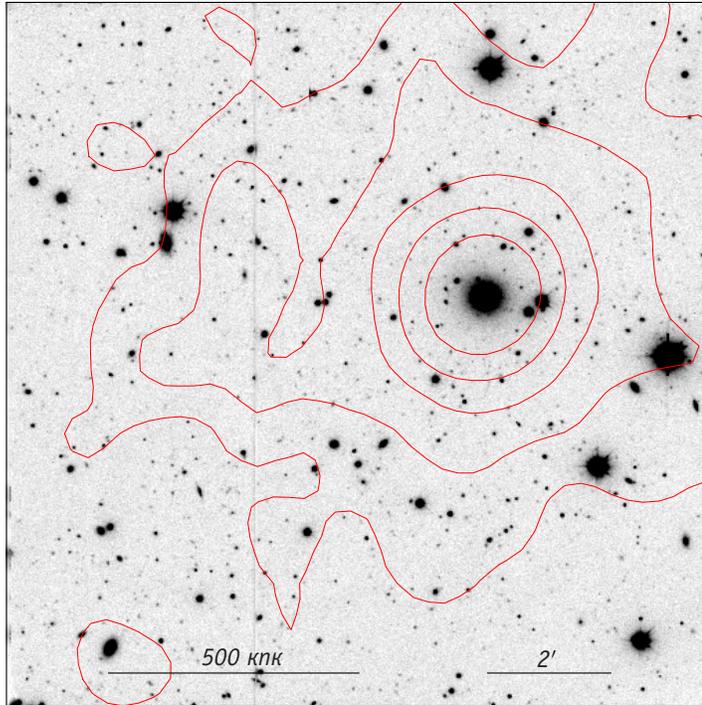


Рис. 52. Оптическое изображение объекта 1159+5531 в фильтре R. Красные контуры соответствуют рентгеновскому изображению со спутника РОСАТ; внешний контур расположен примерно в 800 кпк от центральной галактики. Все яркие объекты, за исключением центральной галактики, являются звездами.

обыкновенные эллиптические галактики [71, 182]. Объект 1340+4017, о котором сообщалось в работе Понмана и др. [69], был независимо обнаружен и в обзоре 160d. Наконец, объект 2247+0337 ранее был неизвестен. Пример оптического изображения, по которым проводился отбор ОЛЕГов, показан на рис. 52.

Во всех четырех случаях рентгеновское излучение регистрируется на уровне значимости $2 - 3\sigma$ вплоть до больших радиусов, $R_x = 0.5 - 1$ Мпк (табл. 16). Рентгеновская морфология не проявляет никаких нерегулярностей — насколько позволяет утверждать качество изображений, все объекты идеально симметричны.

Доступные оптические данные полностью покрывают область, излучающую в рентгеновском диапазоне, что позволяет достаточно надежно измерить полную оптическую светимость. К сожалению, во всех случаях, кроме 1159+5531, информация о красных смещениях окружающих галактики была недоступна, поэтому оптическую светимость пришлось определять как разни-

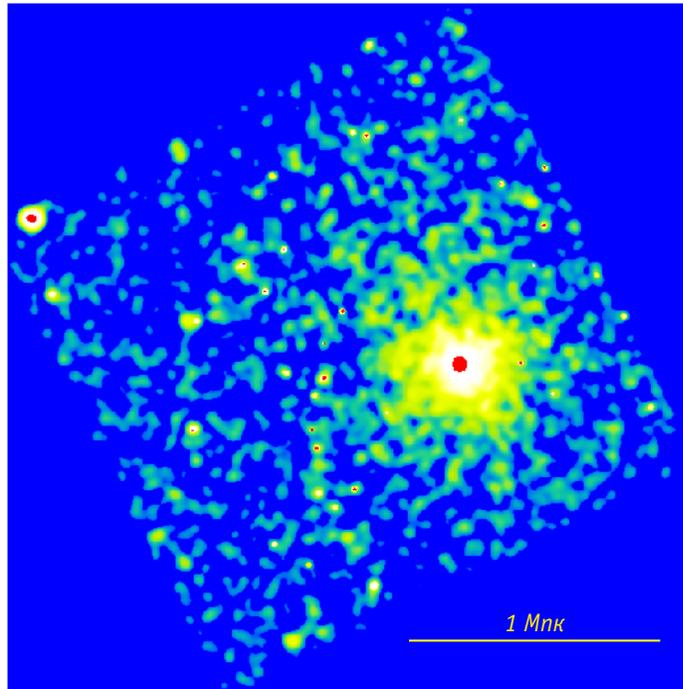


Рис. 53. Изображение объекта 1159+5531, полученное спутником «Чандра».

цу между полным количеством света от всех галактик внутри радиуса R_x и ожидаемым вкладом от галактик фона, оцененным по тому же оптическому изображению. Получившиеся светимости в фильтре R, к которым применена K -коррекция и коррекция на межзвездное поглощение, находятся в диапазоне $(2.7 - 4.6) \times 10^{11} L_{\odot}$. Неопределенность значений светимости, вызванная возможным присутствием достаточно ярких галактик переднего или заднего фона, составляет около 25%. Во всех случаях 70–100% полной оптической светимости обусловлено центральной галактикой.

Уже используя довольно грубые рентгеновские данные спутника ROSAT, можно оценить полную массу отобранных объектов. Температура горячего газа может быть оценена с точностью около 25% из соотношения $L_x - T$ для групп галактик [147, 183]). Результаты аппроксимации профиля рентгеновской яркости доступны для всех объектов из каталога 160d. Несмотря на то, что аппроксимация выполнялась при фиксированном значении $\beta = 0.67$, она все же позволяет сделать грубую оценку массы горячего газа внутри радиуса R_x , а также, предполагая наличие гидростатического равновесия, — полной массы. Полученные оценки масс приведены в табл. 16. Два объекта, 1159+5531

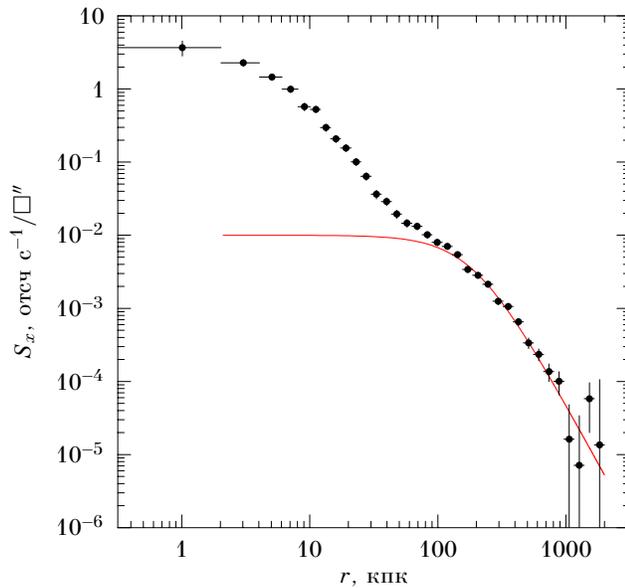


Рис. 54. Радиальный профиль поверхностной яркости; сплошной линией показана аппроксимация β -моделью при $r > 150$ кпк.

и 2247+0337, впоследствии подробно наблюдались спутником «Чандра», что дало возможность провести точное измерение радиального распределения различных компонент материи.

26.2 Наблюдение объекта 1159+5531 обсерваторией «Чандра»

Два ОЛЕГа, 1159+5531 и 2247+0337, были отобраны для детальных наблюдений в первый год работы обсерватории «Чандра». Данные наблюдения дали очень похожие результаты, поэтому для экономии места ограничимся подробным описанием анализа данных для 1159+5531, а в заключении приведем получившиеся параметры для 2247+0337.

Рентгеновские свойства и измерение полной массы

Рентгеновское изображение объекта 1159+5531, полученное спутником «Чандра», показано на рис. 53. Излучение легко прослеживается вплоть до 700–800 кпк, а на радиальном профиле поверхностной яркости — вплоть до 1000 кпк на уровне статистической значимости $\approx 3\sigma$ (рис. 54). Аппроксимация β -моделью на больших радиусах, $r > 150$ кпк, приводит к следующим значениям параметров: $r_c = 190$ кпк и $\beta = 0.7$. Данная модель хорошо описывает наблюдаемую поверхностную яркость на больших радиусах, но в центре, при $r < 60$ кпк наблюдается дополнительная компонента, которая, как будет

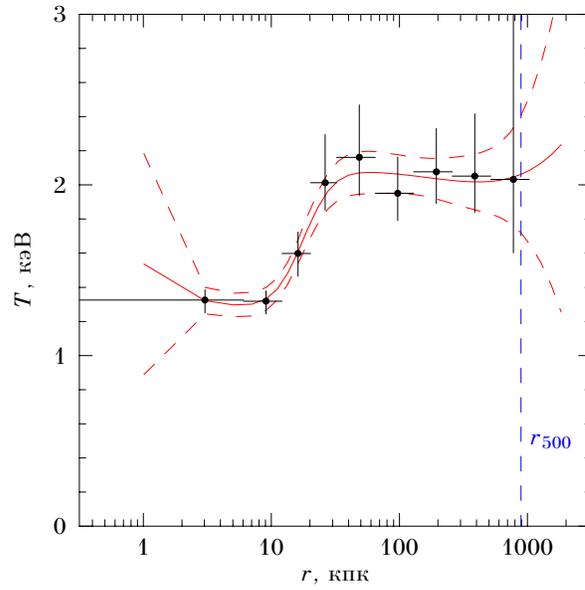


Рис. 55. Температурный профиль объекта 1159+5531. Сплошной линией показана аппроксимация полиномом 6-го порядка, а штриховыми — ее неопределенность.

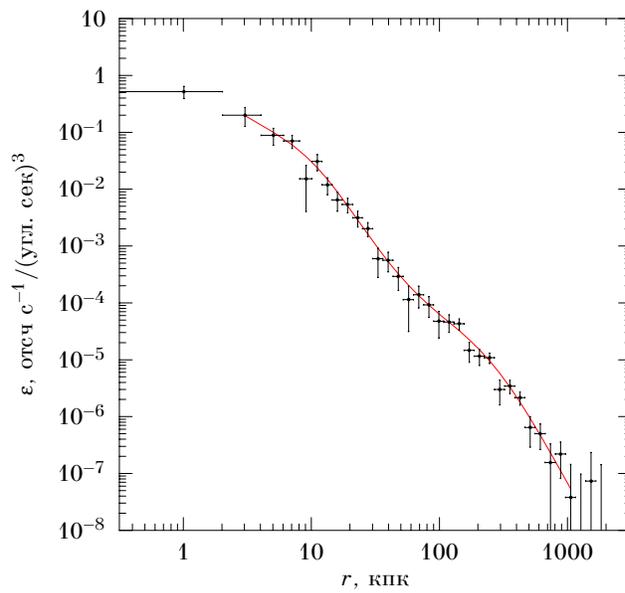


Рис. 56. Радиальный профиль излучательной способности.

ясно из дальнейшего изложения, вызвана гравитационным полем центральной галактики.

Резкий рост плотности к центру приводит к тому, что на малых радиусах время радиационного охлаждения газа становится малым: $t_{\text{охл}} = 2 \times 10^9$ лет при $r = 25$ кпк. Соответственно, примерно на том же радиусе резко падает температура газа, от 2.1 кэВ во внешней области до 1.3 кэВ внутри 20 кпк (рис. 55).

Морфология оптического и рентгеновского изображений 1159+5531 и других ОЛЕГов ясно свидетельствует о том, что они очень близки к равновесному состоянию, и таким образом идеально подходят для определения полной массы из рентгеновских данных. Данная процедура основана на применении уравнения гидростатического равновесия к распределению межгалактического газа (стр. 16),

$$M(< r) = -\frac{T(r)r}{\mu m_p G} \left(\frac{d \ln n_e}{d \ln r} + \frac{d \ln T}{d \ln r} \right), \quad (8.1)$$

для чего требуется измерить профили плотности и температуры (в этом соотношении $\mu = 0.6$ — молекулярная вес ионизованной космической смеси водорода и гелия). Традиционно — из-за недостаточного качества данных — делаются упрощающие предположения о том, что профиль плотности газа следует β -модели, а его температура постоянна, и тогда уравнение гидростатического равновесия сводится к алгебраической формуле для массы (стр. 13). В нашем случае отсутствует необходимость каких-либо упрощающих предположений, так как профили и яркости и температуры измерены подробно и с хорошей точностью.

Применение метода депроекции профиля яркости (см. стр. 137) позволяет определить радиальную зависимость излучательной способности горячего газа (рис. 56). Излучательная способность плазмы пропорциональна n_e^2 и лишь слабо зависит от известных температуры и металличности, и таким образом зависимость на рис. 56 позволяет определить первый член в скобках в (8.1) и к тому же тривиально определить профиль массы горячего газа. Чтобы избежать непосредственного численного дифференцирования данных, радиальный профиль излучательной способности был аппроксимирован полиномом Чебышева 7-го порядка в координатах $\log \epsilon - \log r$ (показан сплошной линией на рис. 56). Ошибка измерения массы по соотношению (8.1) доминирована неопределенностью измерения температуры, поэтому погрешностью аппроксимации ϵ пренебрегаем.

Производная температуры определялась похожим образом. Температурный профиль аппроксимировался полиномом Чебышева 6-го порядка в координатах $\log T - \log r$ (сплошная линия на рис. 55). Для оценки погрешности аппроксимации применялся метод Монте-Карло: новые значения температурного профиля разыгрывались в соответствии с ошибками измерения, повторялась аппроксимация полиномом, и в результате многочисленных повторений данной процедуры в каждой точке определялся среднеквадратичный раз-

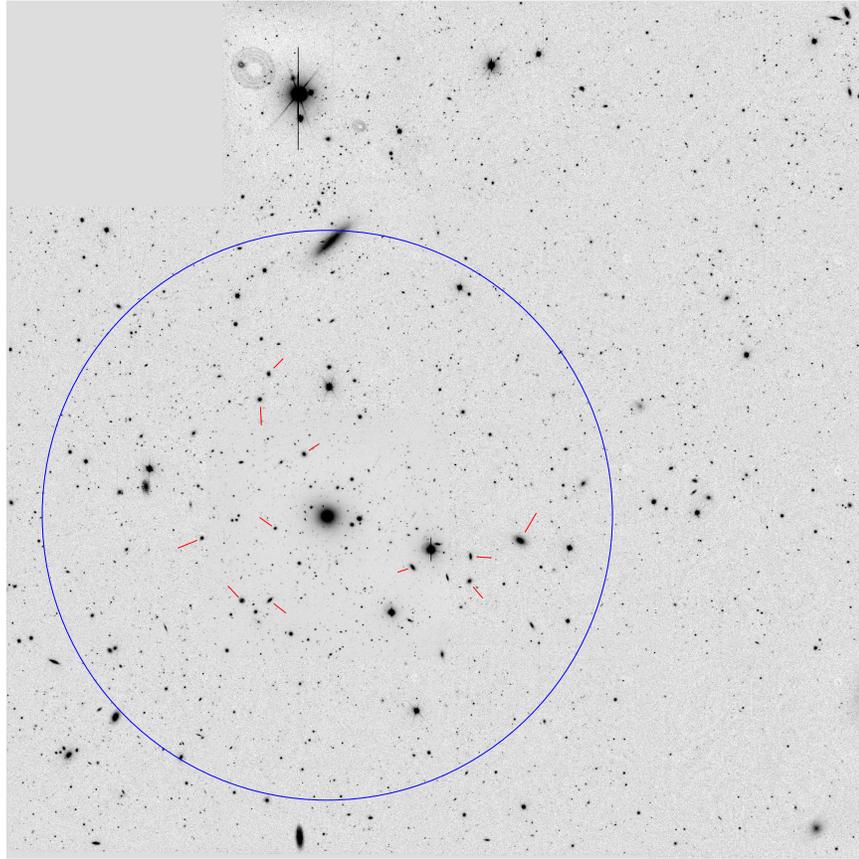


Рис. 57. Мозаика оптических изображений области $20' \times 20'$ вокруг объекта 1159+5531. Синяя окружность имеет радиус 800 кпк, что соответствует контрасту плотности материи $\Delta = 500$ по отношению к критической.

брос температуры и ее производной. Полоса, соответствующая погрешностям определения температуры, показана штриховыми линиями на рис. 55. Таким образом, мы получили всю необходимую информацию для определения полной массы по уравнению гидростатического равновесия. Однако, прежде, чем переходить к рассмотрению полученных результатов, обратимся к третьей важной компоненте материи — звездному веществу галактик.

Оптические свойства

Как уже отмечалось, в оптическом диапазоне 1159+5531 выглядит как гигантская эллиптическая галактики, расположенная в самом центре рентгеновской оболочки и не окруженная очевидной концентрацией более слабых объектов. С целью более подробного изучения свойств данного объекта на-

ми (А. Хорнструп и автор диссертации) была проведена довольно обширная программа оптических наблюдений области размером 2.5×2.5 Мпк вокруг центральной галактики (рис. 57). Качество полученных изображений ($0.8''$ FWHM) позволяет легко отличать галактики от звездообразных объектов. Предельная звездная величина в фильтре R, около 23^m , позволяет детектировать галактики на 9 звездных величин слабее центральной, или $0.003L^*$ (L^* — «типичная» светимость галактик поля, формально определяемая как параметр в шехтеровской аппроксимации функции светимости $n \sim L^{-\alpha} \exp(-L/L^*)$ [102, 184]). В центральной области снимка размером 700×700 кпк чувствительность еще лучше: предельная величина составляет около 25^m , что соответствует светимости $4 \times 10^{-4}L^*$. Таким образом, достигнутая чувствительность позволяет детектировать возможную концентрацию очень слабых, карликовых галактик. И действительно, в пределах круга радиусом 800 кпк наблюдается несколько повышенное число слабых галактик по сравнению с остальной областью изображения. С целью более надежного установления принадлежности слабых галактик к системе 1159+5531 были измерены красные смещения 16 наиболее ярких объектов, и оказалось, что 11 из них (помеченные красными стрелками на рис. 57) находятся на z , близком к центральной галактике. Минимальная светимость этих галактик составляет $0.7L^*$. Интегрирование шехтеровской функции показывает, что галактики ярче данного предела вносят 60%-ый вклад в полную светимость системы. Таким образом, значительная часть оптической светимости 1159+5531 наблюдается непосредственно, без необходимости статистического вычитания вклада слабых галактик фона, чему обычно сопутствуют значительные неопределенности.

Полная оптическая светимость системы составляет $6.3 \times 10^{11} L_{\odot}$, из которых $3.7 \times 10^{11} L_{\odot}$ или 59% — вклад центральной галактики*. Насколько качество изображения позволяет судить о морфологии галактик, большинство из них являются эллиптическими, у которых звездное население обычно довольно старое. При условии, что массовое звездообразование закончилось около 10–12 млрд. лет назад, $M_*/L \approx 7 - 10$ [186]. Используя экстремальное значение $M_*/L = 10$, получаем, что вклад звезд в полную массу системы составляет $6.3 \times 10^{12} M_{\odot}$.

Профили массы для различных компонент материи

Теперь мы получили всю необходимую информацию для того, чтобы построить радиальные профили массы основных составляющих скопления: темной материи, горячего газа и звезд. Результат представлен на рис. 58. Полная масса системы в пределах максимально измеряемого радиуса 1060 кпк составляет $(1.59 \pm 0.46) \times 10^{14} M_{\odot}$. Контраст плотности по отношению к критической на этом радиусе составляет $\Delta = 580$, что обычно является недостижимо низким уровнем при измерении массы в богатых скоплениях (практически

* Своей высокой светимостью и другими оптическими свойствами центральная галактика системы 1159+5531 сильно выделяется среди обычных эллиптических галактик поля, и скорее напоминает cD галактики в центрах богатых скоплений [185]

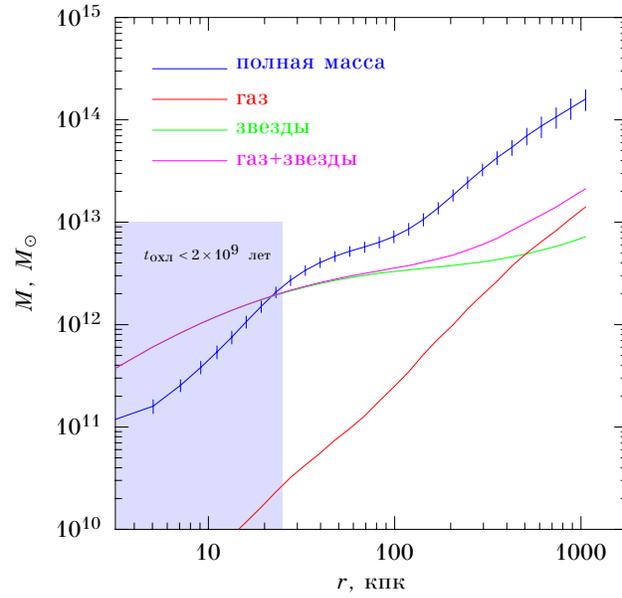


Рис. 58. Профиль массы объекта 1159+5531.

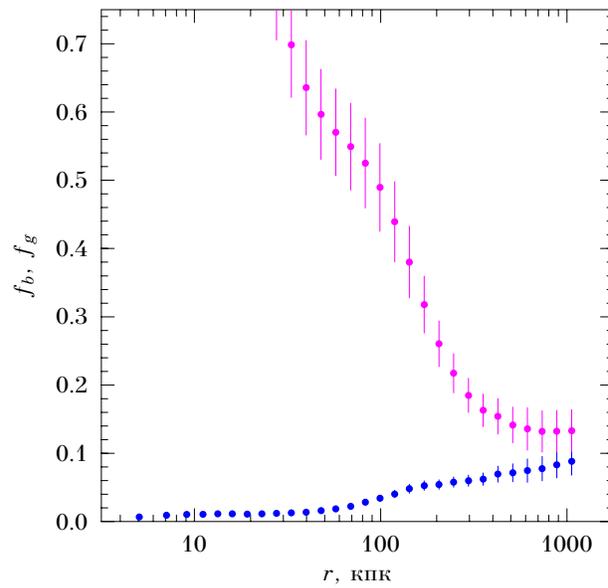


Рис. 59. Вклад барионов в полную массу.

единственные существующие измерения на сравнимых Δ можно найти в работах [136, 137]).

Барионные компоненты материи вносят довольно малый вклад в полную массу системы: газ — 9%, а звезды — 4.5% (рис. 59). Интересно, что внутри центральных 500 кпк основной барионной компонентой системы является звездное вещество центральной галактики. Из рис. 58 видно, что в пределах центральных 100 кпк наблюдается четко выраженная отдельная компонента в распределении массы, связанная с центральной галактикой, и в эту компоненту звезды вносят значительный вклад. Внутри центральных 20 кпк масса, измеренная по рентгеновским данным, начинает уступать массе звезд. Данный радиус совпадает с тем, внутри которого время радиационного охлаждения центрального газа становится коротким, в результате чего он, вероятно, распадается на фазы с различной температурой [87] и поэтому измерения плотности и температуры газа, предполагающие его пространственную однородность, становятся некорректными.

Результаты наблюдений системы 2247+0337

Анализ данных наблюдения обсерваторией «Чандра» показывает, что общие свойства (сферическая симметричность, профили плотности, температуры, а также оптические свойства) систем 2247+0337 и 1159+5531 очень похожи. Массу удастся непосредственно измерить до меньшего радиуса, 600 кпк. Экстраполяция до 1000 кпк дает значение полной массы системы $2.0 \times 10^{14} M_{\odot}$, из которых 7.5% — вклад горячего газа, а 4.0% — звезд.

26.3 Обсуждение результатов

Некоторые ключевые характеристики ОЛЕГов, такие как изолированность центральных галактик, высокое отношение полной массы к оптической светимости, низкий вклад видимой барионной материи в полную массу, достаточно необычны. Обсудим сначала, насколько надежно можно утверждать о данных характеристиках, а затем обратимся к вопросу о пространственной плотности ОЛЕГов и их возможной связи с тесными группами галактик.

Изолированность центральных галактик.

Несомненно, центральные галактики ОЛЕГов являются доминирующими по своей светимости в ближайшей окрестности. Так, в системе 1159+5531 вторая по яркости галактика в пределах 500 кпк уступает центральной по яркости 2.9^m . Обычно в данных системах не удается обнаружить статистически значимого превышения поверхностной концентрации мелких галактик над фоновой даже на уровне интенсивности в 5^m – 7^m слабее центрального объекта. Однако, вероятно, нельзя говорить о том, что центральная галактика является полностью одиночкой. Из-за неопределенности фонового уровня, нельзя исключить существование группы из 10–20 карликовых галактик в любой из 4 систем. В системе 1159+5531 такая группа непосредственно выявляется измерениями красных смещений слабых галактик.

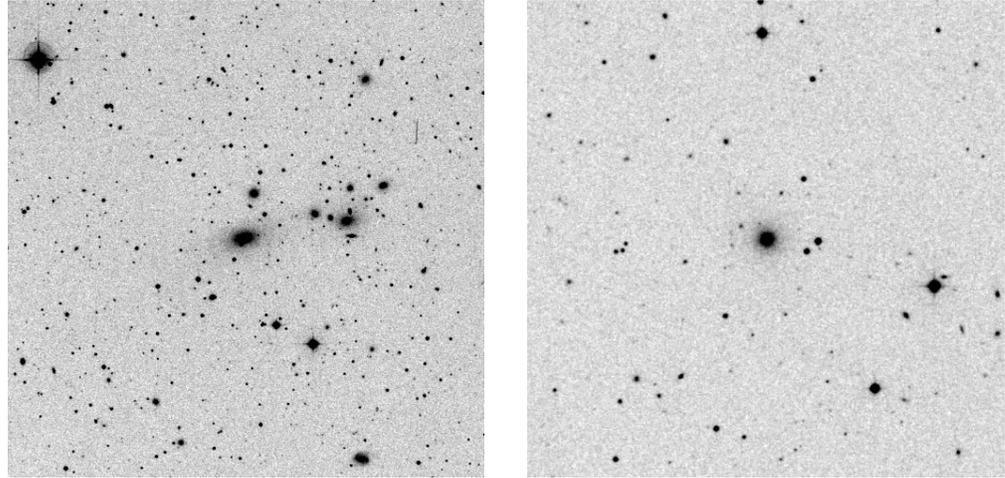


Рис. 60. Оптические изображения обычной небогатой группы галактик MKW3s (слева) и ОЛЕГа 1159+5531 (справа). Снимки имеют одинаковый линейный масштаб.

Действительно необычным свойством ОЛЕГов является не изолированность центральной галактики, а очень большой пробел по светимости между центральной и второй по яркости галактикой. Обычно в интервале звездных величин от $m_{\text{ярч}}$ до $m_{\text{ярч}} + 2$ в центре групп находится около 10 галактик, в скоплениях около 20–30 (рис. 60), а в случае ОЛЕГов — ни одной.

Отношение масса-светимость и вклад барионной материи в полную массу

В ОЛЕГах наблюдается довольно высокое отношение полной массы к оптической светимости системы: точные измерения дают $M/L = 250 \pm 50 M_{\odot}/L_{\odot}$ в системе 1159+5531 и $300 \pm 70 M_{\odot}/L_{\odot}$ в 2247+0337. Оценки массы в двух оставшихся системах приводят к похожим значениям M/L . Обычно в группах и скоплениях галактик наблюдаются в 2–3 раза меньшие значения M/L [187]. Данное различие трудно объяснить ошибками измерения, так как по крайней мере в случае 1159+5531 рентгеновские данные позволяют достичь высокой точности определения массы. Справедливость применения уравнения гидростатического равновесия для определения полной массы также не вызывает сомнений. Единственной возможностью является наличие большого количества звезд в межгалактическом пространстве, которые незаметны из-за высокого уровня фона на оптических изображениях, хотя, как правило, измерения показывают, что звезды в межгалактическом пространстве вносят не более 20–30% вклада в полную оптическую светимость скопления [188]. Более вероятной причиной высокого отношения M/L является возможная старость звездного населения галактик ОЛЕГа — светимость фиксированного количества звезд падает примерно в 1.5 раза при увеличении их возраста от 10 до 15 млрд. лет [186], а также эффект селекции — в значениях M/L для раз-

ных скоплений похожей массы наблюдается значительный разброс, и в этой ситуации отбор по изолированности центральной галактики также отбирает системы с высокими M/L .

По сравнению с крупными скоплениями галактик ОЛЕГи проявляют довольно низкий вклад барионов в полную массу: $f_b \approx 0.13$ в 1159+5531, в то время как в скоплениях обычно измеряется $f_b = 0.2 - 0.25$ [137]. Данная разница укладывается в тренд уменьшения вклада барионов в полную массу при уменьшении массы системы [112], что возможно объясняется вкладом негравитационных процессов в нагрев межгалактического газа [139].

Пространственная плотность

Наша выборка содержит 4 объекта; на уровне достоверности 90% среднее значение числа объектов в обзоре должно находиться в интервале 1.97–9.15 (оценка использует байесовскую плотность вероятности, см. [189]). Используя зависимость площади от рентгеновского потока (табл. 8 на стр. 105), можно рассчитать объем, покрытый обзором: $V = 1.32 \times 10^7$ Мпк³ для светимости $L_x = 2 \times 10^{43}$ эрг с⁻¹ и несколько большее значение, 1.67×10^7 Мпк³ для $L_x = 4 \times 10^{43}$ эрг с⁻¹. Таким образом, пространственная плотность ОЛЕГов составляет $n = 2.4_{-1.2}^{+3.1} \times 10^{-7}$ Мпк⁻³ на уровне достоверности 90%.

Данное значение сопоставимо с пространственной плотностью других классов объектов, которые могут быть связаны с ОЛЕГами, напр. тесных групп галактик или эллиптических галактик поля с похожей оптической и рентгеновской светимостью. Более того, сравнение с рентгеновской функцией светимости скоплений [84, 190] показывает, что ОЛЕГи составляют $\approx 20\%$ от всех скоплений и групп со светимостью $L_x > 2 \times 10^{43}$ эрг с⁻¹. Экстраполяция функции светимости тесных групп из каталога Хиксона [191], взятая из работы [192], показывает, что число ОЛЕГов превышает в ≈ 3.5 раза число тесных групп той же рентгеновской светимости, а также в ≈ 2 раза превышает число тесных групп со сравнимой оптической светимостью [193]. Для оценки пространственной плотности эллиптических галактик поля можно воспользоваться оптической функцией светимости в фильтре R, полученной в обзоре Лас Кампанас [194]. На предельном уровне $M_R = -22.5 + 5 \lg h$, соответствующем самому слабому из наших объектов, 2114–6800 (но что все же на 2.2^m ярче, чем M^*), пространственная плотность всех галактик составляет $n = 2.50 \times 10^{-7}$ Мпк⁻³. На основе спектральной классификации большинство из таких ярких галактик может быть отнесено к эллиптическим [184], но некоторые из них должны находиться в богатых скоплениях, поэтому данную пространственную плотность следует рассматривать как верхний предел на число галактик поля. Следовательно, можно сделать вывод, что большинство ярких эллиптических галактик поля с $L_{\text{опт}} > 6L^*$ принадлежат к классу ОЛЕГов, т. е. на самом деле окружены оболочками темной материи и горячего газа, простирающимися на сотни кпк.

Весьма правдоподобной гипотезой о происхождении ОЛЕГов является то, что они представляют собой конечный продукт эволюции тесных групп

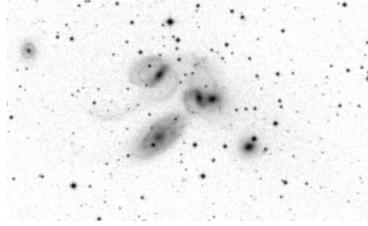


Рис. 61. Тесная группа NGC 92 (Квинтет Стефана).

галактик, таких как NGC 92, показанной на рис. 61, в которых все большие галактики уже успели слиться в одну, оставив при этом общую оболочку темной материи и горячего газа [69, 195]. Если это предположение справедливо, то тогда оцененная выше пространственная плотность ОЛЕГов означает, что продукты слияния встречаются чаще, чем еще не проэволюционировавшие тесные группы сходной светимости, чего как раз логично ожидать, так как процесс слияния галактик в тесных группах должен быть быстрым [196]. Высокое наблюдаемое значение отношения M/L в ОЛЕГах несколько противоречит данной гипотезе, так как оптическая светимость не должна уменьшаться при слиянии галактик, но данное расхождение по крайней мере частично можно объяснить разным возрастом звездного населения (см. выше).

Доступные данные, несмотря на их ограниченность, свидетельствуют о том, что гигантские изолированные эллиптические галактики являются новым и достаточно многочисленным классом концентраций масс во Вселенной, достойным всестороннего изучения.

§ 27 Возможное гравитационное линзирование далекого квазара в скоплении 0921+4528

При оптической идентификации источника 0921+4528 в его центральной части были обнаружены два необычно голубых объекта, которые оказались далекими квазарами. Однако, была обнаружена также концентрация слабых галактик, совпадающая по положению с рентгеновским излучением (рис. 62), которые к тому же находятся на одном и том же красном смещении $z = 0.315$. Надежность классификации рентгеновского источника как протяженного, достигаемая в обзоре 160d, позволяет утверждать, что рентгеновское излучение связано не с квазарами, а с бедным скоплением галактик, а также предположить, что квазары А и В на самом деле являются изображениями одного и того же источника, созданного гравитационной линзой, в качестве которой выступила одна из галактик скопления.

Квазары А и В были подробно исследованы в работе [197]. Их красные смещения действительно очень близки: $z_A = 1.656 \pm 0.006$, $z_B = 1.669 \pm 0.004$, но неидентичны, также как и общая форма спектров (рис. 62). К сожалению, имеющаяся совокупность данных не позволяет однозначно утверждать, являются ли квазары А и В тесной парой или результатом линзирования одного источника*. Тем не менее ясно, что этот объект довольно интересен, и что его

* В этом случае разницу спектров следует объяснять внутренней переменностью источника и задержкой по времени между двумя изображениями, которая должна составлять около $100 h^{-1}$ дней.

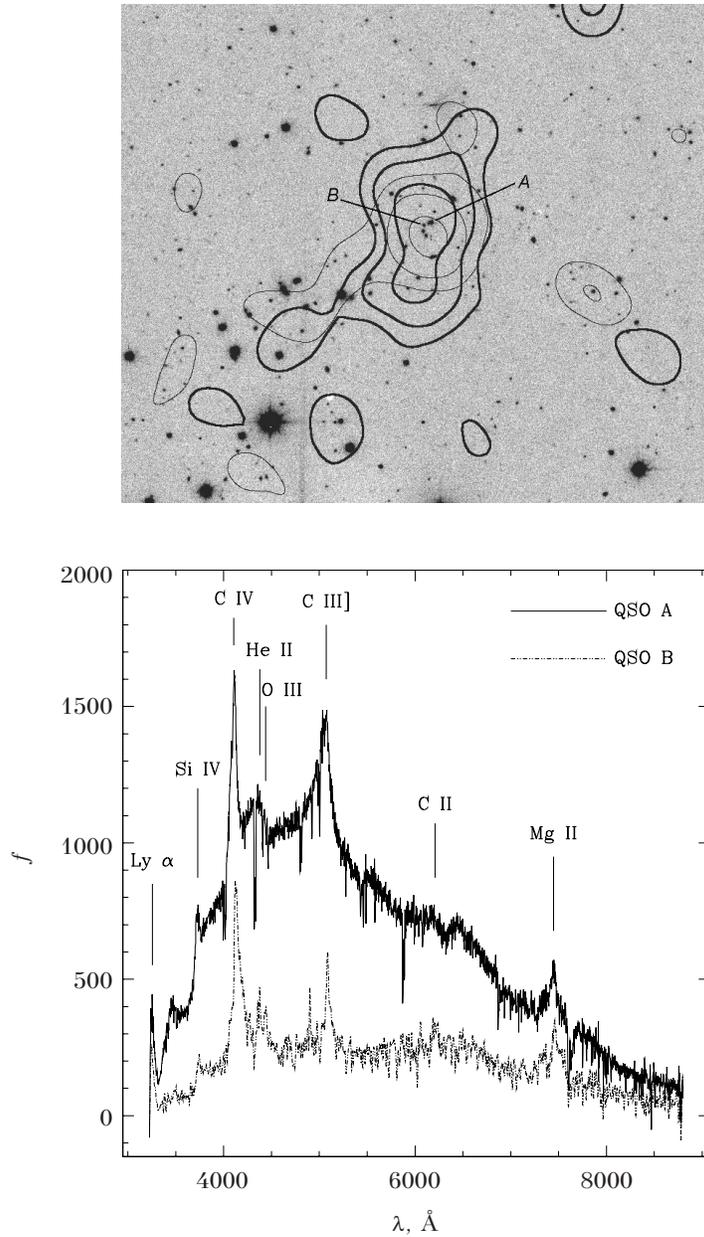


Рис. 62. Скопление 0921+4528. Сверху показано оптическое изображение, на которое нанесены контуры рентгеновской яркости (толстые линии) и поверхностной плотности галактик (тонкие линии). Два объекта, помеченные А и В, являются далекими квазарами, спектры которых показаны снизу.

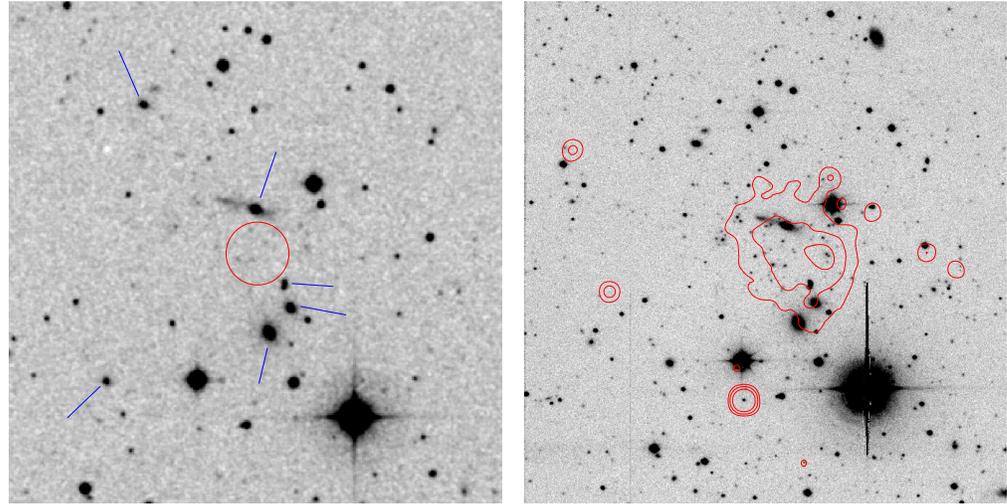


Рис. 63. Скопление 0954+0957. *Слева*: Фотографическое изображение из второго Паломарского обзора. Рентгеновский источник (помечен красным кружком с радиусом, равным радиусу рентгеновского источника) окружен группой близких галактик, помеченных синими стрелками. *Справа*: Снимок того же участка неба, полученный на 1.2м-ом телескопе в фильтре I. Красные контуры соответствуют изображению спутника «Чандра».

найти и правильно классифицировать позволило лишь высокое качество анализа рентгеновских данных каталога 160d.

§ 28 Объект 1524+0957: далекое скопление на фоне близкой группы

Последним поучительным примером, на котором хотелось бы остановиться, является объект 1524+0957 с достаточно высоким рентгеновским потоком $f = 3.0 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Изображение, полученное спутником РОСАТ, содержит несомненный протяженный рентгеновский источник, который окружен довольно яркими галактиками, заметными на фотопластинках Паломарского обзора (рис. 63). В обзоре SHARC данная группа галактик на $z = 0.078$ и была предложена в качестве идентификации рентгеновского источника [77]. Однако, рентгеновские характеристики источника, которые надежно определяются в обзоре 160d, поставили данную идентификацию под сомнение. Во-первых, при таком красном смещении рентгеновская светимость составляла бы лишь 8×10^{42} эрг с^{-1} , что более близко к светимости изолированных галактик, чем групп, но при этом рентгеновское положение не совпадает ни с одной из ярких галактик группы. Во-вторых, измеренный эффективный радиус, $26''$, на данном красном смещении соответствует линейному размеру 52 кпк, который также слишком мал для группы галактик.

Все это заставило предположить, что рентгеновский источник на самом деле является далеким скоплением галактик, незаметным на Паломарских

фотопластинках, которое случайно проецируется на близкую группу. Выполненные оптические наблюдения показали, что, действительно, рентгеновское излучение совпадает по положению со значительной концентрацией слабых галактик (рис. 63), имеющих красное смещение $z = 0.516$. На данном красном смещении светимость и радиус имеют вполне разумные значения: $L_x = 3.4 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} , $r_e = 190$ кпк. Недавнее наблюдение данного объекта спутником «Чандра» позволило окончательно решить вопрос об идентификации источника в пользу далекого скопления. Полученное рентгеновское изображение несколько вытянуто в ту же сторону, что и распределение слабых галактик. В спектре отсутствуют линии излучения в районе энергии 1 кэВ, которые всегда наблюдаются в спектрах групп с низкой светимостью. Предполагая $z = 0.516$, аппроксимация спектра дает температуру $T = 5.1$ кэВ, и скопление хорошо ложится на корреляцию $L - T$; предполагая $z = 0.078$, $T = 4.1$ кэВ, и скопление отклоняется от корреляции $L - T$ почти на два порядка величины по светимости (см. рис. 38).

Раздел III

Физическое состояние межгалактического газа скоплений

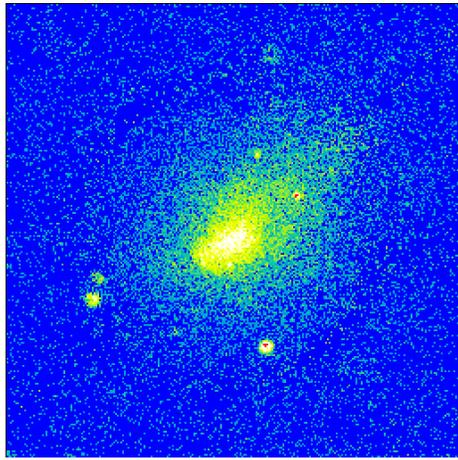
Глава 9

Холодный фронт в межгалактической среде скопления галактик A3667

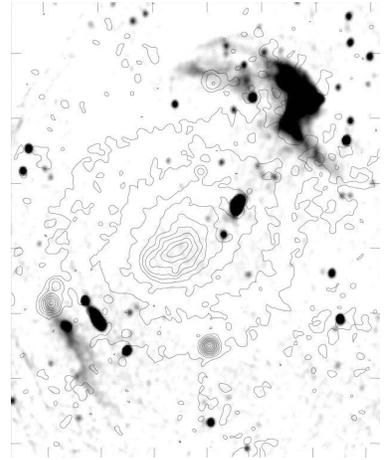
Слияния скоплений галактик — самые энергичные события во Вселенной со времен Большого взрыва. В них выделяется потенциальная энергия на уровне $10^{63} - 10^{64}$ эрг, значительная часть которой идет в межгалактический газ в виде нагрева ударными волнами, ускорения частиц до релятивистских энергий, генерации турбулентности и магнитных полей и т. д. [27]. Гигантская энергетика слияния скоплений очевидна даже из беглого взгляда на рентгеновские изображения (рис. 4 на стр. 17). Ввиду значительных отклонений от равновесного состояния, сливающиеся скопления представляют собой уникальную лабораторию для изучения физических процессов в горячем межгалактическом газе посредством рентгеновских наблюдений.

Так как сливающиеся скопления должны влетать друг в друга со сверхзвуковой скоростью [27], давно ожидалось, что самым заметным наблюдательным проявлением процесса слияния должно служить существование мощных ударных волн в горячем межгалактическом газе. Действительно, рентгеновские наблюдения ряда скоплений выявили довольно надежные признаки существования ударных волн, из которых наиболее явными являлись разрывы поверхностной яркости в скоплениях A2142 и A3667. В работе Маркевича и др. [198] нами впервые были представлены физические приложения наблюдений ударных волн: в скоплении, содержащем радиисточник Лебедь А, оценена скорость сливающихся единиц и эффективность нагрева газа ударной волной; в скоплении A1657 удалось показать существование глубокой потенциальной ямы, «защитившей» холодный газ в центре скопления от смывания ударной волной; на примере скопления A3667 обсуждалась необходимость учета отличия структуры ударных волн в обычном газе и в плазме.

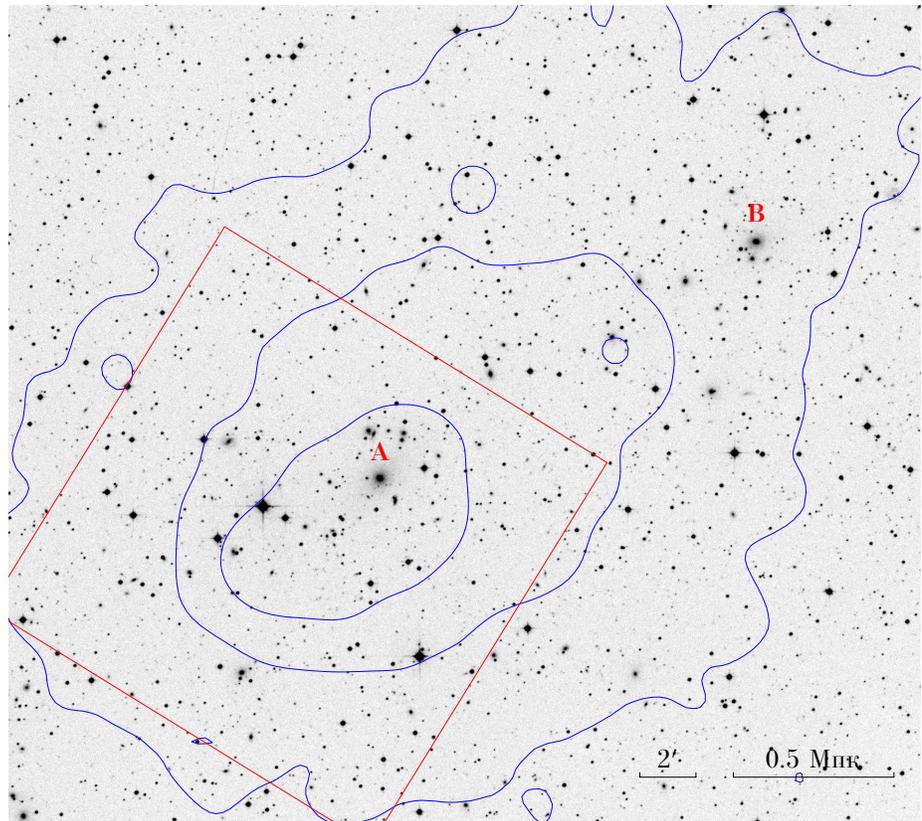
Работа Маркевича и др. носила оценочный характер, так как была выполнена по данным, полученным в эпоху классической дилеммы рентгеновской астрономии: приборы обладали либо хорошим пространственным разрешением (РОСАТ), либо хорошим спектральным разрешением (АСКА), но никогда — и тем и другим одновременно. Ожидалось, что запуск обсерватории «Чандра», обладающей угловым разрешением лучше $1''$, и при достаточной яркости



(а) Изображение скопления A3667, полученное спутником ROSAT



(б) Радиокарта из работы [199] с контурами из рентгеновского изображения.



(в) Оптическое изображение с наложенными рентгеновскими контурами.

Рис. 64. Скопление A3667 в рентгене, радио и оптике.

источника способной в каждой точке получать спектр в полосе 0.5–10 кэВ с типичным разрешением $\Delta E/E = 2-3\%$, внесет резкое улучшение в понимание структуры ударных волн в сливающихся скоплениях галактик. Наблюдения двух лучших в этом отношении объектов — скоплений A2142 и A3667 было запланировано на первые месяцы работы обсерватории осенью 1999 г.

Наблюдения обсерватории «Чандра» дали неожиданный результат: разрывы плотности газа в A2142, A3667 и ряде других скоплений оказались не ударными волнами, а явлениями другого рода: поверхностями контактного разрыва между облаками сравнительно холодной плотной плазмы с характерным размером 500 кпк, погруженных в более горячую и разреженную межгалактическую среду.

Впервые об открытии подобной структуры было сообщено в работе Маркевича и др. [200], выполненной по данным наблюдения скопления A2142. Полученное изображение подтвердило существование очень резкого разрыва поверхностной яркости с правильной кометообразной формой. Короткая экспозиция не дала возможности провести детальные исследования, однако полученная точность измерения температуры позволила установить, что плотная плазма внутри границы разрыва холоднее внешней. Это исключает возможность существования ударной волны, так как при переходе границы разрыва энтропия меняется в направлении, противоположном плотности газа. Аналогичная структура была обнаружена в скоплении A3667 [201, 202] и названа *холодным фронтом*; данное наблюдение — до сих пор единственное, которое было запланировано и выполнено с длительной экспозицией, дающей возможность проведения детального анализа. Поэтому дальнейшее обсуждение свойств холодных фронтов приводится на примере скопления A3667.

Скопление A3667 проявляет признаки текущего формирования из двух составных частей на своем оптическом, рентгеновском и радио изображениях (см. рис. 64 и работы [199, 203, 204]). В оптике четко выделяются две концентрации галактик вокруг ярчайших галактик [обозначенных А и В на рис. 64(в)]; наблюдения методом т. н. слабого гравитационного линзирования показывают, что им также соответствуют значительные концентрации массы [205]. Рентгеновское изображение вытянуто вдоль оси, определяемой галактиками А и В, причем главный максимум соответствует галактике А, а слабый вторичный — В. Однако, самой бросающейся в глаза структурой на рентгеновском изображении является мощный скачок яркости к юго-востоку от галактики А, который ориентирован перпендикулярно оси А–В. Радиокарта содержит гигантские диффузные источники размером порядка 0.5–1 Мпк, также ориентированные перпендикулярно оси А–В. Их вероятной природой является синхротронное излучение релятивистских электронов, ускоренных в процессе слияния составных частей скопления [199]. Таким образом, все данные указывают на то, что группы вокруг галактик А и В можно отождествить с центральными частями сливающихся составных частей скопления. Хотя движение составных частей должно происходить со скоростью около 2000–3000 км с⁻¹ [27], наблюдаемая разница лучевых скоростей галактик А

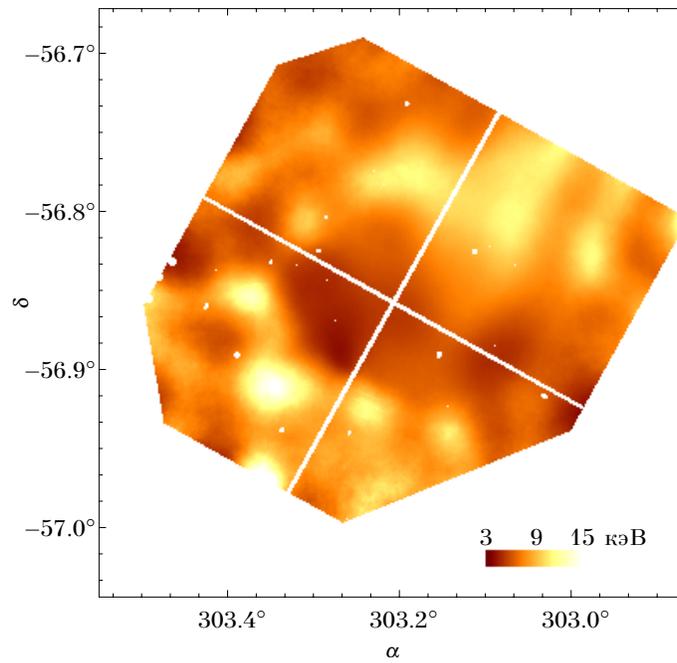
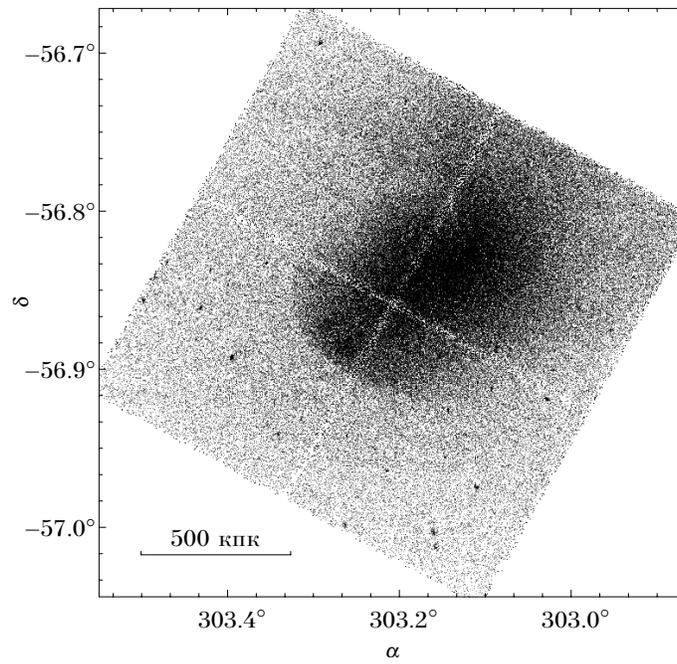


Рис. 65.

и В составляет всего лишь 120 км с^{-1} [206], что говорит о том, что слияние происходит вдоль оси, почти перпендикулярной лучу зрения. Такая простая ориентация значительно облегчает интерпретацию наблюдений.

§ 29 Наблюдение скопления А3667 обсерваторией «Чандра»

Центральная часть скопления А3667 наблюдалась обсерваторией «Чандра» в декабре 1999 г. Поле зрения, обозначенное красным квадратом на рис. 64(в), было центрировано на самый интересный с нашей точки зрения объект — разрыв поверхностной яркости примерно в $8'$ к юго-востоку от галактики А. Угловой размер $1''$, приближенно равный угловому разрешению спутника «Чандра», соответствует физическому размеру 1.46 кпк на красном смещении скопления $z = 0.055$. Технические аспекты анализа данных обсерватории «Чандра» подробно описаны в работе [201].

29.1 Изображение и карта температуры

Для анализа рентгеновских изображений использовалась полоса энергий $0.7\text{--}4 \text{ кэВ}$, в которой отношение поверхностной яркости скопления к фону максимально. При обработке изображения учитывались легкие пространственные неоднородности фона детектора, а также вариации его квантовой эффективности и эффективной площади зеркала.

Полученное изображение показано на рис. 65, а его слегка сглаженная версия с указанием основных деталей — на рис. 66. Самой заметной структурой является резкий разрыв поверхностной яркости, форма которого очень точно описывается окружностью радиусом $410 \pm 15 \text{ кпк}$. Разрыв яркости очень резок — даже с рекордным угловым разрешением обсерватории «Чандра» не удастся отличить его от бесконечно узкого; вопрос о толщине фронта будет рассмотрен подробно в § 31.

Карта температуры межгалактического газа представлена на нижней панели рис. 65. Для подавления шума карта была получена с эффективным сглаживанием $\sigma = 48''$, кроме узкого региона вблизи фронта, где разрешение составляет $\sigma = 24''$. Все заметные вариации температуры правее и выше положения фронта, в регионе с достаточно высокой поверхностной яркостью, являются статистически значимыми. Левее и ниже фронта погрешность измерения температуры довольно

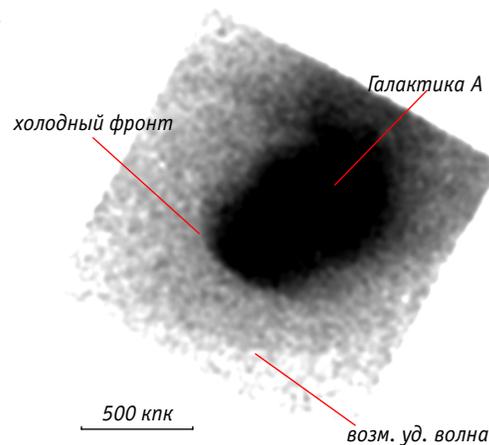


Рис. 66.

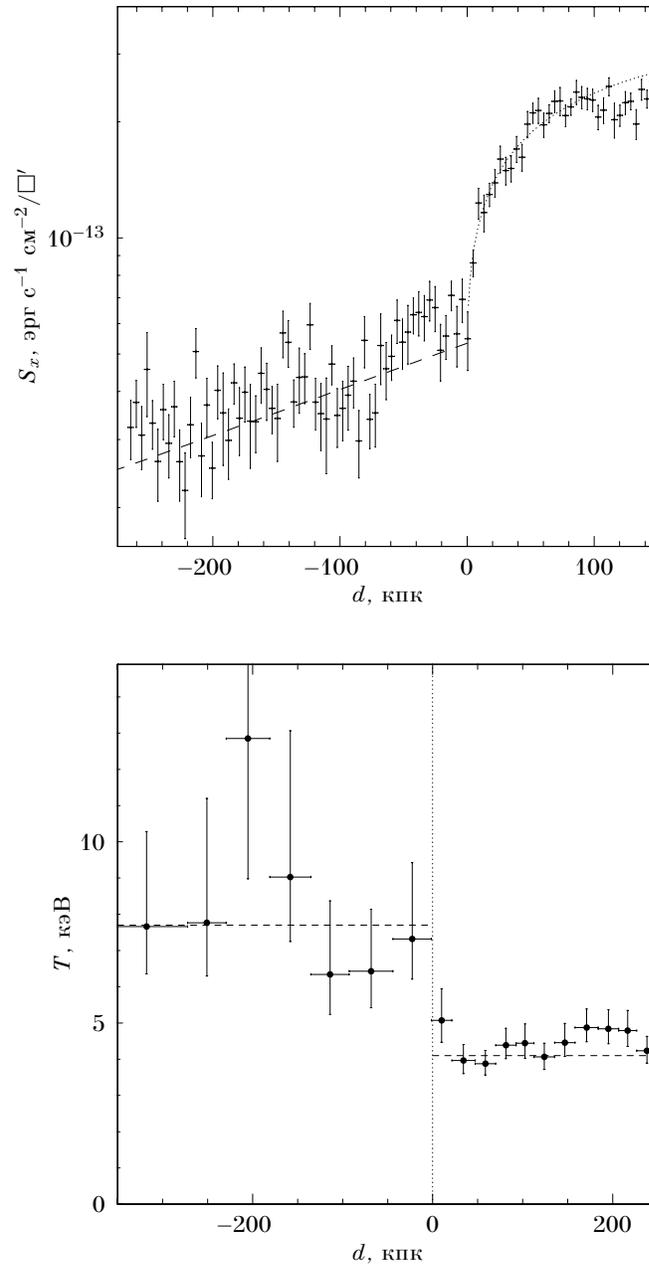


Рис. 67. Профили рентгеновской яркости и температуры газа в секторе $\pm 15^\circ$ от направления движения холодного фронта. Штриховая линия на профиле яркости слева от положения фронта соответствует модели по данным спутника ROSAT (без какой-либо перенормировки).

высока из-за падения поверхностной яркости скопления; таким образом, пятна с очень высокими значениями температуры ($T > 12$ кэВ) статистически незначимы. Однако, с полной уверенностью можно утверждать, что температура газа внутри поверхности разрыва значительно ниже, чем снаружи. Таким образом, мы имеем дело с холодным фронтом, а не с ударной волной.

К югу от холодного фронта на сглаженном изображении заметен второй, довольно слабый разрыв яркости. В § 30.1 представлены аргументы, которые позволяют идентифицировать этот разрыв с головной ударной волной впереди движущегося со слабо сверхзвуковой скоростью холодного облака газа, границей которого является фронт.

В заключение отметим общее сходство полученной карты температуры со схематической картой, полученной в работе [198] по данным спутника АСКА.

29.2 Профили яркости и температуры

Более детальное изучение свойств газа вблизи холодного фронта можно провести с помощью профилей яркости и температуры, построенных в пределах узкого сектора $\pm 15^\circ$ относительно оси симметрии фронта (рис. 67).

Профиль яркости содержит довольно резкий разрыв. При пересечении границы разрыва яркость растет в два раза в пределах 7–10 кпк и продолжает постепенно расти в два раза в пределах 40–80 кпк. Так как в проекции на небо разрыв имеет почти круговую формулу, и известно, что слияние составных частей скопления по-видимому происходит в плоскости неба, логично предположить, что 3-мерная форма газового облака представляет собой эллипсоид вращения с осью симметрии ориентированной перпендикулярно лучу зрения. Это предположение позволяет легко определить плотность газа внутри фронта путем депроекции профиля яркости.

Выведем точный закон изменения профиля поверхностной яркости, возникающего при проекции газового облака, имеющего форму эллипсоида вращения. Геометрия задачи и используемые обозначения указаны на рис. 68. Форма разрыва яркости в проекции на небо позволяет определить полуоси эллипсоида a и b , или по крайней мере, радиус кривизны фронта a^2/b . Предположим, что плотность газа вблизи границы эллипсоида следует степенному закону вида

$$\rho(x, y) = \rho_0 \left(x^2/b^2 + y^2/a^2 \right)^{-3\beta/2}, \quad (9.1)$$

где ρ_0 — значение плотности на границе. Излучательная способность плазмы пропорциональна квадрату плотности, следовательно

$$\varepsilon = \varepsilon_0 \left(x^2/b^2 + y^2/a^2 \right)^{-3\beta}. \quad (9.2)$$

Длина сфероида на проецированном расстоянии b от границы есть

$$l = a \left(1 - (b-d)^2/b^2 \right)^{1/2} = a \left(2d/b - d^2/b^2 \right)^{1/2}. \quad (9.3)$$

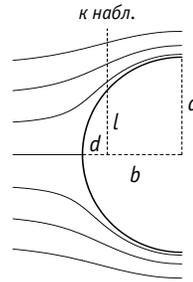


Рис. 68.

Профиль яркости задается интегралом $\int_{-l}^l \varepsilon dy$, который берется в виде

$$S(d) = 2a\varepsilon_0 \sqrt{\frac{2d}{b} - \frac{d^2}{b^2}} \times \left(\frac{b-d}{b}\right)^{-6\beta} F\left[\frac{1}{2}, 3\beta, \frac{3}{2}, \frac{d(d-2b)}{(d-b)^2}\right], \quad (9.4)$$

где F — гипергеометрическая функция. Первый множитель в этом уравнении, $2a\varepsilon_0\sqrt{2d/b - d^2/b^2}$, задает профиль яркости для случая постоянной плотности газа внутри сферы, а остальные члены — коррекция на пространственную вариацию плотности. При $|\beta| < 0.25$ корректирующий фактор с достаточной точностью аппроксимируется выражением $(1-d/b)^{-3.45\beta}$. В случае малых (по сравнению с полуосью b) проецированных расстояний под корнем можно пренебречь членом d^2/b^2 , а также считать плотность постоянной. В этом случае уравнение (9.4) принимает простой вид:

$$S(d) \approx 2^{3/2}\sqrt{R}\varepsilon_0 \sqrt{d} \quad (d \ll b), \quad (9.5)$$

где R — радиус кривизны фронта вблизи носа, $R = a^2/b$.

Наконец, необходимо учесть возможность отклонения форму облака от эллипсоида вращения. Разумным обобщением является предположение о том, что облако представляет собой трехосный эллипсоид, одна ось которого параллельна лучу зрения. В данном случае полуось a в соотношении (9.4) не может быть определена из наблюдений. Вместо этого форма разрыва яркости в проекции на небо дает b и третью полуось, a' . Если записать $a = (1+e)a'$, где e — неизвестная вытянутость вдоль луча зрения, ур. (9.5) принимает вид:

$$S(d) \approx 2^{3/2}(1+e)\sqrt{R_1}\varepsilon_0 \sqrt{d} \quad (d \ll b), \quad (9.6)$$

где R_1 — радиус кривизны фронта в проекции. Таким образом, в случае проекции трехосного эллипсоида профиль яркости по-прежнему имеет характерную форму $S \sim \sqrt{d}$ вблизи разрыва. Нормировка профиля зависит только от излучательной способности плазмы, радиуса кривизны фронта в проекции на небо, а также от вытянутости облака вдоль луча зрения. Для наблюдаемого профиля $S(d)$ плотность газа выражается как

$$\rho \approx \rho_0 \sim \sqrt{\varepsilon_0} = 2^{-3/4}\sqrt{S(d)} d^{-1/4} \times R_1^{-1/4}(1+e)^{-1/2}, \quad (9.7)$$

что довольно слабо зависит от геометрических факторов R_1 и e .

Зависимость вида (9.4), в которой положено $a = b = 410$ кпк, и добавлен член, ответственный за проекцию внешнего газа*, действительно, дает отличную аппроксимацию измеренного профиля яркости при $d < 100$ кпк (пунктирная линия на рис. 67). При этом измеренный по данным внутри 80 кпк степенной наклон профиля плотности газа (см. ур. 9.1) составляет $\beta = 0.07 \pm 0.08$, т. е. плотность газа внутри фронта практически постоянна. Нормировка закона аппроксимации дает плотность газа: $n_e = (3.2 \pm 0.09) \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, где

* Этот член мал и дает почти постоянную яркость на уровне $\approx 4.5 \times 10^{-13} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}/\square'$.

погрешность в основном обусловлена статистикой. Значительно большую погрешность дает неизвестная вытянутость газового облака вдоль луча зрения. Как говорит уравнение (9.6), если облако вытянуто на фактор $1 + e$, плотность газа должна быть уменьшена на фактор $(1 + e)^{-1/2}$. Сильная вытянутость $|e| > 0.3$ представляется маловероятной, так как в проекции фронт практически круглый; для сильной вытянутости перпендикулярно оси слияния нет и физических причин, так как слияния скоплений в основном должны происходить лоб в лоб [27]. Таким образом, можно смело положить неопределенность в плотности газа из-за вытянутости облака на уровне $\approx e/2 = \pm 15\%$.

Плотность газа на внешней стороне фронта пришлось определить с использованием изображения, полученного спутником ROSAT, так как поле зрения обсерватории «Чандра» слишком мало для надежной депроекции медленно меняющейся яркости этом регионе. Рентгеновские изофоты имеют почти круговую форму в юго-восточном секторе скопления (см. рис. 64(в) и работу [204]), что говорит о том, что этот сектор еще не сильно возмущен процессом слияния и поэтому можно использовать стандартное предположение о сферической симметрии. Профиль яркости в секторе* $160^\circ - 250^\circ$, центрированном на галактику А, был аппроксимирован β -моделью в диапазоне радиусов 0.6–3.5 Мпк (т. е., начиная с внешней границы холодного облака и до края поля зрения спутника ROSAT). Модель дала хорошую аппроксимацию при следующих параметрах $\beta = 0.79$, $r_c = 690$ кпк. Эта модель превосходно согласуется с профилем яркости по данным обсерватории «Чандра» при $d > 70$ кпк от фронта, причем не требуется никакой перенормировки (рис. 67). На внешней границе облака β -модель дает плотность электронов $n_e = 0.82 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Отметим, что хотя параметры β -модели довольно чувствительны к выбору центра профиля яркости, значение плотности практически от этого не зависит. Так, если строить профиль яркости вокруг геометрического центра фронта, получаются следующие значения: $\beta = 0.73$, $r_c = 600$ кпк, $I_0 = 2.91 \times 10^{-3} \text{ отсч с}^{-1}/\square'$, а плотность возле фронта равна $n_e = 0.80 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$.

Заметим, что в пределах ~ 70 кпк на внешней стороне фронта измеренная яркость выше как аппроксимации по данным спутника ROSAT, так и экстраполяции с больших радиусов профиля, полученного обсерваторией «Чандра». Ниже показано, что при высокой скорости движения облака должно наблюдаться как раз подобное превышение яркости из-за сжатия внешнего газа (§ 30.4). Для нашей непосредственной задачи — измерения скорости движения облака — требуется определить невозмущенную плотность на внешней стороне фронта. Плотность в свободном потоке можно было бы определить как плотность извне области сжатия, при $d \approx -100$ кпк, для чего β -модель по данным спутника ROSAT дает $n_e = 0.71 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Наверное, лучшим подходом было бы экстраполировать β -модель к положению фронта, так как это учитывает малые вариации внешней плотности из-за глобального гравитационного поля скопления. Ниже будет использовано значение $n_e = 0.82 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$, по-

* Здесь и далее угол отсчитывается по направлению от запада через север

Табл. 17. Параметры плазмы вблизи холодного фронта в скоплении А3667

Регион	T кэВ	n_e 10^{-3} см^{-3}	$p = T n_e$ $10^{-2} \text{ кэВ см}^{-3}$
Снаружи фронта	7.7 ± 0.8	0.82 ± 0.12	0.63 ± 0.11
Внутри фронта	4.1 ± 0.2	3.2 ± 0.5	1.32 ± 0.21

лученное именно таким способом, но ему приписана 15% погрешность, чтобы отразить неопределенность в методе измерения.

Любопытно, что отношение плотностей газа внутри и снаружи фронта равно 3.9, что очень близко к максимально возможному сжатию в ударной волне, распространяющейся в одноатомном газе. Поведение температуры, однако, заведомо исключает интерпретацию фронта как ударной волны. При пересечении границы разрыва рентгеновской яркости температура также резко меняется примерно с 8 до 4–5 кэВ (рис. 67). По обе стороны разрыва измеренные значения температуры совместимы с постоянными значениями в пределах некоторого расстояния от фронта. Аппроксимация спектров, собранных внутри 275 кпк на внешней и 125 кпк на внутренней стороне фронта, моделью излучения оптически тонкой плазмы дает $T_{\text{out}} = 7.7 \pm 0.8$ кэВ и $T_{\text{in}} = 4.1 \pm 0.2$ кэВ.

Значение температуры в полоске шириной 10 кпк на внутренней стороне фронта, 5.1 ± 0.7 кэВ, слегка выше среднего значения T_{in} . Этого следует ожидать, так как в спектр в этой полоске значительный (30–50%) вклад дает проекция излучения внешнего 8 кэВ-ного газа. Аппроксимация спектра двухтемпературной моделью с температурой более горячей компоненты, зафиксированной на значении 8 кэВ, и с нормировкой, составляющей 50% от нормировки холодной компоненты, дает температуру холодной компоненты $T = 3.7 \pm 0.7$ кэВ, что прекрасно согласуется с T_{in} . Таким образом, легкий рост температуры на внешней границе фронта полностью объясняется эффектом проекции и не требует наличия заметной теплопроводности плазмы.

Итак, и плотность, и температура газа испытывают резкий скачок на линии разрыва поверхностной яркости. При этом отношение давлений $p_{\text{in}}/p_{\text{out}} = 2.1 \pm 0.5$ (табл. 17), причем из предыдущего изложения ясно, что погрешность этого значения оценена достаточно консервативно. Если бы холодный фронт находился в покое, с необходимостью выполнялось бы равенство $p_{\text{in}} = p_{\text{out}}$. Повышенное внутреннее давление означает, что фронт движется, и поэтому газ внутри него «чувствует» силу лобового сопротивления.

§ 30 Гидродинамические эффекты вблизи холодного фронта

Большая часть дальнейшего анализа сделана в предположении об адиабатичности течения газа снаружи холодного фронта, т.е. о том, что теплопроводностью плазмы можно пренебречь. Обосновать это предположение можно следующим образом. Нас в основном интересуют масштабы, значительно

превышающие кулоновскую длину свободного пробега; процессы теплопроводности на таких масштабах протекают медленнее, чем движется газ. Более важной причиной является то, что плазменная теплопроводность скорее всего сильно подавлена из-за наличия магнитного поля.

30.1 Скорость движения фронта

Определение скорости движения притупленного тела вращения по силе лобового сопротивления является элементарной задачей, решение которой можно найти в книге Ландау и Лифшица [207]:

Рассмотрим линию тока вдоль оси симметрии тела (рис. 69). Вдали от тела в зоне 1 газ течет свободно с числом Маха M_1 , а перед самым носом, в зоне 0, газ останавливается. Если $M_1 < 1$, вдоль центральной линии тока применимо уравнение Бернулли, которое дает:

$$\frac{p_0}{p_1} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad M_1 \leq 1 \quad (9.8)$$

При $M_1 > 1$ формируется головная ударная волна, которая находится на фиксированном расстоянии от тела; учет скачка давлений на головной ударной волне несколько усложняет формулу для отношения давлений:

$$\frac{p_0}{p_1} = \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}} M_1^2 \left(\gamma - \frac{\gamma - 1}{2M_1^2}\right)^{-\frac{1}{\gamma - 1}} \quad M_1 > 1. \quad (9.9)$$

(В этих соотношениях $\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты для одноатомного газа).

Наблюдения позволяют вывести параметры газа в зоне 1. Установить давление в зоне 0 не представляется возможным из-за малости ее размера. Однако, ясно, что давление в зоне 0 должно равняться давлению внутри холодного фронта (зона 0'), которое надежно измеряется. Таким образом, мы можем воспользоваться уравнениями (9.8) и (9.9), в которых под p_0/p_1 следует понимать отношение давлений внутри и снаружи фронта. Из рис. 70 видно, что экспериментальная неопределенность $p_0/p_1 = 2.1 \pm 0.5$ дает весьма узкий интервал $M_1 = 1 \pm 0.2$, что при температуре внешнего газа $T = 7.7$ кэВ соответствует абсолютной скорости фронта $v = 1400 \pm 300$ км с⁻¹. В настоящее время это является единственным более или менее прямым измерением скорости движения больших объемов газа в сливающихся скоплениях.

Итак, измерение отношения давлений снаружи и внутри холодного фронта позволяет установить, что он движется с околосвуковой скоростью относительно горячего внешнего газа. Следовательно, мы вправе ожидать проявления следствий сжимаемости газа: а) некоторое повышение плотности перед носовой частью фронта, и б) головную ударную волну, если скорость движения хотя бы незначительно превышает скорость звука.

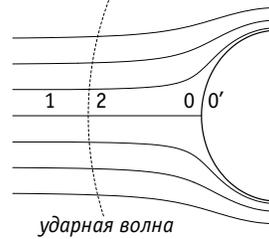


Рис. 69.

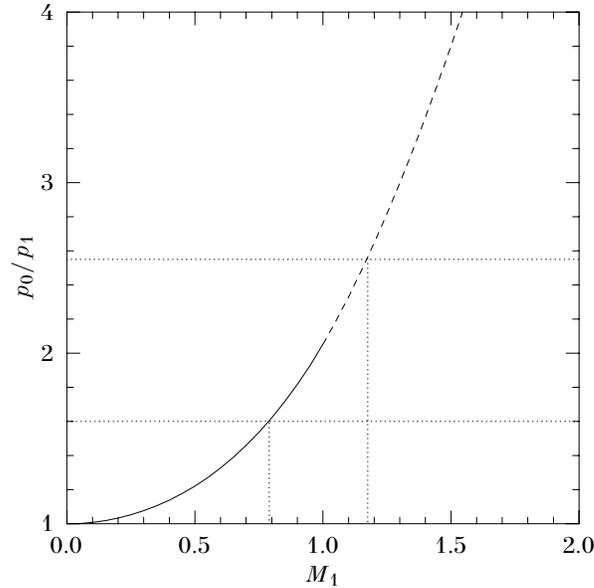


Рис. 70. Зависимость отношения внутреннего и наружного давлений от скорости движения. Сплошной линией показана зависимость для ур. (9.8), а пунктирной — для (9.9). Горизонтальные пунктирные линии соответствуют неопределенности измерения p_0/p_1 .

Головная ударная волна

К югу от холодного фронта на рентгеновском изображении заметен слабый разрыв поверхностной яркости (рис. 66), который хочется отождествить с головной ударной волной. При заданной скорости течения головная ударная волна должна характеризоваться совершенно определенной амплитудой, положением, и асимптотическим углом по отношению к направлению движения. Рассмотрим по отдельности эти характеристики.

Амплитуда. Профиль поверхностной яркости в секторе 230° – 280° , содержит характерный скачок, который можно описать моделью сферического разрыва плотности (рис. 71). Аппроксимация дает значение скачка плотности $\rho_1/\rho_2 = 1.15 \pm 0.05$, подстановкой которого в уравнение ударной адиабаты получаем скорость распространения волны $M_1 = 1.10 \pm 0.03$.

Положение. Чем быстрее движется тело, тем ближе к нему должна располагаться головная ударная волна. Положение ударной волны для любой скорости можно предсказать либо с помощью полуаналитического метода Мекля [208], либо путем численного решения уравнений гидродинамики (см. ниже). Расстояние между фронтом и гипотетической ударной волны $d \approx 350$ кпк при заданной форме холодного облака (диаметр 500 кпк и радиус сферической головной части 410 кпк) соответствует скорости $M = 1.2$.

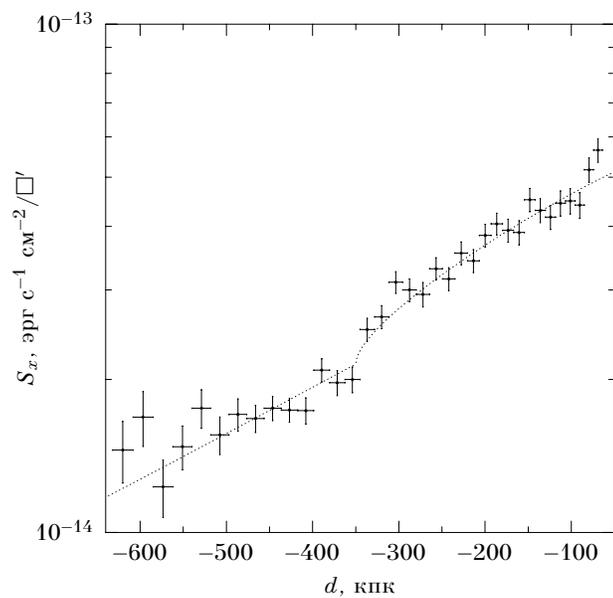
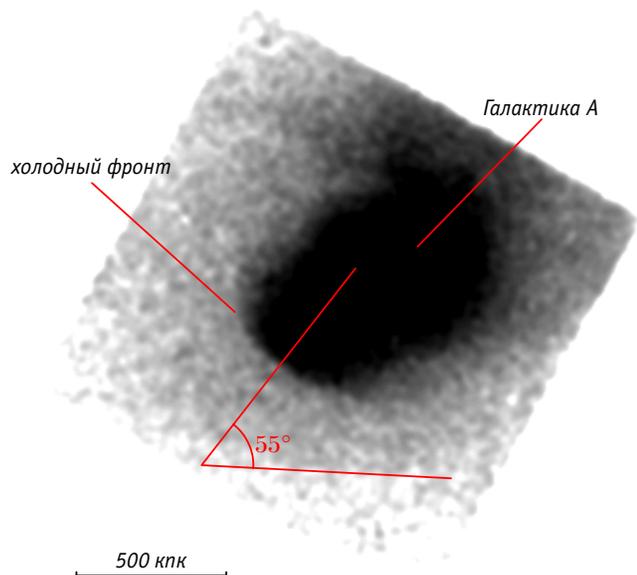


Рис. 71. К измерению скорости по головной ударной волне

Асимптотический угол. На больших расстояниях фронт головной ударной волны должен быть наклонен по отношению к направлению движения на угол $\alpha = \arcsin M^{-1}$. Надежно определить асимптотический угол из изображения не удастся, однако видно, что он близок к $\alpha = 55^\circ$ (рис. 71), откуда следует скорость распространения $M_1 = (\sin \alpha)^{-1} = 1.2$.

Итак, амплитуда, положение и ориентация наблюдаемого разрыва неплохо соответствуют предположению и том, что он является головной ударной волной впереди холодного фронта, движущегося со слабо сверхзвуковой скоростью $M = 1.1 - 1.2$, что согласуется с определением скорости по скачку давления на самом фронте. Основной проблемой в отождествлении разрыва с головной ударной волной является то, что он не заметен в верхней половине изображения (рис. 66). Это можно было бы объяснить рядом причин: 1) внешний газ в верхней половине несколько горячее, что уменьшает число Маха; при малых числах Маха головная ударная волна быстро удаляется от тела и уменьшает свою амплитуду, и поэтому становится малозаметной; 2) фронт движется не по прямой, и при этом ориентация головной ударной волны отражает направление движения в прошлом.

Сжатие внешнего газа перед носом фронта

При подходе внешнего газа к носовой части фронта его скорость падает, а плотность и давление растут. В результате, так как излучательная способность $\epsilon \sim \rho^2$, в некоторой зоне вблизи носовой части фронта должно возникнуть избыточное излучение. Из формулы (9.8) легко посчитать, что при $M_1 = 1$ излучательная способность в точке остановки потока повышается в 2.4 раза, следовательно можно ожидать, что эффект в целом должен быть наблюдаем.

Для расчета повышения рентгеновской яркости необходимо знать точное распределение плотности газа вблизи фронта. Так как скорость течения является околосвуковой, для решения уравнений гидродинамики невозможно использовать какие-либо аналитические методы. Поэтому для нахождения решения использовался численный расчет. Результаты расчета будут использованы и далее, поэтому остановимся на этом вопросе немного подробнее.

Численное решение задачи обтекания холодного фронта. Применялся расчет с помощью программы VN-1 [209], которая способна решать уравнения идеальной гидродинамики (без вязкости). Предполагалось, что холодное газовое облако является фигурой вращения, поэтому расчет проводился для аксиально симметричного течения. На бесконечности плотность внешнего газа считалась постоянной, т.е. было проигнорировано влияние глобального гравитационного поля скопления. Форма облака считалось неизменной; экспериментальное обоснование этого предположения дано ниже (§ 30.2). Справедливость игнорирования при расчете гравитационного поля вещества, летящего вместе с фронтом, обсуждается на стр. 204. Постоянная форма облака задавалась в виде цилиндра диаметром 500 кпк со сферической головой радиусом 410 кпк. В момент времени $t = 0$ «включалось» течение внешнего газа единич-

ной плотности с заданным числом Маха ($M = 0.8, 0.9, 0.95, 1.05, 1.1, 1.2$). Счет проводился до достижения стационарности течения. При $M = 1$ решение не находилось, так как такое течение не может быть стационарным [207].

Программа VN-1 является лагранжевым алгоритмом, в которых затруднен расчет течения вблизи ударных волн. Хотя в VN-1 используются специальные методы для преодоления этой проблемы [210], тем не менее правильность численного решения в нескольких тестовых случаях была проверена с помощью программы ZEUS-3D [211], в основе которой лежит эйлеровский алгоритм, для которого расчет ударных волн не представляет больших затруднений.

Расчет дает распределение плотности газа вблизи холодного фронта, из которого тривиально вычисляется распределение излучательной способности. Интегрирование этого распределения вдоль луча зрения показывает, что зона повышенной рентгеновской яркости при близких к 1 имеет характерную толщину ≈ 90 кпк, а амплитуда повышения яркости в рассматриваемом энергетическом интервале составляет 1.6×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}/\square'$. Поразительно, но наблюдается именно такое повышение поверхностной яркости над экстраполяцией профиля с больших радиусов (рис. 67).

30.2 Стационарность формы холодного фронта

Итак, все доступные данные указывают на то, что холодный фронт движется с околосвуковой скоростью. В предшествующем обсуждении молчаливо предполагалось, что облако движется как твердое тело, с постоянной формой. Справедливо ли, хотя бы приближенно, это предположение? Если позволить гидродинамическим* неустойчивостям развиваться свободно, они значительно нарушают форму движущегося облака, вплоть до полного его разрушения, за время, соответствующее пролету на расстояние порядка нескольких диаметров облака [212]. Таким образом, довольно правильная форма границы холодного облака свидетельствует о том, что неустойчивости подавлены, и следовательно, фронт движется без заметных деформаций.

Более определенно о постоянстве формы фронта можно судить из зависимости давления от угла атаки. Дело в том, что все линии тока в непосредственной близости от фронта выходят из малой области вблизи носовой части (рис. 72). Если форма фронта постоянна, распределение давления вдоль линии тока следует уравнению Бернулли — оно уменьшается по мере того, как увеличивается скорость течения при удалении от носовой части фронта; давление газа внутри фронта должно точно отслеживать изменения внешнего давления, иначе фронт начнет деформироваться. Таким образом, при заданной скорости движения фронта, — а она определяется из рассмотрения центральной линии

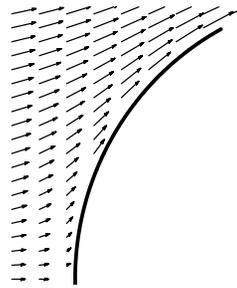


Рис. 72.

* В данном случае главным образом важна неустойчивость Рэля-Тэйлора.

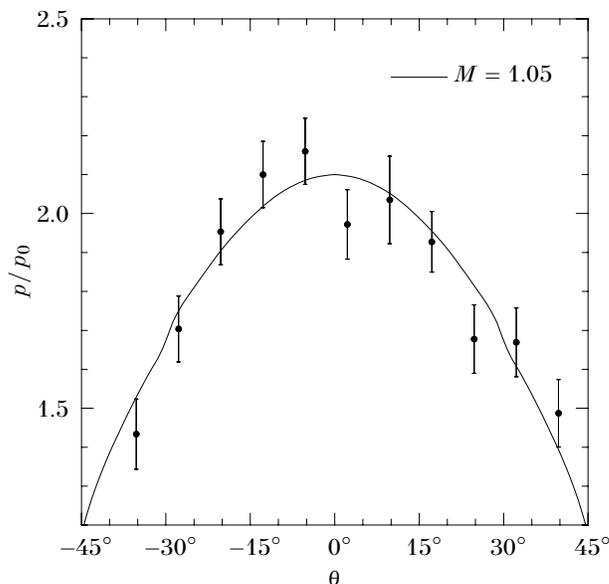


Рис. 73. Распределение давления внутри фронта по углу атаки.

тока и таким образом не зависит от предположения о постоянстве формы, — следует четкое предсказание углового распределения давления газа.

Для измерения углового распределения давления газа необходимо знать распределение его плотности и температуры. Распределение плотности довольно легко измеряется методом, аналогичным изложенному в § 29, — с помощью депроекции профилей рентгеновской яркости, полученных в узких секторах на различных углах от направления движения. Распределение температуры удастся измерить с гораздо худшей точностью: измеренное значение составляет 3.8 ± 0.40 кэВ в секторе $\pm 10^\circ$ от направления движения, 3.8 ± 0.55 кэВ в секторе $-30^\circ < \theta < -10^\circ$, и 4.7 ± 0.70 кэВ при $10^\circ < \theta < 30^\circ$.* В пределах ошибок измерения значения температуры совпадают со средним значением на внутренней стороне фронта $T = 4.1 \pm 0.2$ кэВ (табл. 17), поэтому можно считать, что температура газа на внутренней границе фронта постоянна.

При постоянной температуре давление просто пропорционально плотности газа внутри фронта, которую легко определить из анализа профилей яркости, полученных в разных секторах от направления движения (см. § 29). Полученная таким образом зависимость давления газа на внутренней границе фронта от угла атаки показана на рис. 73. Видно, что давление падает заметным образом — почти в 1.5 раза при $\theta = 30^\circ$, где фронт начинает размываться. Замечательно, что точный гидродинамический расчет (стр. 198) обтекания твердого

* Спектры измерялись в полоске шириной 70 кпк на внутренней стороне фронта; углы отсчитываются в направлении от севера к югу через восток.

тела при числах Маха, незначительно превышающих 1, дает именно такое распределение давления (сплошная линия на рис. 73). Таким образом, угловая зависимость давления холодного газа хотя и косвенно, но достаточно надежно свидетельствует о стационарности формы холодного фронта.

Если стационарность формы холодного фронта и постоянство температуры газа на его внутренней границе можно ожидать *a priori*, то зависимость $p(\theta)$ является удобной экспериментальной диагностикой скорости движения. Дело в том, что при сделанных предположениях скорость движения однозначно определяется по зависимости $\rho(\theta)/\rho(0)$, которая в свою очередь легко восстанавливается из наблюдаемого распределения рентгеновской яркости, и в то же время зависимость $p(\theta)$ достаточно чувствительна к скорости движения вблизи $M = 1$; так, данные, представленные на рис. 73, могут быть описаны моделью стационарного течения лишь в интервале $0.7 < M < 1.5$.

Темная материя, летящая вместе с фронтом

Так как форма холодного фронта стационарна, логично предположить, что расположенный внутри него холодный газ находится в гидростатическом равновесии в гравитационном потенциале, создаваемом материей, движущейся вместе с газом. Если предположить также и изотермичность холодного газа, распределение его плотности определяется бoльцмановским распределением, $\rho \sim \exp(-\mu t_p \varphi / kT)$. Следовательно, мы можем найти распределение гравитационного потенциала, а следовательно — получить информацию о распределении материи, летящей вместе с фронтом. Для этого можно задаться каким-либо модельным распределением плотности темной материи, предсказать для него распределение поверхностной яркости, и затем подбирать параметры до достижения наилучшего согласия с данными.

Действуя этим методом, предположим, что распределение плотности темной материи описывается профилем Кинга, $\rho_m = \rho_0 (1 + r^2/r_c^2)^{-3/2}$. Распределение плотности газа находится подстановкой в распределение Больцмана потенциала для профиля Кинга: $\varphi = 4\pi G\rho_0 (1 - a \sinh x/x)$, где $x = r/r_c$. Интегрируя вдоль луча зрения излучательную способность $\epsilon \sim \rho^2$, находим модельное распределение поверхностной яркости.

Максимизируя функцию правдоподобия для данных в носовой части облака (обведенной желтым контуром на рис. 74), можно определить положение центра масс d , радиус ядра r_c и центральную плотность для кинговского профиля. Использование только носовой части объясняется рядом причин: 1) с точки зрения динамики холодного фронта желательно найти распределение гравитационного потенциала именно в этой области, 2) здесь выполняется предположение о цилиндрической симметрии распределения газа, и 3) эта

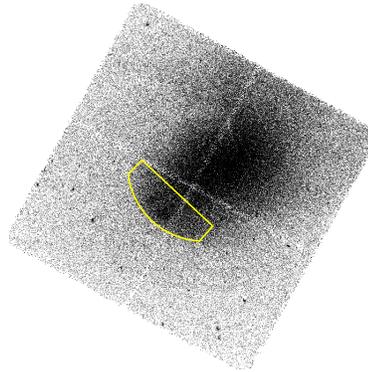


Рис. 74.

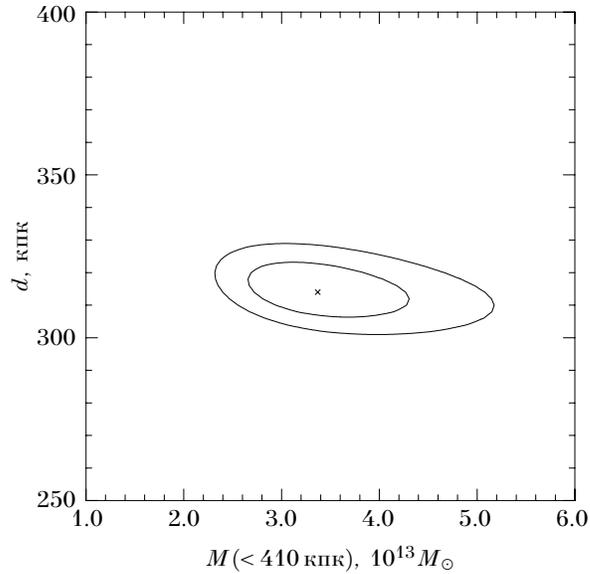


Рис. 75. Области достоверности на уровне 68% и 95% для параметров кинговского распределения темной материи: положение центра масс d , отсчитываемое от центра кривизны холодного фронта, и масса M , заключенная внутри 410 кпк. Крестик обозначает наилучшие параметры аппроксимации.

область настолько мала, что кинговский закон обладает достаточной свободой, чтобы описать любое разумное распределение потенциала.

Результаты представлены на рис. 75. Центр масс темной материи расположен на $d = 315 \pm 7$ кпк от центра кривизны фронта (т. е. в 95 кпк от носа облака), масса, заключенная внутри 410 кпк, — радиуса фронта, — составляет $(3.2 \pm 0.8) \times 10^{13} M_{\odot}$, а значения радиуса ядра расположены в интервале $50 \text{ кпк} < r_c < 200 \text{ кпк}$. Интересно отметить, что полученная масса и r_c достаточно типичны для центральной части небольшого скопления с температурой 3–4 кэВ. Полная масса внутри 100 кпк (расстояние от центра масс до фронта) составляет $4.6 \times 10^{12} M_{\odot}$, что в 15 раз превышает массу газа внутри того же радиуса, следовательно, гравитационным притяжением газа можно пренебречь.

Расстояние от центра масс до фронта составляет лишь 25% его радиуса кривизны, таким образом, можно сказать, что темная материя тянет за собой газ. Отметим, что такое взаимное расположение скрытой массы и газа необходимо для глобальной устойчивости холодного фронта. Ситуация проиллюстрирована на рис. 76. В отсутствие гравитационного поля давление газа внутри фронта везде было бы одинаково, но в то же время давление снаружи фронта падает от центра к периферии согласно уравнению Бернулли. Следовательно, фронт должен был бы постепенно распрямляться. Наличие гравитационного поля не только позволяет изменять давление внутри фронта синхронно с изме-

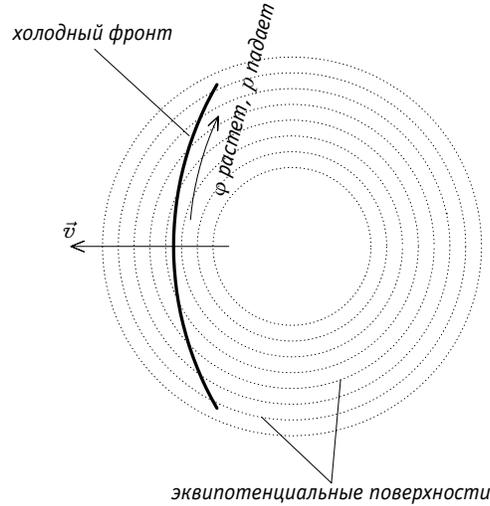


Рис. 76.

нением внешнего давления, но и обеспечивает устойчивость по отношению к глобальным изменениям формы. Действительно, пусть фронт деформируется таким образом, что его кривизна увеличится. При этом давление снаружи на периферии фронта упадет, так как увеличится скорость обтекания, а давление внутри вырастет, так как фронт перейдет на более низкий уровень потенциала; появившаяся разница давлений восстановит первоначальную форму фронта. Таким образом, наличие значительной концентрации темной материи, летящей вместе с холодным газом, является необходимым условием устойчивости холодного фронта. Образно говоря, при влете в скопление холодное газовое облако должно быстро сбрасывать свои внешние слои до тех пор, пока граница облака не приблизится к равновесному положению.

Наличие значительной концентрации массы необходимо и для подавления мелкомасштабной неустойчивости Рэля-Тэйлора. Дело в том, что из-за лобового сопротивления внешнего газа, летящее облако должно постепенно тормозиться, что приводит к наличию эффективной силы тяжести, направленной изнутри холодного фронта наружу. Таким образом, получается ситуация, в которой слой плотного газа расположен над слоем менее плотного газа, а такая конфигурация неустойчива. Сделаем численные оценки. Сила сопротивления, действующая на облако, равна $F_{\text{торм}} = C \rho_{\text{out}} v^2 A/2$, где ρ_{out} — плотность внешнего газа, A — площадь сечения облака, а $C \approx 0.4$ — коэффициент торможения цилиндра со скругленной головной частью при околосвуковой скорости. Ускорение облака равно

$$g_{\text{торм}} = \frac{F_{\text{торм}}}{M_{\text{газ}}} \approx \frac{0.2 \rho_{\text{out}} v^2 \pi r^2}{4/3 \pi r^3 \rho_{\text{in}}} = 0.15 \frac{\rho_{\text{out}} v^2}{\rho_{\text{in}} r} \quad (9.10)$$

Подставляя численные значения, получаем $g_{\text{торм}} \approx 8 \times 10^{-10} \text{ см с}^{-2}$. В то же время ускорение силы тяжести вблизи поверхности фронта составляет $g = GM(< 100 \text{ кпк})/(100 \text{ кпк})^2 = 6.4 \times 10^{-9} \text{ см с}^{-2}$ и, таким образом, доминирует над ускорением из-за торможения. Отметим, что в отсутствие темной материи ускорение силы тяжести, вызванное газом, было бы в 15 раз меньше, чего недостаточно для того, чтобы скомпенсировать ускорение торможением. Таким образом, чисто газовое облако было бы неустойчиво по Рэлей-Тэйлору, что и наблюдается в численных экспериментах [212].

Обсудим теперь справедливость игнорирования гравитационного поля вещества, летящего с холодным фронтом, при расчете течения внешнего газа. Если записать уравнение движения в виде $\nabla p = -\rho(v, \nabla)v - \rho \nabla \varphi$, становится ясно, что вклад градиента потенциала в изменение давления газа пропорционален плотности. Так как плотность газа внутри фронта в 4 раза превышает внешнюю плотность, изменение давления из-за гравитации во внешнем газе примерно в 4 раза меньше, чем во внутреннем: при падении давления на периферии фронта в холодном газе в 0.76 раз (см. рис. 70) давление во внешнем газе падает всего лишь в 0.94 раз. Точность, доступная при анализе данных, позволяет пренебречь таким малым эффектом.

§ 31 Подавление процессов переноса

Рекордное угловое разрешение обсерватории «Чандра» позволяет установить, что ширина фронта меньше, чем кулоновская длина свободного пробега в межгалактической плазме. На рис. 77 показан более подробный профиль яркости через фронт; видно, что яркость возрастает скачком в 1.7 раза в пределах всего лишь 2 кпк. Сравним это расстояние с длиной свободного пробега в плазме по обе стороны фронта. В окрестности фронта можно выделить четыре различных характерных длины свободного пробега: для тепловых частиц на каждой стороне фронта — λ_{in} и λ_{out} , а также длины, соответствующие рассеянию частиц, пролетающих с одной стороны фронта на другую — $\lambda_{\text{in} \rightarrow \text{out}}$ и $\lambda_{\text{out} \rightarrow \text{in}}$. Используя соотношения из книги Спицера [213], имеем:

$$\lambda = 15 \text{ кпк} \left(\frac{T}{7 \text{ кэВ}} \right)^2 \left(\frac{n_e}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \right)^{-1}, \lambda_{x \rightarrow y} = \lambda_y \frac{T_x}{T_y} \frac{G(1)}{G(T_x^{1/2}/T_y^{1/2})}, \quad (9.11)$$

где $G(\zeta) = [\Phi(\zeta) - \zeta \Phi'(\zeta)]/2\zeta^2$, а $\Phi(\zeta)$ — функция ошибок. Численные значения равны $\lambda_{\text{out}} = 22 \text{ кпк}$, $\lambda_{\text{in}} = 1.6 \text{ кпк}$, $\lambda_{\text{in} \rightarrow \text{out}} = 13 \text{ кпк}$, $\lambda_{\text{out} \rightarrow \text{in}} = 3.5 \text{ кпк}$.

Внешний газ вблизи носовой части фронта движется с малой скоростью. Следовательно, диффузионные процессы должны проходить достаточно свободно, и за очень короткое время размыть фронт на ширину по меньшей мере в несколько длин свободного пробега. В нашем случае диффузия должна протекать в основном с внутренней стороны фронта наружу, так как поток частиц через единицу площади пропорционален $nT^{1/2}$. Следовательно, надо ожидать, что

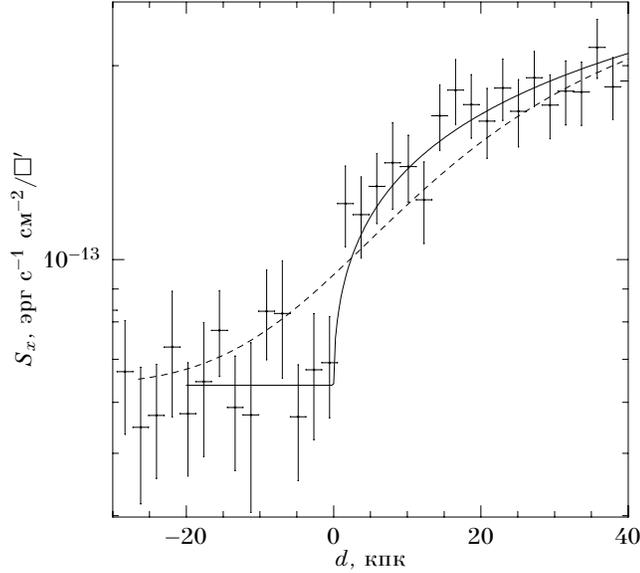


Рис. 77. Профиль яркости вблизи положения холодного фронта. Сплошной линией показана аппроксимация моделью бесконечно резкого сферического скачка плотности, а штриховой линией — моделью того же разрыва, сглаженного с гауссианой $\sigma = 20$ кпк, соответствующей примерно одной кулоновской длине свободного пробега.

Фронт будет размыт на ширину по меньшей мере в несколько $\lambda_{\text{in} \rightarrow \text{out}}$. Однако, это явно противоречит наблюдаемой резкости фронта. Количественная характеристика резкости может быть получена из аппроксимации наблюдаемого профиля модельной зависимостью, соответствующей проекции сферического разрыва плотности, сглаженного в 3-мерном пространстве с гауссианой $\exp(-\Delta r^2/2\sigma^2)$. Наилучшая аппроксимация (сплошная линия на рис. 77) достигается при $\sigma = 0$, причем формальный верхний предел на σ на уровне достоверности 95% составляет лишь 5 кпк. Модель разрыва, сглаженного с кулоновской длиной свободного пробега, не описывает данные, следовательно, наблюдаемая резкость фронта требует подавления процессов переноса.

Отметим, что подавление процессов переноса вблизи холодных фронтов также обсуждалось в работе Эттори и Фабиана [214]. В ней показано, что наблюдаемый скачок температуры в A2142 несовместим с кулоновской теплопроводностью. Хотя рассмотренная ими упрощенная модель скопления может быть подвергнута некоторой критике, их основной вывод аналогичен нашему.

Подавление процессов переноса в плазме обычно можно объяснить наличием магнитного поля, которое эффективно в двух случаях: либо оно сильно закручено, и тогда магнитные петли должны быть меньше толщины фронта, либо оно параллельно холодному фронту хотя бы в узком слое, и тогда холодный газ изолирован от горячего.

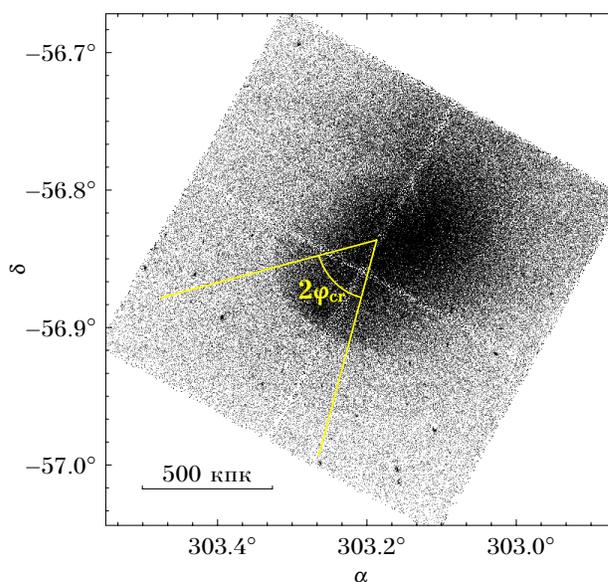


Рис. 78. Холодный фронт в A3667 очень резок в пределах сектора $2\varphi_{\text{ср}} = 60^\circ$, за пределами которого он постепенно размывается.

§ 32 Структура и напряженность магнитного поля

Даже не очень сильные магнитные поля могут существенным образом изменить свойства горячего газа в скоплениях и поэтому часто привлекаются для объяснения расхождений между теорией и наблюдениями [87, 129, 130]. С точки зрения наблюдений, межгалактическое магнитное поле пользуется недоброй славой из-за трудности его измерения. До сих пор двумя главными методами измерения являлись использование явления фарадеевского вращения плоскости поляризации радиисточников, наблюдаемых сквозь межгалактическую среду [215], и интерпретация диффузного радио и жесткого рентгеновского излучений скопления как возникающих за счет синхротронного и обратного комптоновского механизмов от той же самой популяции релятивистских электронов [216]. Оба этих метода дают напряженность магнитного поля на уровне около 1 мкГс, но неопределенность измерений и их интерпретации остается высокой. Оказывается, что свойства холодного фронта в A3667 дают возможность определить напряженность магнитного поля кардинально новым способом — по его влиянию на динамику межгалактической плазмы.

Идея состоит в следующем. Холодный фронт очень резок и обладает гладкой формой (изображение A3667 воспроизведено на рис. 78), а следовательно он должен быть механически устойчивым. В то же время можно показать, что при наблюдаемой скорости обтекания фронт должен быстро возмущаться за счет неустойчивости тангенциального разрыва. Рассмотрение возможных

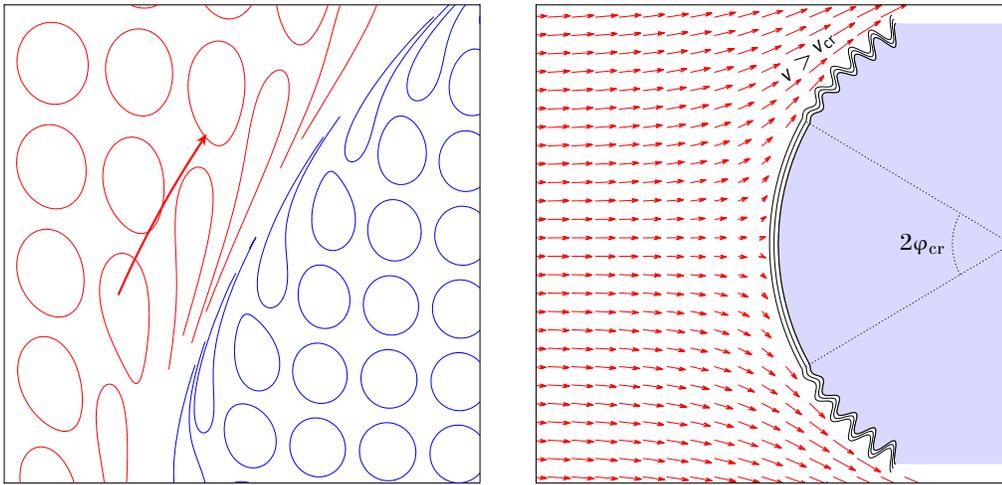


Рис. 79. Схема формирования магнитного слоя вблизи холодного фронта. Первоначально запутанные магнитные линии в горячем внешнем газе вытягиваются вдоль фронта из-за наличия тангенциальной скорости. Магнитные линии внутри фронта вытягиваются в том же направлении, так как при отсутствии изоляции холодный газ должен смываться из-за вязкости. В конечном счете формируется узкий слой, в котором магнитное поле параллельно границе раздела газов и направлению течения. Граница раздела подвержена гидродинамической неустойчивости тангенциального разрыва. Пока скорость потока меньше определенного критического значения v_{cr} , поверхностное натяжение, обеспечиваемое магнитным полем слоя, подавляет неустойчивость фронта.

механизмов подавления этой неустойчивости указывает на поверхностное натяжение, создаваемое магнитным полем, как на самый вероятный кандидат.

Требуемая для этого конфигурация магнитного поля может быть создана по сценарию, показанному на рис. 79. Предполагаем, что в межгалактический газ заморожено хаотически ориентированное магнитное поле. Из-за тангенциальных движений плазмы при обтекании фронта магнитные петли растягиваются вдоль его поверхности. Рано или поздно происходит пересоединение встречных магнитных полей, после чего должен образоваться слой, в котором магнитное поле параллельно и границе раздела газов и направлению течения. В такой конфигурации магнитное поле не только останавливает процессы переноса, но и способно подавить неустойчивость тангенциального разрыва.

По мере удаления от носовой части фронта тангенциальная скорость потока растет. Если напряженность магнитного поля в слое не очень велика, рано или поздно оно станет неспособно к стабилизации неустойчивости, и начиная с этой точки фронт начнет размываться; это положение обозначено φ_{cr} на рис. 79. Трудно не усмотреть параллель с изображением A3667, из которого видно, что при $\varphi \approx 30^\circ$ фронт перестает быть резким и постепенно полностью размывается (рис. 78). Отождествление точки $\varphi = 30^\circ$ с той, в которой магнитное поле близко к предельному значению, обеспечивающему механическую

устойчивость, позволяет определить его напряженность.

Рассмотрим теперь подробно всю цепочку рассуждений. Для простоты будем считать, что скорость движения фронта в точности равна $M = 1$.

32.1 Гидродинамическая неустойчивость фронта

Граница раздела двух жидкостей обычно может возмущаться двумя типами гидродинамических неустойчивостей: а) Рэлей-Тэйлоровской, возникающей в том случае, если эффективная сила тяжести направлена из тяжелой жидкости в более легкую, и б) неустойчивостью тангенциального разрыва (Кельвина-Гельмгольца), возникающей в случае наличия тангенциальной скорости относительного движения жидкостей. На стр. 203 уже обсуждалось, что темная материя, летящая вместе с фронтом, создает гравитационное поле, подавляющее неустойчивость Рэля-Тэйлора, поэтому ниже будет рассмотрена только неустойчивость тангенциального разрыва.

Скорость течения вблизи фронта

Точная зависимость тангенциальной скорости течения должна находиться из численного расчета обтекания фронта (см. стр. 198). Поучительно, однако, сначала получить оценки для аналитического решения в случае несжимаемой жидкости. Для наших целей форму летящего газового облака можно рассматривать в виде цилиндра диаметром ≈ 500 кпк со скругленной головной частью радиусом $R = 410$ кпк. Размер интересующей нас области (внутри $\varphi < 30^\circ$) меньше, чем радиус цилиндра, поэтому течение должно быть близко к течению вокруг сферы радиусом 410 кпк. Обтекание шара несжимаемой жидкостью — классическая задача гидродинамики. Жидкость замедляется при подходе к носовой части, но потом снова ускоряется по мере того, как сталкивается на периферию шара новыми порциями натекающей жидкости. На границе шара у скорости течения есть только тангенциальная компонента $v_t = \frac{3}{2} v_\infty \sin \varphi$, где v_∞ — скорость течения на бесконечности. Уже на $\varphi = 30^\circ$ несжимаемая жидкость имеет скорость $v_t = \frac{3}{4} v_\infty$.

Течение сжимаемого газа удобнее характеризовать локальным числом Маха, а не абсолютной скоростью; в нашем случае численный расчет дает следующую зависимость M от угла:

$$M \approx 1.1 \sin \varphi. \quad (9.12)$$

При $\varphi = 30^\circ$ число Маха достигает $M = 0.55$, а в абсолютных единицах $v = 0.61 v_\infty$, т. е. только на 20% меньше, чем в случае несжимаемой жидкости. В любом случае ясно, что скорость течения велика, и поэтому можно ожидать быстрого развития неустойчивости тангенциального разрыва с последующим образованием турбулентного слоя, размывающего фронт.

Качественные свойства неустойчивости тангенциального разрыва

Неустойчивости тангенциального разрыва посвящена обширная литература (см. напр. обзор свойств малых возмущений [217] и работу [218], посвя-

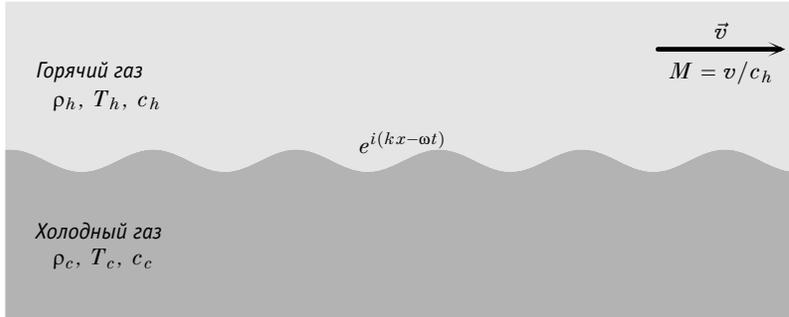


Рис. 80. К анализу неустойчивости тангенциального разрыва. Горячий, низкоплотный газ движется со скоростью \vec{v} относительно холодного, более плотного газа. На границу раздела наложены возмущения в виде плоских волн, $\exp(i(kx - \omega t))$, причем волновой вектор возмущения параллелен потоку. Для заданного значения волнового вектора ω может быть найдена из дисперсионного уравнения: (9.13) в чистой гидродинамике и (9.22) в МГД.

щенную численному моделированию нелинейной фазы). Сформулируем несколько широко известных свойств неустойчивости тангенциального разрыва, которые будут молчаливо использованы впоследствии.

1. Быстрее всего растут моды, волновой вектор которых параллелен потоку, по крайней мере при не очень высоких значениях скорости течения ($M < \sqrt{3}$ в случае равной плотности по обе стороны раздела [219]). Дальнейший анализ будет ограничен рассмотрением только таких параллельных возмущений.

2. Коротковолновые моды растут быстрее длинноволновых.

3. Возмущения растут экспоненциально, поэтому нелинейная стадия достигается достаточно быстро. В момент достижения нелинейной стадии амплитуда примерно равна длине волны первоначального линейного возмущения; затем возмущения с данной длиной волны сливаются в вихри большего размера. Таким образом, если удастся показать, что неустойчивы возмущения с длиной волны λ , можно с уверенностью утверждать, что образовавшийся турбулентный слой должен иметь толщину по меньшей мере λ .

Дисперсионное уравнение для возмущений границы раздела газов

Анализ устойчивости границы раздела удобно проводить через рассмотрение малых возмущений в виде плоских волн и решение соответствующего дисперсионного уравнения. Нам потребуется дисперсионное уравнение для случая возмущений границы раздела двух газов, обладающих настолько большой относительной тангенциальной скоростью, что важно учитывать их сжимаемость. Решение подобной задачи для случая несжимаемых жидкостей или сжимаемых газов одинаковой плотности можно найти в книге Ландау и Лифшица [219]. Аналогичное рассмотрение в случае газов разной плотности при-

водит после довольно длительных выкладок и отбрасывания устойчивых решений к дисперсионному уравнению в виде:

$$-\frac{1}{\omega^2} - \frac{c_h^2/c_c^2}{(\omega - M c_h k)^2} + \frac{1}{k^2 c_c^2} = 0, \quad (9.13)$$

где M — скорость течения горячего газа, выраженная через число Маха, а c_c и c_h — скорости звука в холодном и горячем газе (см. рис. 80). В эквивалентной форме это уравнение было найдено в работе [220].

Приложение к АЗ667

При применении уравнения (9.13) к холодному фронту в скоплении АЗ667 надо учесть то, что при приближении к холодному фронту внешний газ испытывает адиабатическое сжатие, и поэтому в нем меняется скорость звука. Локальная скорость звука связана с числом Маха следующим соотношением:

$$\frac{c_h^2}{c_\infty^2} = \frac{T_h}{T_\infty} = \frac{1 + 1/2(\gamma - 1)M_\infty^2}{1 + 1/2(\gamma - 1)M^2}, \quad (9.14)$$

где $M_\infty = 1$, а c_∞ — скорость звука во внешнем газе на бесконечности, которая для наблюдаемых значений температуры (табл. 17 на стр. 194) составляет $c_\infty = 1.37 c_c$.

При разумных значениях M уравнение (9.13) имеет два комплексных решения для частоты, одно из которых соответствует экспоненциально растущей моде. Время роста неустойчивости есть $\tau = (\text{Im } \omega)^{-1}$. Хотя формально неустойчивыми являются возмущения с любой длиной волны, для некоторых из них время роста может оказаться малым по сравнению со временем жизни. Характерным временем, с которым следует сравнивать τ , является время пролета холодного облака через скопление*: $\Delta t = L/M_\infty c_\infty$, где L — характерный размер скопления. Величина $\exp(\Delta t/\tau)$ есть фактор роста возмущения за время пролета облаком расстояния L ; если $\Delta t/\tau > 1 - 10$, соответствующее возмущение можно рассматривать эффективно неустойчивым, так как будет достаточно времени для его роста до нелинейной стадии.

Для наблюдаемых температур и $M_\infty = 1$ решение уравнения (9.13) с учетом (9.14) выражается приблизительным соотношением $\Delta t/\tau \simeq 11.8 M L/\lambda$, где $\lambda = 2\pi/k$ — длина волны возмущения. Учитывая далее распределение локального числа Маха вблизи фронта (ур. 9.12), имеем

$$\frac{\Delta t}{\tau} \simeq 3.3 \frac{L}{\lambda} \sin \varphi. \quad (9.15)$$

При типичном размере скопления $L = 1$ Мпк из этого соотношения следует, что возмущения с $\lambda = 10$ кпк неустойчивы ($\Delta t/\tau = 10$) при $\varphi = 1.7^\circ$; на $\varphi = 10^\circ$ неустойчивы моды $\lambda < 57$ кпк, а на $\varphi = 30^\circ$ — с $\lambda < 150$ кпк.

* Так как скорость движения холодного облака превышает скорость звука в его газе, облако должно было влететь в скопление извне, а не ускоряться где-либо вблизи его современного положения

Следует рассмотреть еще один эффект, ограничивающий время жизни возмущения. Дело в том, что линейные возмущения обладают ненулевой групповой скоростью $v_{\text{др}} = d\text{Re } \omega / dk$, и таким образом дрейфуют параллельно газовому потоку по мере своего роста. В некоторых случаях может оказаться, что возмущение успеет съехать на периферию фронта до того, как оно успеет вырасти до нелинейной стадии. Рассмотрим этот вопрос подробно. Анализ решений дисперсионного уравнения (9.13) показывает, что частота всегда прямо пропорциональна волновому вектору и поэтому групповая скорость равна фазовой, $v_{\text{др}} = \text{Re}(\omega)/k$. Более того, во всем диапазоне скоростей течения вблизи холодного фронта в А3667 мнимая часть комплексного решения для частоты с хорошей точностью пропорциональна своей действительной части:

$$\frac{\text{Re } \omega}{\text{Im } \omega} \simeq 0.70. \quad (9.16)$$

Отсюда следует простая связь между фактором роста возмущения, ζ , и его смещением из-за дрейфа:

$$\begin{aligned} \zeta &= \exp\left(\int \text{Im } \omega dt\right) \simeq \exp\left(1.43 \int \text{Re } \omega dt\right) = \\ &= \exp\left(1.43 k \int \frac{\text{Re } \omega}{k} dt\right) = \exp\left(1.43 k \int dl\right) = \exp\left(4.7 \frac{R}{\lambda} \frac{\Delta\varphi}{30^\circ}\right), \end{aligned} \quad (9.17)$$

где R — радиус кривизны фронта, а $\Delta\varphi$ — смещение волнового пакета по углу атаки. Подразумевая, как и ранее, что для перехода возмущения в нелинейную стадию требуется фактор роста e^{10} , получаем условие эффективной неустойчивости для фронта с радиусом $R = 410$ кпк:

$$\lambda < 190 \text{ кпк} \frac{\Delta\varphi}{30^\circ}. \quad (9.18)$$

Возмущения с большей длиной волны успевают съехать на периферию фронта до достижения нелинейности, однако ясно, что для возмущения с $\lambda = 10\text{--}30$ кпк условие неустойчивости (9.18) заведомо выполняется.

Итак, с большим запасом можно утверждать, что по всей поверхности фронта возмущения с длиной волны $\lambda < 20\text{--}30$ кпк являются неустойчивыми, и поэтому следует ожидать формирования турбулентного слоя по крайней мере такой толщины. Однако, это противоречит наблюдаемой малой толщине фронта < 5 кпк (см. стр. 205), и следовательно, неустойчивость тангенциального разрыва должна быть подавлена.

Общеизвестными механизмами подавления неустойчивости тангенциального разрыва являются: а) гравитационное поле и б) поверхностное натяжение на границе раздела газов. Рассмотрим эти механизмы применительно к холодному фронту в А3667.

Роль гравитации в подавлении неустойчивости

Если на тангенциальный разрыв приложено гравитационное поле, действующее по направлению от легкой к тяжелой жидкости, оно способно подавлять неустойчивость тангенциального разрыва. Условием устойчивости по отношению к синусоидальным возмущениям с волновым вектором k , параллельным потоку, является неравенство

$$\frac{g}{k} > v^2 \frac{\rho_c \rho_h}{\rho_c^2 - \rho_h^2} \quad (9.19)$$

(см. напр. [221]); таким образом, подавляются лишь длинноволновые моды, а коротковолновые, не удовлетворяющие этому условию, растут практически свободно. Учитывая, что $\rho_c \approx 4 \rho_h$, преобразуем условие (9.19):

$$\frac{g}{k} > v^2 \frac{\rho_c \rho_h}{\rho_c^2 - \rho_h^2} \approx v^2 \frac{\rho_h}{\rho_c} = v^2 \frac{T_c}{T_h} = v^2 \frac{T_c}{c_s^2 \mu m_p / \gamma} = \frac{T_c}{\mu m_p / \gamma} M^2 \quad (9.20)$$

Ускорение свободного падения вблизи фронта известно по результатам §30.2; подстановка его значения в полученное неравенство дает условие устойчивости в виде

$$\lambda [\text{кпк}] > 3500 M^2 = 4200 \sin^2 \varphi \quad (9.21)$$

Применяя это условие, получаем, что возмущения с $\lambda = 10$ кпк устойчивы лишь в пределах сектора $\varphi < 3^\circ$; на $\varphi = 5^\circ$ устойчивость достигается лишь при $\lambda > 32$ кпк, а на $\varphi = 30^\circ$ — при $\lambda > 1050$ кпк.

Таким образом, сила тяжести не может помешать возникновению турбулентного слоя толщиной 10–20 кпк практически на всей поверхности фронта. В свете этого представляется, что наиболее вероятным механизмом подавления неустойчивости фронта является поверхностное натяжение, создаваемое магнитным полем.

32.2 Подавление неустойчивости магнитным полем

Магнитное поле подавляет неустойчивость тангенциального разрыва в идеально проводящей плазме, если оно ориентировано примерно в направлении течения, и если его напряженность достаточно велика. Даже если в начальный момент времени магнитное поле как вне, так и внутри холодного фронта хаотично, тангенциальные движения плазмы, возникающие при обтекании фронта, способны создать требуемую магнитную конфигурацию (см. рис. 79 и обсуждение на стр. 207).

Анализ устойчивости тангенциального разрыва в МГД кардинально упрощается, если плазму можно считать несжимаемой. К счастью, в нашем случае это можно сделать, так как в рассматриваемом регионе, $\varphi < 30^\circ$, горячий газ движется с не очень большим числом Маха, $M \leq 0.55$, а холодных газ «чувствует» лишь фазовую скорость растущих возмущений, которая мала. Возможность применения приближения несжимаемости подтверждается тем,

что время роста гидродинамической неустойчивости, найденное из ур. (9.13), практически совпадает со значением, полученным в несжимаемом пределе, т. е. при $Mc_h \rightarrow v$, $c_c^2/c_h^2 \rightarrow \rho_h/\rho_c$, $c_c \rightarrow \infty$.

Дисперсионное уравнение для малых возмущений тангенциального разрыва в идеально проводящей несжимаемой плазме записывается в виде [222]:

$$\rho_h(\omega - kv)^2 + \rho_c\omega^2 = k^2 \left(\frac{B_h^2}{4\pi} + \frac{B_c^2}{4\pi} \right) \quad (9.22)$$

где B_h и B_c — напряженности магнитного поля в горячем и холодном газе (подразумеваем, что поле ориентировано параллельно течению), а ρ_h и ρ_c — плотности газов. Корни этого уравнения вещественны (т. е. разрыв устойчив), если выполняется условие

$$B_h^2 + B_c^2 > 4\pi \frac{\rho_h \rho_c}{\rho_h + \rho_c} v^2. \quad (9.23)$$

Напряженность магнитного поля вблизи фронта в А3667

Прежде, чем применять условие устойчивости (9.23) к холодному фронту в А3667, перепишем его в более наглядном виде в предположении о том, что магнитное давление либо мало по сравнению с газовым, либо отношение $p_{\text{маг}}/p_{\text{газ}}$ одинаково по обе стороны разрыва:

$$\frac{B_h^2}{8\pi} + \frac{B_c^2}{8\pi} > \frac{1}{2} \frac{\gamma M^2}{1 + T_c/T_h} p_{\text{газ}}. \quad (9.24)$$

Таким образом, при наблюдаемых значениях температуры для устойчивости фронта внутри сектора $\varphi < 30^\circ$, где скорость течения $M \leq 0.55$, требуется выполнение условия $(B_h^2 + B_c^2)/8\pi > 0.17 p$. Если размывание фронта за пределами этого сектора интерпретировать как зарождение неустойчивости (см. стр. 207), полученный нижний предел становится оценкой суммарного магнитного давления по обе стороны разрыва. Итак,

$$p_{\text{маг},h} + p_{\text{маг},c} = 0.17 p_{\text{газ}} \quad (9.25)$$

В принципе, мы должны учесть, что даже если магнитное поле слишком слабо для обеспечения устойчивости разрыва, оно все же тормозит рост возмущений:

$$\tau = (\text{Im } \omega)^{-1} = k^{-1} \left[v^2 \frac{\rho_c \rho_h}{(\rho_c + \rho_h)^2} - \frac{B_h^2 + B_c^2}{4\pi(\rho_c + \rho_h)} \right]^{-1/2}, \quad (9.26)$$

и следовательно может сделать разрыв эффективно устойчивым ($\Delta t/\tau < 1$, ср. с условием 9.15). Однако, при ближайшем рассмотрении оказывается, что по мере уменьшения напряженности магнитного поля ниже предельного значения, обеспечивающего устойчивость, его влияние на рост возмущений быстро становится пренебрежимо малым. Так, для B , составляющего 0.7–0.8

от предельного значения, время роста увеличивается только в 1.1–1.4 раза по сравнению со случаем $B = 0$.

Неопределенность оценки (9.25) в основном обусловлена неопределенностью положения границы устойчивости фронта $\varphi_{\text{сг}}$, а следовательно — скорости газа в той точке. Для интервала значений $\varphi_{\text{сг}} = 30^\circ \pm 10^\circ$ (что является довольно консервативной оценкой, см. рис. 78) из уравнений (9.23) и (9.12) находим, что значение напряженности магнитного поля должна быть находиться в интервале

$$0.09 p_{\text{газ}} < p_{\text{маг},h} + p_{\text{маг},c} < 0.23 p_{\text{газ}}. \quad (9.27)$$

Максимальная напряженность магнитного поля, $B = \max(B_h, B_c)$, находится в интервале $(4\pi p_{\text{маг}})^{1/2} < B < (8\pi p_{\text{маг}})^{1/2}$, где $p_{\text{маг}} = p_{\text{маг},h} + p_{\text{маг},c}$. Подставляя численные значения газового давления из табл. 17 и рис. 73, получаем численное значение $6 \text{ мкГс} < B < 14 \text{ мкГс}$.

Итак, основной вывод, следующий из рассмотрения гидродинамических неустойчивостей холодного фронта в АЗ667 заключается в том, что резкость фронта вблизи оси и постепенное размывание на больших углах по отношению к направлению движения вероятнее всего объясняется существованием слоя плазмы, в котором магнитное поле вытянуто параллельно фронту и имеет напряженность около 10 мкГс. Как уже упоминалось, подобный слой может формироваться при вытягивании магнитных силовых линий за счет сдвиговых движений плазмы. В результате напряженность магнитного поля в слое скорее всего выше, чем в остальном объеме скопления. Отсюда следует важный вывод: *магнитное давление составляет лишь малую фракцию теплового: $p_{\text{маг}}/p_{\text{газ}} \sim 0.1\text{--}0.2$ в магнитном слое и еще меньше вне слоя.* Этот вывод достаточно надежен: если, например, предположить, что магнитное давление примерно равно тепловому, то согласно уравнению (9.24), фронт был бы устойчив при скоростях вплоть до $M \sim 2(1 + T_c/T_h)^{1/2}\gamma^{-1/2} = 1.9$, т. е. по всей поверхности холодного облака.

Конечно, представленную оценку напряженности магнитного поля трудно сравнивать с измерениями по другим методикам, например по фарадеевскому вращению, которое обычно дает значения $B \sim 1 \text{ мкГс}$ [215]. С одной стороны наше измерение относится к плазме вблизи фронта, где поле усилено, а с другой, фарадеевское вращение непосредственно дает лишь интеграл параллельной к лучу зрения компоненты магнитного поля, взвешенный с плотностью плазмы, и поэтому полученные значения B сильно зависят от оценок плохо известной степени топологии магнитного поля.

Отметим, что для подавления неустойчивости не требуется полного упорядочения магнитного поля — достаточно лишь вытянуть магнитные линии так, чтобы добиться однородности поля на масштабах около сотен кпк, и тогда возмущения с длиной волны порядка 10 кпк будут подавлены, а возмущения с $\lambda > 100$ кпк и так просто не успевают вырасти (стр. 210).

Вытягивание магнитных силовых линий за счет сдвиговых движений плазмы вблизи тангенциального разрыва не является единственным механизмом, который может привести к образованию слоя с сильным однородным магнитным полем. Так, в работах [218, 223] показано, что даже слабое зародышевое магнитное поле, не способное остановить неустойчивость тангенциального разрыва, значительно усиливается в образующихся нелинейных вихрях, и после активных пересоединений силовых линий образует достаточно тонкий слой, в котором магнитные силовые линии вытянуты в направлении течения, а напряженность растет настолько, что делает границу раздела устойчивой, в результате чего течение плазмы становится квазиламинарным. Так или иначе, образование магнитного слоя представляется практически неизбежным; образовавшись, слой начинает работать как своего рода «магнитная изоляция», останавливающая диффузию и теплоперенос, и как «магнитная смазка» и «магнитная мембрана», обеспечивающая безвязкостный, ламинарный характер обтекания холодного фронта.

В заключение отметим, что структуры, похожие на холодные фронты в скоплениях A3667 и A2142 к настоящему времени уже обнаружены и в ряде других объектов: RXJ1720.1+2638 [224], A1795 [225], 1E0657–056 [226], а также в A496, A478, A2029, Zw3146, и таким образом, мы имеем дело с довольно распространенным явлением.

Глава 10

Граница между межзвездной и межгалактической средой в центральных галактиках скопления Кома

Скорость процессов переноса в межгалактической плазме до сих пор является довольно слабо изученным параметром, который потенциально способен сильно повлиять как на мелкомасштабные процессы, так и на глобальную структуру скоплений галактик. В качестве примера можно привести недавние оценки А. Лозба [227], которые показывают, что за время своей жизни скопления могли бы значительно охладиться за счет теплопереноса в окружающую холодную межгалактическую среду. Обычно, однако, считается, что теплопроводность сильно подавлена из-за наличия магнитного поля, и поэтому в большинстве теоретических исследований скоплений процессы переноса молчаливо игнорируются.

Теплопроводность плазмы интересным образом проявляется в процессе испарения облаков холодного газа, погруженных в горячую среду; данной теме посвящено большое количество теоретических исследований, начиная с работы Кови и Макки 1977 года [49, 228–231]. Задача об испарении имеет прямое отношение к проблеме выживания холодных газовых облаков в центральных областях скоплений, подверженных влиянию радиационного охлаждения [232, 233]. Обычным выводом, следующим из теоретических оценок, представленных в этих работах, является то, что плазменная теплопроводность должна быть подавлена в 10–100 раз по отношению к ее кулоновскому значению, иначе радиационное охлаждение с лихвой компенсировалось бы нагревом из-за теплопроводности и поэтому холодный газ в центрах скоплений не должен был бы наблюдаться [87]. Однако, прямых наблюдательных подтверждений подавленности теплопереноса в межгалактической плазме практически не существовало (единственный результат оценочного характера можно найти в работе [234]). С помощью наблюдений центра скопления Кома обсерваторией «Чандра» нам удалось обнаружить остатки холодной межзвездной среды в центральных галактиках скопления, и таким образом впервые непосредственно пронаблюдать облака холодного газа, находящиеся в контакте с горячей межгалактической средой [235].

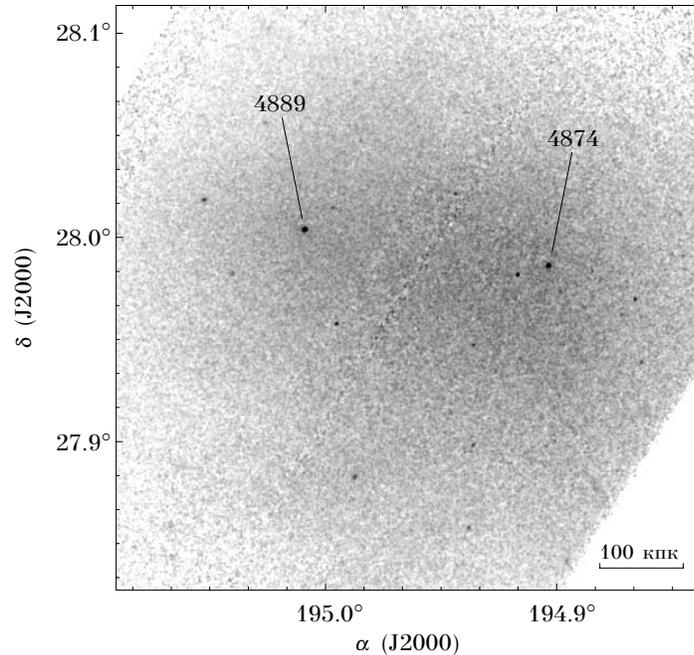


Рис. 81. Центральная область изображения скопления Комы, полученного обсерваторией «Чандра» в энергетической полосе 0.5–2 кэВ.

Более ранние наблюдения скопления Комы спутником РОСАТ показали, что данное скопление, которое раньше считалось образцом полностью релаксировавшей системы, на самом деле содержит структуры в широком диапазоне линейных размеров (см. § 5 и работы [39, 40, 44]). Обнаружены, в частности, зоны повышенной рентгеновской яркости с характерным размером около 100 кпк вокруг ярчайших эллиптических галактик скопления — NGC 4874 и NGC 4889 (см. § 1.1 и работу [41]). Недавние наблюдения спутника *XMM* подтвердили этот результат, но к тому же выявили компактные рентгеновские источники, совпадающие с центрами этих галактики, и неотличимые от точечных при угловом разрешении *XMM* [236, 237]. Ниже будет показано, что на самом деле данные источники имеют конечный размер (≈ 3 кпк) и являются остатками межзвездной среды с температурой 1–2 кэВ, сжатыми давлением горячей межгалактической среды скопления с температурой 9 кэВ, само существование которых довольно неожиданно.

§ 33 Наблюдения

Скопление Комы наблюдалось обсерваторией «Чандра» в серии из 6 наведений, выполненных осенью 1999 г., каждое из которых имело продолжи-

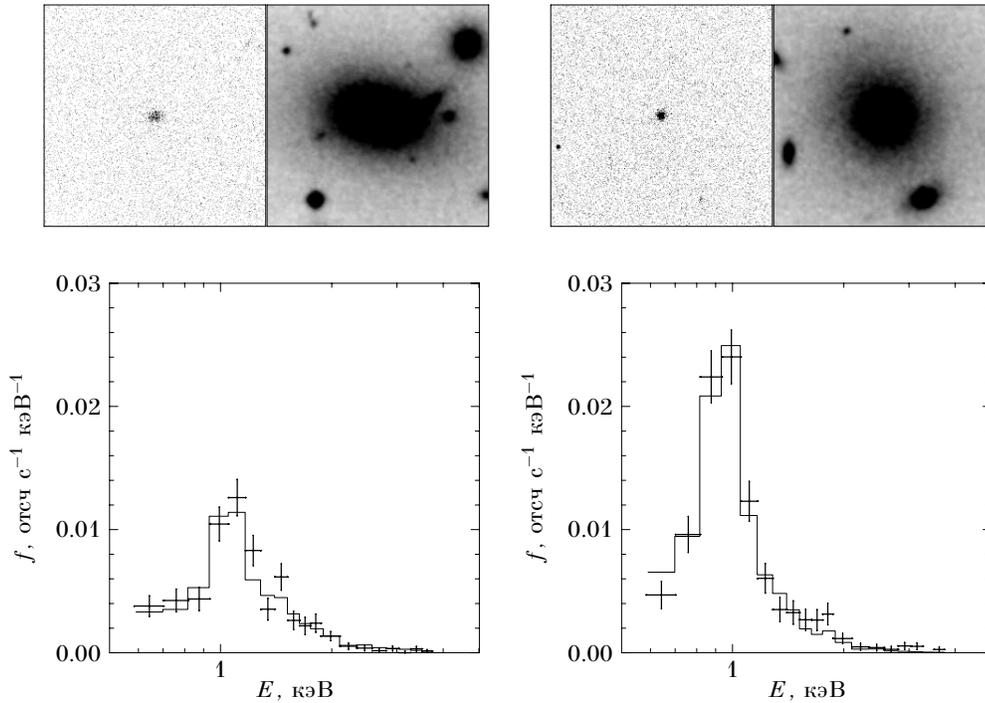


Рис. 82. Изображения и рентгеновские спектры галактик NGC 4889 (слева) и NGC 4874 (справа). Рентгеновские и оптические изображения имеют одинаковых угловой размер, $2' \times 2'$. Сплошной линией на спектрах показана наилучшая аппроксимация моделью MEKAL.

тельность около 10^4 сек. Во время одного из наведений галактика NGC 4874 попала в щель между ПЗС-матрицами; общее время экспозиции составило 48000 сек для NGC 4874 и 56000 сек для NGC 4889.

Центральная часть суммарного изображения скопления Кома представлена на рис. 81. На изображении четко видны слабые повышения поверхностной яркости с размером в одну-две минуты дуги, которые были ранее обнаружены спутником ROSAT. В центрах этих протяженных структур расположены достаточно яркие компактные источники, положение которых совпадает с оптическими центрами галактик. Наблюдаемые светимости в полосе 0.5–2 кэВ составляют 9.1×10^{40} для NGC 4874 и 7.6×10^{40} эрг с^{-1} для NGC 4889.

Обсерватория «Чандра», образно выражаясь, позволяет рассмотреть данные источники под увеличительным стеклом, так как ширина функции отклика рентгеновского телескопа, составляющая $1''$, соответствует линейному размеру всего лишь 0.68 кпк. Увеличенные рентгеновские, а также оптические, изображения галактик NGC 4874 и 4889 представлены на рис. 82. Видно, что рентгеновские источники в центрах галактик являются протяженными (это

Табл. 18. Результаты аппроксимации спектров

	kT (кэВ)	a (солн.)	$\chi^2/\text{ст. св.}$
NGC 4874.....	1.00 ± 0.04	$0.79^{+0.84}_{-0.22}$	23.5/16
NGC 4874 ($0''-1.5''$).....	0.85 ± 0.06	0.79^*	16.5/17
NGC 4874 ($1.5''-4''$).....	1.11 ± 0.08	0.79^*	14.1/17
NGC 4889	$1.82^{+0.22}_{-0.10}$	$1.3^{+\infty}_{-0.4}$	17.9/16

* — значение зафиксировано.

Статистические неопределенности соответствуют уровню достоверности 68%. Нижняя граница значения металличности, соответствующая 90%-му уровню достоверности, равна 0.43 для NGC 4874 и 0.81 для NGC 4889.

особенно очевидно в случае NGC 4874 так как изображение содержит точечный источник вблизи левой кромки), однако в отличие от типичных эллиптических галактик, в данном случае пространственное распределение рентгеновского излучения намного компактнее, чем распределение звезд.

Прежде всего рассмотрим спектральные характеристики наблюдаемого излучения. Прекрасное угловое разрешение спутника «Чандра» позволяет легко отделить излучение галактик от мощной подложки излучения межгалактической среды скопления. Спектры источников в NGC 4874 и 4889 извлекались в пределах кружков радиусом $7''$, что включает в себя практически все наблюдаемое излучение. Спектры фона собирались в кольцах $15''-30''$ вокруг галактик, и таким образом они включают в себя как настоящий фон детектора, так и локальную интенсивность излучения межгалактической среды.

В спектрах галактик за вычетом фона (рис. 82) наиболее заметными деталями являются комплексы эмиссионных линий вблизи энергии 1 кэВ, что является характернейшей особенностью излучения оптически тонкой низкотемпературной ($T \approx 1$ кэВ) плазмы. Действительно, наблюдаемые спектры отлично описываются моделью MEKAL [26], к которой приложено поглощение в межзвездной среде Галактики с толщиной $N_H = 9 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$, полученной из радиобзоров. Следовательно, можно сделать вывод, что наиболее вероятной природой рентгеновских источников является излучение «теплой» межзвездной среды. Источники не могут быть обусловлены суммарным излучением звезд, так как пространственные распределения рентгеновского излучения и оптического света очень сильно отличаются (рис. 82 и 83). Сколько-нибудь значительный вклад излучения рентгеновских двойных также можно исключить, так как обычно пространственное распределение рентгеновских источников в эллиптических галактиках повторяет распределение звезд, и к тому же они имеют совершенно другой, жесткий спектр [238].

Результаты измерения температуры и металличности межзвездной плазмы представлены в табл. 18 (статистические неопределенности здесь и далее соответствуют уровню достоверности 68% для одного интересного параметра). Средняя температура среды составляет 1.0 кэВ для NGC 4874 и 1.8 кэВ для

Табл. 19. Параметры распределения плотности межзвездного газа

	n_{e0} , см ⁻³	r_c , кпк	β	r_{cut} , кпк
NGC 4874	0.18 ± 0.02	0.8 ± 0.3	0.5^*	2.7 ± 0.4
NGC 4874, без обрыва.....	0.14 ± 0.02	2.4 ± 0.7	$1.8_{-0.5}^{+\infty}$...
NGC 4889	0.09 ± 0.01	2.0 ± 0.7	0.5^*	3.1 ± 0.3
NGC 4889, без обрыва.....	0.10 ± 0.01	3.3 ± 0.7	$1.7_{-0.5}^{+\infty}$...

* — значение зафиксировано.

NGC 4889. Металличность в обоих случаях близка к солнечному значению, что существенно выше металличности окружающего межгалактического газа, $a = 0.25 \pm 0.02$ [236]. В галактике NGC 4874 удалось также обнаружить систематическое уменьшение температуры межзвездной среды к центру, значимое на уровне достоверности 99% (рис. 83 и табл. 18). В галактике NGC 4889 никакой неизотермичности не обнаружено, но в этом случае, однако, статистические ошибки намного больше. Температура межгалактической среды в непосредственной близости к галактикам (в кольцах $10''-1'$) составляет 8.9 ± 0.4 кэВ для NGC 4874 и 9.2 ± 0.4 кэВ для NGC 4889.

Обратимся теперь к вопросу о пространственном распределении межзвездного газа. Полученный профиль поверхностной яркости галактики NGC 4874 показан на рис. 83 (в случае NGC 4889 ситуация качественно похожа). Количественные характеристики пространственного распределения межзвездной среды можно вывести из аппроксимации данного профиля некоторой модельной зависимостью. В качестве закона распределения плотности межзвездного газа использовалась β -модель, $n_e = n_0(1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta/2}$, обрезанная на некотором радиусе, r_{cut} . Величины n_0 , r_c , β и r_{cut} являются свободными параметрами аппроксимации. Необходимость обрезания профиля плотности на некотором радиусе обусловлена тем, что межзвездная среда подвержена сильному давлению горячей межгалактической плазмы, и поэтому, очевидно, не может распространяться за пределы радиуса, на котором достигается баланс внутреннего и внешнего давлений.

Пространственное распределение излучательной способности плазмы, соответствующее заданному распределению плотности, вычислялось с учетом наблюдаемого градиента температуры в NGC 4874 (рис. 83) и в предположении постоянства kT в случае NGC 4889. При аппроксимации учитывалось замывание профилей яркости за счет конечной ширины функции отклика телескопа. Было проверено, что модель функции отклика совпадает с наблюдаемым профилем точечного источника, расположенного в $\approx 1'$ к востоку от NGC 4874.

Сводка результатов аппроксимации наблюдаемых профилей яркости представлена в табл. 19. Значение параметра β практически не ограничивается данными из-за обычной корреляции между β и r_c и из-за конечного углового разрешения. В целом, данные допускают любое значение $\beta > 0.4$. Значения радиусов обрыва и ядра хорошо определены при условии $\beta < 1$. При боль-

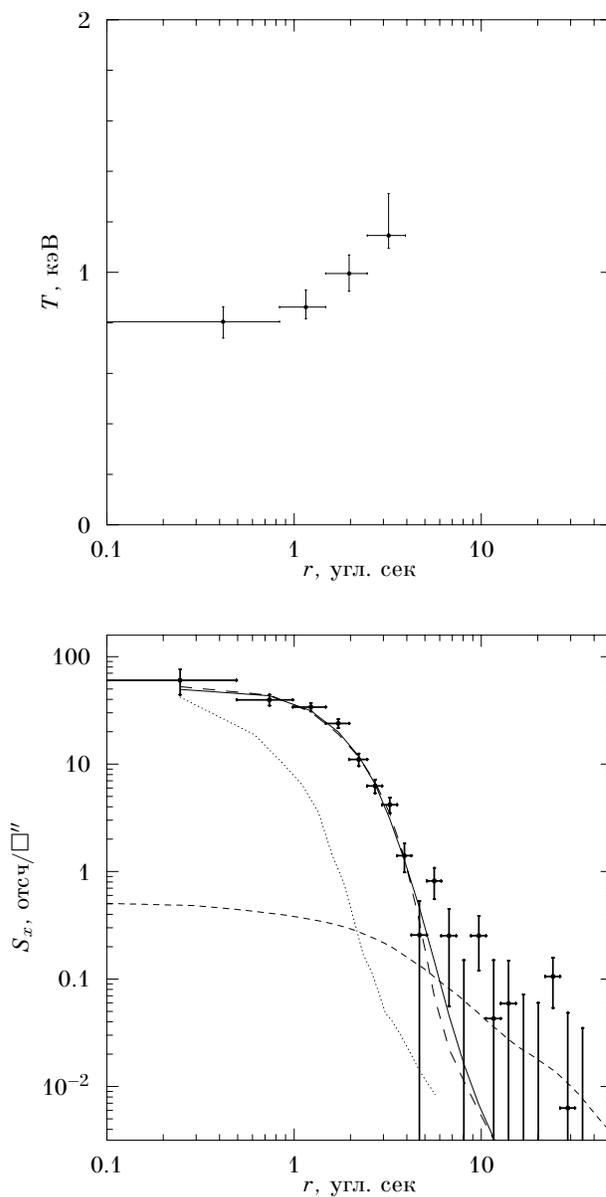


Рис. 83. *Сверху*: Профиль температуры в NGC 4874. *Снизу*: Профиль яркости галактики NGC 4874 в полосе 0.5–2 кэВ. Пунктирная линия соответствует профилю функции отклика телескопа. Сплошной линией показана наилучшая аппроксимация β -моделью, а длинно-штриховой — β -моделью с обрывом на $r = 4''$. Модельные зависимости для этих случаев практически не различаются из-за размывания за счет функции отклика. Штриховой линией показан профиль яркости галактики в оптическом диапазоне по данным телескопа им. Хаббла, умноженный на типичное отношение суммарной светимости рентгеновских двойных и оптической светимости [238]; таким образом, данный профиль должен соответствовать вкладу двойных в наблюдаемый рентгеновский поток.

ших значениях β значение радиуса обрыва начинает значительно превышать радиус ядра, и поэтому практически перестает влиять на модельный профиль яркости и становится неограниченным сверху. Для β -модели без обрыва требуются значения β , превышающие $1.2 - 1.3$, но в таком случае плотность резко уменьшается на радиусе $(1 - 2)r_c$, и таким образом профиль плотности все равно имитирует обрыв на радиусе, близком к полученному значению r_{cut} .

§ 34 Результаты

34.1 Баланс давлений межзвездной и межгалактической среды

Прежде всего интересно сравнить давление межзвездной среды на радиусе r_{cut} . Несмотря на то, что положение галактик вдоль луча зрения может быть достаточно произвольным, плотность межгалактической среды в их непосредственной близости может быть установлена достаточно надежно из-за того, что они окружены зонами повышенной поверхностной яркости [41]: $n_{\text{внеш}} = 2.9 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ вокруг NGC 4874 и $5.7 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ вокруг NGC 4889. Температура горячего газа в непосредственной близости к обеим галактикам составляет 9 кэВ (см. выше). Отсюда, с использованием параметров межзвездного газа из табл. 18 и 19, находим, что отношение давлений на радиусе $r = r_{\text{cut}}$ составляет $p_{\text{внут}}/p_{\text{внеш}} = 1.1 \pm 0.3$ для NGC 4874 и 1.2 ± 0.3 для NGC 4889. Таким образом, на том радиусе, на котором в распределении поверхностной яркости наблюдается обрыв плотности, достигается баланс внутреннего и внешнего давлений. Этот факт ясно указывает на то, что на пространственное распределение межзвездной среды оказывает сильное влияние мощное внешнее давление.

34.2 Характерные времена процессов в межзвездной среде

Выброс вещества звездами (звездный ветер) является наиболее вероятным источником холодного газа, так как металличность в нем значительно выше металличности окружающей межгалактической среды. Наблюдаемое количество газа, $(1.1 \pm 0.1) \times 10^8 M_{\odot}$ в NGC 4874 и $(1.6 \pm 0.3) \times 10^8 M_{\odot}$ в NGC 4889, будет выброшено звездами за время $t_* = M_{\text{газ}}/(\dot{M}_* L_{\text{опт}})$, где величина \dot{M}_* обозначает темп потери массы звездами на единицу оптической светимости. Используя общепринятое значение $\dot{M}_* = 1.5 \times 10^{-11} M_{\odot}/L_{\odot}$ в год [239] и значения оптической светимости внутри радиуса r_{cut} , измеренные по данным телескопа им. Хаббла [239], находим, что в обеих галактиках $t_* \approx 8 \times 10^8$ лет. Таким образом, количества вещества, выброшенного звездами, с избытком хватает для объяснения наблюдаемой массы холодного газа. Более того, если бы межзвездная среда не разрушалась, то за время жизни галактики в скоплении (не менее 3–5 млрд лет) было бы накоплено по меньшей мере в 3–5 раз большая масса, что обеспечило бы рентгеновскую светимость по крайней мере в 10 раз больше наблюдаемой. Важнейшими процессами, способными изменить состояние межзвездной среды, являются радиационное охлаждение, испарение за

счет втока тепла из окружающей межгалактической среды, внутренний нагрев за счет вспышек сверхновых и кинетической энергии звездного ветра, а также возможное смывание за счет лобового сопротивления окружающего газа. Рассмотрим данные процессы по отдельности.

Лобовое сопротивление. Если галактика движется относительно окружающей среды, ее межзвездный газ подвержен влиянию сил лобового сопротивления. Эффективность смывания газа за счет данного механизма сильно зависит от ряда факторов, в числе которых можно упомянуть скорость движения, коэффициент диффузии в плазме, гравитационное поле галактики и т. д. [240]. В нашем случае, однако, нет никаких указаний на воздействие лобового сопротивления на межзвездный газ: распределение холодного газа довольно симметрично и центрировано на оптические положения галактик с точностью, превышающей 0.5 кпк. Возможной причиной отсутствия сил лобового сопротивления является то, что галактики движутся вместе с наблюдаемыми оболочками газа размером 100 кпк.

Радиационное охлаждение. Сжатая межзвездная среда испускает достаточно мощное рентгеновское излучение, и таким образом должна терять энергию и охлаждаться. Характерное время охлаждения можно оценить как отношение тепловой энергии и светимости: $t_{\text{охл}} = 3M_{\text{газ}}kT/2\mu m_p L_x$. При наблюдаемых параметрах межзвездной среды находим $t_{\text{охл}} = 1.1 \times 10^8$ лет для NGC 4874 и 3.7×10^8 лет для NGC 4889. Погрешность оценки $t_{\text{охл}}$ составляет 10–20%.

Нагрев сверхновыми и звездным ветром. Вещество, выброшенное звездами, может нагреваться до рентгеновских температур за счет кинетической энергии выбросов, возникающих при вспышках сверхновых, а так же в меньшей степени — за счет кинетической энергии самого звездного ветра. Нагрев сверхновыми особенно важен в том случае, если в настоящее время идет активное звездообразование, чего не наблюдается в NGC 4874 и 4889. Уже через 10^9 лет после завершения активного звездообразования количество сверхновых в единицу времени сильно падает и соответственно темп нагрева уменьшается; средняя температура выбросов в эту эпоху не превышает ~ 0.5 кэВ [241]. Следовательно, в нашем случае нагрев сверхновыми и звездным ветром не может быть ответственным за поддержание температуры межзвездной среды на уровне $T = 1 - 1.8$ кэВ. Скорее, вброс свежего вещества является дополнительным механизмом охлаждения, которое имеет характерное время около t_* (см. выше); так как t_* значительно больше $t_{\text{охл}}$, данный процесс не представляет особой важности для энергетического баланса.

Испарение за счет теплопроводности. Достаточно холодная межзвездная среда соприкасается с горячей межгалактической плазмой, и поэтому возможен значительных вток тепла внутрь за счет плазменной теплопроводности. Следуя работе Кови и Макки [49], можно показать, что если коэффициент теплопроводности плазмы обусловлен кулоновским рассеянием частиц, то в нашем

случае поверхностная плотность потока тепла достигает насыщения на уровне

$$q_{\text{нас}} = 0.4(2T/\pi m_e)^{1/2} nT, \quad (10.1)$$

где n_e и T — плотность электронов и температура в окружающей среде. Данный вток тепла очень значителен и должен привести к быстрому испарению холодного газа. Из уравнения (64) в работе [49] находим, что в нашем случае время испарения составляет $t_{\text{исп}} \approx 3 \times 10^6$ лет для NGC 4874 и 2×10^6 лет для NGC 4889. Погрешность оценки $t_{\text{исп}}$ близка к 20%.

Итак, почти все рассмотренные процессы способны значительно изменить параметры межзвездной среды за время жизни галактики в скоплении. Среди них высокой скоростью выделяются радиационное охлаждение и особенно испарение за счет теплопроводности. Они успели бы по космическим масштабам времени практически мгновенно разрушить наблюдаемую межзвездную среду. Единственным выходом является точный баланс между данными процессами: количество энергии, высвечиваемое межзвездной средой в виде рентгеновского излучения должно компенсироваться притоком тепла внутрь холодных облаков за счет теплопроводности, а для этого необходимо, чтобы коэффициент плазменной теплопроводности был подавлен в $1/\eta = t_{\text{охл}}/t_{\text{исп}} \approx 30$ раз по отношению к классическому кулоновскому значению $\kappa_{\text{кул}} = 6 \times 10^{-7} (T/1 \text{ К})^{5/2}$. Вполне вероятной причиной подавленности теплопроводности через границу раздела является топология магнитного поля: большинство магнитных силовых линий в межзвездном газе не проходит в межгалактическую плазму.

34.3 Локальный тепловой баланс в NGC 4874

Для полного равновесия недостаточно обеспечить равенство потока тепла внутрь межзвездной среды за счет теплопроводности и ее полной рентгеновской светимости. На каждом радиусе должно выполняться также условие локального теплового баланса: дивергенция потока тепла должна равняться объемной излучательной способности плазмы. Интересно, что данные обсерватории «Чандра» позволяют проверить наличие локального теплового баланса в NGC 4874, где наблюдается радиальный градиент температуры и поэтому можно оценить поток тепла.

Условие локального теплового баланса записывается в виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = \varepsilon = \Lambda(T) n_e^2(r), \quad (10.2)$$

где $\Lambda(T)$ — т. н. функция охлаждения плазмы. При наблюдаемой металличности в интересующем нас диапазоне температур $\Lambda(T) \approx 10^{-22.40-0.25(T/\text{кэВ})}$. Кулоновская длина свободного пробега электронов в холодном газе составляет всего лишь 1–2 пк, что намного меньше, чем обычно наблюдаемые масштабы неоднородности магнитного поля в межзвездной среде. В этих условиях

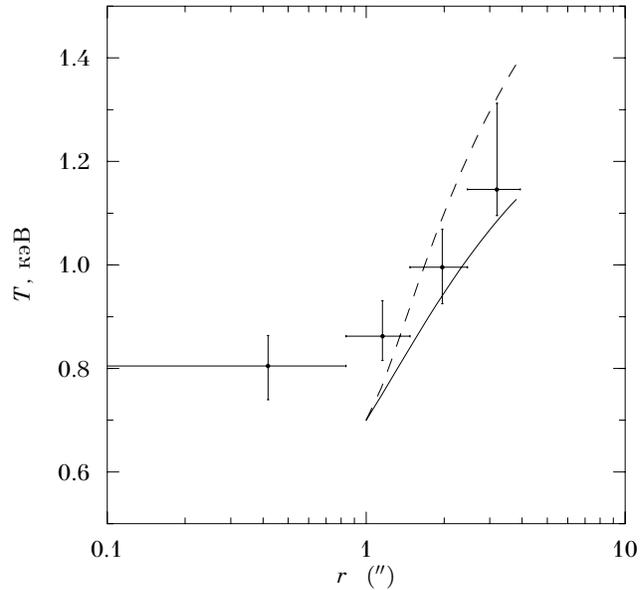


Рис. 84. Сравнение наблюдаемого температурного профиля в NGC 4874 и модельных профилей, обеспечивающих локальный тепловой баланс. Сплошная линия соответствует неподдавленному теплопереносу, а штриховая — случаю хаотически закрученных магнитных силовых линий.

коэффициент теплопроводности $\kappa = \kappa_{\text{кул}}$, если магнитные силовые линии в основном ориентированы в радиальном направлении [242], и $\kappa \approx 1/3 \kappa_{\text{кул}}$, если они хаотически закручены [243]. В обоих случаях уравнение (10.2) легко решить численно относительно T . Полученные зависимости находятся в неплохом согласии с наблюдаемым температурным профилем (рис. 84), особенно если учесть то, что проекция вдоль луча зрения и неидеальное угловое разрешение несколько замывают действительный градиент температур.

В случае NGC 4889 статистические ошибки в температурном профиле настолько велики, что они не позволяют оценить тепловой поток даже приблизительно. Однако, и в этом случае можно предположить, что вток тепла является главным источником нагрева межзвездной среды, так как ее температура слишком велика, чтобы ее можно было поддерживать за счет иных механизмов нагрева, таких как вспышки сверхновых.

34.4 Устойчивость баланса радиационного охлаждения и нагрева за счет теплопроводности

Итак, по всей видимости состояние межзвездной среды определяется тонким балансом между темпом ее нагрева за счет теплопроводности Q и темпом потери энергии за счет рентгеновского излучения L : $Q = L$. Рассмотрим во-

прос об устойчивости такой ситуации. Для этого найдем зависимость отношения L/Q от внешнего радиуса облака r_{cut} .

Выше уже упоминалось, что из-за резкого скачка температуры на $r = r_{\text{cut}}$ теплоперенос должен насыщаться, т. е. он ограничен максимальным количеством теплоты, которое способны перенести в единицу времени электроны внешнего горячего газа:

$$Q = 0.4 \eta (2T/\pi m_e)^{1/2} nT 4\pi r_{\text{cut}}^2, \quad (10.3)$$

где η — коэффициент подавления теплопереноса по отношению к кулоновскому значению. Легко видеть, что в этом случае зависимость Q от радиуса очень проста, $Q \sim r_{\text{cut}}^2$.

Зависимость объемной излучательной способности межзвездной плазмы от радиуса задается β -моделью, $\varepsilon \sim (1 + r^2/r_c^2)^{-3\beta}$. На малых радиусах, $r \ll r_c$, излучательная способность примерно постоянна, а при $r \gg r_c$ она резко уменьшается, и полная светимость сходится к постоянному значению. Иными словами, $L \sim r_{\text{cut}}^3$ при $r_{\text{cut}} \ll r_c$ и $L \rightarrow \text{const}$ при $r_{\text{cut}} \gg r_c$, и поэтому

$$L/Q \sim \begin{cases} r_{\text{cut}} & \text{при } r_{\text{cut}} \ll r_c, \\ r_{\text{cut}}^{-2} & \text{при } r_{\text{cut}} \gg r_c. \end{cases} \quad (10.4)$$

График подобной зависимости показан на рис. 85. Он пересекается с уровнем $L/Q = 1$ в двух точках, из которых левая, соответствующая режиму $r \ll r_c$, неустойчива. Действительно, слева от точки пересечения $L < Q$, т. е. нагрев происходит быстрее охлаждения и поэтому холодное облако начинает испаряться и его радиус испытывает дальнейшее сокращение. Напротив, сразу справа от точки пересечения $L > Q$, охлаждение доминирует, и поэтому облако начинает «впитывать» и охлаждать прилегающий горячий газ, вследствие чего его радиус растет [228]. С помощью аналогичных рассуждений легко убедиться, что правая точка пересечения, при $r_{\text{cut}} > r_c$, напротив, соответствует устойчивому равновесию. Как для NGC 4874, так и для NGC 4889, наблюдаемое значение r_{cut} составляет $(1.5 - 3)r_c$, а следовательно баланс нагрева и охлаждения должен быть устойчивым.

Радиус r_c является примерной границей двух зон — внутренней, в которой относительная глубина гравитационного потенциала мала по сравнению с температурой газа, и таким образом ролью гравитации можно пренебречь, и внешней, в которой гравитационное поле сильно влияет на распределение

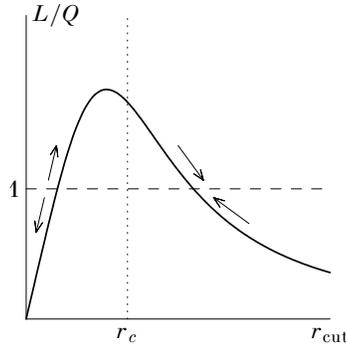


Рис. 85.

плотности газа. Таким образом, мы пришли к интересному выводу: устойчивый баланс нагрева и охлаждения холодного облака возможен лишь в том случае, если оно помещено в достаточно глубокую потенциальную яму. В отсутствие гравитации равновесие неустойчиво — облако либо испаряется, либо постоянно конденсирует на себя окружающий горячий газ; этот факт является давно известным результатом работы Макки и Кови [228].

* * *

Наблюдения центральной части скопления Кома спутником «Чандра» показали, что его самые яркие галактики, NGC 4874 и NGC 4889, сохранили часть своей межзвездной среды. Межзвездный газ с температурой 1–2 кэВ сжат мощным внешним давлением горячей межгалактической среды скопления в компактные облака радиусом всего лишь около 3 кпк. Теоретические оценки указывают на то, что холодные облака с наблюдаемыми параметрами не должны жить долго. В нормальной ситуации они либо быстро «надуются» за счет звездного ветра, либо полностью разрушатся за счет радиационного охлаждения или испарения вследствие тепла из горячего межгалактического газа. Сравнение важности различных процессов говорит о том, что состояние холодного межзвездного газа определяется тонким балансом нагрева за счет теплопроводности и охлаждения за счет рентгеновского излучения, что дает возможность измерить коэффициент теплопроводности на границе раздела сред: он равен $\approx 1/30$ от классического кулоновского значения. Данный результат явился первым прямым измерением коэффициента теплопроводности в межгалактической среде.

Заключение

Основным результатом диссертации является открытие 200 новых, в основном далеких, скоплений галактик и измерение эволюции функции масс скоплений между $z \approx 0.5$ и $z = 0$ на основе этой выборки. В вопросе о том, эволюционируют ли скопления галактик в данном интервале красных смещений, поставлена точка. Удалось не только убедительно продемонстрировать наличие систематических изменений различных свойств скоплений, но и хорошо измерить их темп.

Наблюдаемая эволюция приводит к довольно точному измерению комбинации параметра плотности Вселенной Ω и космологической постоянной Λ : $\Omega + 0.3\Lambda = 0.48 \pm 0.08$. Соответствующая полоса пересекается с ограничениями на Ω и Λ , следующими из наблюдений флуктуаций реликтового фона и сверхновых типа Ia на больших z , в малой окрестности вокруг точки $\Omega = 0.3$ и $\Lambda = 0.7$. Замечательное согласие независимых методик дает хорошую уверенность в правильности этих значений космологических параметров.

Достигнутая хорошая точность в определении Ω и Λ по эволюции скоплений во многом обусловлена применением нового метода интерпретации наблюдений, основанного на прямом измерении барионных масс скоплений, который позволяет избегать значительных систематических неопределенностей. В настоящее время точность метода обусловлена в основном статистическими ошибками из-за все еще недостаточно большого числа далеких скоплений. По мере расширения обзоров в будущем эволюция скоплений позволит приступить к более тонким тестам, например, к феноменологическому изучению природы космологической постоянной.

Создание обширного каталога далеких скоплений было бы невозможно без надежного и эффективного алгоритма их поиска на рентгеновских изображениях, разработка которого является одним из основных достижений представленной работы. Не составит труда применить данный алгоритм к будущим обширным архивным данным обсерваторий «Чандра» и *XMM*, что позволит исследовать эволюцию скоплений на еще больших красных смещениях, вплоть до $z > 1$, что необходимо для более тонким тестов.

Ряд алгоритмов анализа изображений, использованных для поиска далеких скоплений, имеет самостоятельное прикладное значение. В этой связи стоит выделить разработанный алгоритм вэйвлет-разложения, который оказался чрезвычайно полезным для исследования пространственной структуры протя-

женных источников. Этот метод легко обобщается для случая одновременного пространственного и спектрального анализа мелкомасштабных структур. Применение данного подхода к изучению протяженных источников по данным спутника *XMM* обещает стать очень продуктивным.

Помимо космологических исследований, рентгеновские наблюдения позволяют изучать физические процессы в горячем межгалактическом газе скоплений. Представленные исследования холодного фронта в скоплении A3667 и взаимодействия межгалактической и межзвездной среды в ярчайших галактиках скопления Кома являются хорошими примерами того, что с запуском обсерватории «Чандра» данная область астрофизики перестала носить описательно-морфологический характер и начала приобретать очертания точной науки.

Список литературы

- [1] Zwicky, F., *On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae*, ApJ, 1937, 86, 217.
- [2] Springel, V., White, S. D. M., Tormen, G., Kauffmann, G., *Populating a cluster of galaxies - I. Results at $z = 0$* , MNRAS, 2001, 328, 726.
- [3] Lynden-Bell, D., *Statistical mechanics of violent relaxation in stellar systems*, MNRAS, 1967, 136, 101.
- [4] Evrard, A. E., *Beyond N-body - 3D cosmological gas dynamics*, MNRAS, 1988, 235, 911.
- [5] Bertschinger, E., *Self-similar secondary infall and accretion in an Einstein-de Sitter universe*, ApJS, 1985, 58, 39.
- [6] Burles, S., Nollett, K. M., Turner, M. S., *Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology*, ApJ, 2001, 552, L1.
- [7] White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., Frenk, C. S., *The Baryon Content of Galaxy Clusters - a Challenge to Cosmological Orthodoxy*, Nature, 1993, 366, 429.
- [8] Sunyaev, R. A., Zel'dovich, Y. B., *The observations of relic radiation as a test of the nature of X-ray radiation from the clusters of galaxies*, Comments on Astrophysics and Space Physics, 1972, 4, 173.
- [9] Silk, J., White, S. D. M., *The determination of q_0 using X-ray and microwave observations of galaxy clusters*, ApJ, 1978, 226, L103.
- [10] Smoot, G. F., Bennett, C. L., Kogut, A., et al., *Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps*, ApJ, 1992, 396, L1.
- [11] Струков, И. А., Брюханов, А. А., Скулачев, Д. П., Сажин, М. В., *Анизотропия микроволнового фона*, Письма в АЖ, 1992, 18, 153.
- [12] Miller, A. D., Caldwell, R., Devlin, M. J., et al., *A Measurement of the Angular Power Spectrum of the Cosmic Microwave Background from $L = 100$ to 400*, ApJ, 1999, 524, L1.
- [13] de Bernardis, P., Ade, P. A. R., Bock, J. J., et al., *A flat Universe from high-resolution maps of the cosmic microwave background radiation*, Nature, 2000, 404, 955.
- [14] Hanany, S., Ade, P., Balbi, A., et al., *MAXIMA-1: A Measurement of the Cosmic Microwave Background Anisotropy on Angular Scales of $10' - 5^\circ$* , ApJ, 2000, 545, L5.

- [15] Halverson, N. W., Leitch, E. M., Pryke, C., et al., *Degree Angular Scale Interferometer first results: a measurement of the cosmic microwave background angular power spectrum*, ApJ, 2002, 568, 38.
- [16] Sievers, J. L., Bond, J. R., Cartwright, J. K., et al., *Cosmological parameters from Cosmic Background Imager observations and comparisons with BOOMERANG, DAS1, and MAXIMA*, astro-ph/0205387.
- [17] Taylor, A. C., et al., *First results from the Very Small Array - II. Observations of the CMB*, astro-ph/0205381.
- [18] Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, AJ, 1998, 116, 1009.
- [19] Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al., *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*, ApJ, 1999, 517, 565.
- [20] Efsthathiou, G., Moody, S., Peacock, J. A., et al., *Evidence for a non-zero Λ and a low matter density from a combined analysis of the 2dF Galaxy Redshift Survey and cosmic microwave background anisotropies*, MNRAS, 2002, 330, L29.
- [21] Eisenstein, D. J., Hu, W., Tegmark, M., *Cosmic Complementarity: Joint Parameter Estimation from Cosmic Microwave Background Experiments and Redshift Surveys*, ApJ, 1999, 518, 2.
- [22] Hubble, E., Humason, M. L., *The velocity-distance relation among extra-galactic nebulae*, ApJ, 1931, 74, 43.
- [23] Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., et al., *Final results from the Hubble Space Telescope key project to measure the Hubble constant*, ApJ, 2001, 553, 47.
- [24] Abell, G. O., *The distribution of rich clusters of galaxies.*, ApJS, 1958, 3, 211.
- [25] Raymond, J. C., Smith, B. W., *Soft X-ray spectrum of a hot plasma*, ApJS, 1977, 35, 419.
- [26] Mewe, R., Gronenschild, E. H. B. M., van den Oord, G. H. J., *Calculated X-radiation from optically thin plasmas*, 1985, 62, 197.
- [27] Sarazin, C. L., *The physics of cluster mergers*, in *Merging Processes in Clusters of Galaxies* (Dordrecht: Kluwer, 2001) astro-ph/0105418.
- [28] Jenkins, A., Frenk, C. S., Pearce, F. R., et al., *Evolution of structure in Cold Dark Matter universes*, ApJ, 1998, 499, 20.
- [29] Kravtsov, A. V., Klypin, A., Hoffman, Y., *Constrained simulations of the real universe. II. Observational signatures of intergalactic gas in the local supercluster region*, ApJ, 2002, 571, 563.
- [30] Cen, R., Ostriker, J. P., *A hydrodynamic approach to cosmology: The mixed dark matter cosmological scenario*, ApJ, 1994, 431, 451.
- [31] Peebles, P. J. E., *The large-scale structure of the universe* (Princeton University Press, 1980).
- [32] Donahue, M., Voit, G. M., Ω_m from the temperature-redshift distribution of EMSS clusters of galaxies, ApJ, 1999, 523, L137.

- [33] Eke, V. R., Cole, S., Frenk, C. S., Patrick Henry, J., *Measuring Ω_0 using cluster evolution*, MNRAS, 1998, 298, 1145.
- [34] Henry, J. P., *Measuring Cosmological Parameters from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures*, ApJ, 2000, 534, 565.
- [35] Blanchard, A., Sadat, R., Bartlett, J. G., Le Dour, M., *A new local temperature distribution function for X-ray clusters: cosmological applications*, 2000, 362, 809.
- [36] Reichart, D. E., Nichol, R. C., Castander, F. J., Burke, D. J., Romer, A. K., Holden, B. P., Collins, C. A., Ulmer, M. P., *A Deficit of high-redshift, high-luminosity x-ray clusters: evidence for a high value of Ω_m ?*, ApJ, 1999, 518, 521.
- [37] Grebenev, S. A., Forman, W., Jones, C., Murray, S., *Wavelet transform analysis of the small-scale X-ray structure of the cluster Abell 1367*, ApJ, 1995, 445, 607.
- [38] Slezak, E., Durret, F., Gerbal, D., *A wavelet analysis search for substructures in eleven X-ray clusters of galaxies*, AJ, 1994, 108, 1996.
- [39] Briel, U. G., Henry, J. P., Böhringer, H., *Observation of the Coma cluster of galaxies with ROSAT during the All-Sky survey*, A&A, 1992, 259, L31.
- [40] White, S. D. M., Briel, U. G., Henry, J. P., *X-ray archaeology in the Coma cluster*, MNRAS, 1993, 261, L8.
- [41] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., *Mass concentrations associated with extended X-ray sources in the core of the Coma cluster*, ApJ, 1994, 435, 162.
- [42] Sarazin, C. L., *X-ray observations of clusters of galaxies*, Rev. Mod. Phys., 1986, 58, 1.
- [43] Merritt, D., *Relaxation and tidal stripping in rich clusters of galaxies. III - Growth of a massive central galaxy*, ApJ, 1985, 289, 18.
- [44] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., *Another collision for the Coma cluster*, ApJ, 1997, 474, L7.
- [45] Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., Hornstrup, A., *A catalog of 203 galaxy clusters serendipitously detected in the ROSAT PSPC pointed observations*, ApJ, 1998, 502, 558.
- [46] Starck, J.-L., Murtagh, F., *Image restoration with noise suppression using the wavelet transform*, A&A, 1994, 288, 342.
- [47] Starck, J.-L., Pierre, M., *Structure detection in low intensity X-ray images*, A&AS, 1998, 128, 397.
- [48] Gehrels, N., *Confidence limits for small numbers of events in astrophysical data*, ApJ, 1986, 303, 336.
- [49] Cowie, L. L., McKee, C. F., *The evaporation of spherical clouds in a hot gas. I — Classical and saturated mass loss rates*, ApJ, 1977, 211, 135.
- [50] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., Murray, S., *Matched filter source detection applied to the ROSAT PSPC and the determination of the number-flux relation*, ApJ, 1995, 451, 542.
- [51] Pratt, W. K., *Digital image processing* (New York: JW, 1978).

- [52] Hasinger, G., Boese, G., Predehl, P., Turner, T., Yusaf, R., George, I., Rohrbach, G., *ROSAT PSPC: The off-axis point spread function, GSFC OGIP Calibration Memo CAL/ROS/93-015*, 1993.
- [53] Maccacaro, T., Gioia, I. M., Zamorani, G., et al., *A medium sensitivity X-ray survey using the Einstein Observatory - The log N-log S relation for extragalactic X-ray sources*, ApJ, 1982, 253, 504.
- [54] Hasinger, G., Burg, R., Giacconi, R., Hartner, G., Schmidt, M., Trumper, J., Zamorani, G., *A deep X-ray survey in the Lockman Hole and the soft X-ray LogN-LogS*, A&A, 1993, 275, 1.
- [55] Eddington, A. S., *The correction of statistics for accidental error*, MNRAS, 1940, 100, 354.
- [56] Murdoch, H. S., Crawford, D. F., Jauncey, D. L., *Maximum-Likelihood Estimation of the Number-Flux Distribution of Radio Sources in the Presence of Noise and Confusion*, ApJ, 1973, 183, 1.
- [57] Schmitt, J. H. M. M., Maccacaro, T., *Number-counts slope estimation in the presence of Poisson noise*, ApJ, 1986, 310, 334.
- [58] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., Murray, S., *ROSAT Extended Medium-Deep Sensitivity Survey: source counts for 130 fields*, ApJ, 1995, 451, 553.
- [59] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., Murray, S., *ROSAT Extended Medium-Deep Sensitivity survey: average source spectra*, ApJ, 1995, 451, 564.
- [60] Vikhlinin, A., Forman, W., *Detection of the angular correlation of faint X-ray sources*, ApJ, 1995, 455, L109.
- [61] Boyle, B. J., Griffiths, R. E., Shanks, T., Stewart, G. C., Georgantopoulos, I., *A deep ROSAT survey. I - The QSO X-ray luminosity function*, MNRAS, 1993, 260, 49.
- [62] Tozzi, P., Rosati, P., Nonino, M., et al., *New Results from the X-Ray and Optical Survey of the Chandra Deep Field-South: The 300 Kilosecond Exposure. II.*, ApJ, 2001, 562, 42.
- [63] Brandt, W. N., Alexander, D. M., Hornschemeier, A. E., et al., *The Chandra Deep Field North Survey. V. 1 Ms Source Catalogs*, AJ, 2001, 122, 2810.
- [64] Moretti, A., Lazzati, D., Campana, S., Tagliaferri, G., *The Brera Multiscale Wavelet Detection Algorithm Applied to the Chandra Deep Field-South: Deeper and Deeper*, ApJ, 2002, 570, 502.
- [65] Postman, M., Lubin, L. M., Gunn, J. E., Oke, J. B., Hoessel, J. G., Schneider, D. P., Christensen, J. A., *The Palomar Distant Clusters Survey. I. The Cluster Catalog*, AJ, 1996, 111, 615.
- [66] van Haarlem, M. P., Frenk, C. S., White, S. D. M., *Projection effects in cluster catalogues*, MNRAS, 1997, 287, 817.
- [67] McNamara, B. R., Vikhlinin, A., Hornstrup, A., Quintana, H., Whitman, K., Forman, W., Jones, C., *A Richness Study of 14 Distant X-Ray Clusters from the 160 Square Degree Survey*, ApJ, 2001, 558, 590.
- [68] Donahue, M., Scharf, C. A., Mack, J., et al., *Distant Cluster Hunting. II. A Comparison of X-Ray and Optical Cluster Detection Techniques and Catalogs from the ROSAT Optical X-Ray Survey*, ApJ, 2002, 569, 689.

- [69] Ponman, T. J., Allan, D. J., Jones, L. R., Merrifield, M., McHardy, I. M., Lehto, H. J., Luppino, G. A., *A Possible Fossil Galaxy Group*, *Nature*, 1994, 369, 462.
- [70] Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E., Wolter, A., Stocke, J. T., Morris, S. L., Henry, J. P., *The Einstein Observatory Extended Medium-Sensitivity Survey. I - X-ray data and analysis*, *ApJS*, 1990, 72, 567.
- [71] Stocke, J. T., Morris, S. L., Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R., Wolter, A., Fleming, T. A., Henry, J. P., *The Einstein Observatory Extended Medium-Sensitivity Survey. II - The optical identifications*, *ApJS*, 1991, 76, 813.
- [72] Henry, J. P., Gioia, I. M., Maccacaro, T., Morris, S. L., Stocke, J. T., Wolter, A., *The extended medium sensitivity survey distant cluster sample - X-ray data and interpretation of the luminosity evolution*, *ApJ*, 1992, 386, 408.
- [73] Rosati, P., della Ceca, R., Burg, R., Norman, C., Giacconi, R., *A first determination of the surface density of galaxy clusters at very low x-ray fluxes*, *ApJ*, 1995, 445, L11.
- [74] Rosati, P., della Ceca, R., Norman, C., Giacconi, R., *The ROSAT Deep Cluster Survey: The X-Ray Luminosity Function Out to $z=0.8$* , *ApJ*, 1998, 492, L21.
- [75] Scharf, C. A., Jones, L. R., Ebeling, H., Perlman, E., Malkan, M., Wegner, G., *The Wide-Angle ROSAT Pointed X-Ray Survey of Galaxies, Groups, and Clusters. I. Method and First Results*, *ApJ*, 1997, 477, 79.
- [76] Jones, L. R., Scharf, C., Ebeling, H., Perlman, E., Wegner, G., Malkan, M., Horner, D., *The WARPS Survey. II. The $\log N - \log S$ Relation and the X-Ray Evolution of Low-Luminosity Clusters of Galaxies*, *ApJ*, 1998, 495, 100.
- [77] Romer, A. K., Nichol, R. C., Holden, B. P., et al., *The Bright SHARC Survey: The Cluster Catalog*, *ApJS*, 2000, 126, 209.
- [78] Jones, C., Forman, W., *Einstein Observatory Images of Clusters of Galaxies*, *ApJ*, 1999, 511, 65.
- [79] Perlman, E. S., Horner, D. J., Jones, L. R., Scharf, C. A., Ebeling, H., Wegner, G., Malkan, M., *The WARPS Survey. VI. Galaxy Cluster and Source Identifications from Phase I*, *ApJS*, 2002, 140, 265.
- [80] Jones, C., Forman, W., *The structure of clusters of galaxies observed with Einstein*, *ApJ*, 1984, 276, 38.
- [81] Ю. А. Розанов, *Теория вероятностей, случайные процессы и математическая статистика* (М. Наука, 1989).
- [82] Cash, W., *Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio*, *ApJ*, 1979, 228, 939.
- [83] Д. Худсон, *Статистика для физиков* (М. Мир, 1967).
- [84] Ebeling, H., Edge, A. C., Fabian, A. C., Allen, S. W., Crawford, C. S., Boehringer, H., *The ROSAT Brightest Cluster Sample (BCS): The Cluster X-Ray Luminosity Function within $Z = 0.3$* , *ApJ*, 1997, 479, L101.
- [85] Soltan, A. M., Hasinger, G., Egger, R., Snowden, S., Truemper, J., *The large scale structure of the soft X-ray background. I. Clusters of galaxies.*, *A&A*, 1996, 305, 17.
- [86] Briel, U. G., et al., *ROSAT User's Handbook*, Tech. rep., MPE, 1996.

- [87] Fabian, A. C., *Cooling flows in clusters of galaxies*, ARA&A, 1994, 32, 277.
- [88] Edge, A. C., Stewart, G. C., Fabian, A. C., *Properties of cooling flows in a flux-limited sample of clusters of galaxies*, MNRAS, 1992, 258, 177.
- [89] Peterson, J. R., Paerels, F. B. S., Kaastra, J. S., et al., *X-ray imaging-spectroscopy of Abell 1835*, A&A, 2001, 365, L104.
- [90] Nichol, R. C., Holden, B. P., Romer, A. K., Ulmer, M. P., Burke, D. J., Collins, C. A., *Evolution in the X-ray cluster luminosity function revisited*, ApJ, 1997, 481, 644.
- [91] Rosati, P., Stanford, S. A., Eisenhardt, P. R., Elston, R., Spinrad, H., Stern, D., Dey, A., *An X-ray-selected galaxy cluster at $z = 1.26$* , AJ, 1999, 118, 76.
- [92] Sandage, A., *The redshift-distance relation. II. The Hubble diagram and its scatter for first-ranked cluster galaxies: a formal value for q_0* , ApJ, 1972, 178, 1.
- [93] Burstein, D., Heiles, C., *Reddenings derived from H I and galaxy counts - Accuracy and maps*, AJ, 1982, 87, 1165.
- [94] Hudson, M. J., Ebeling, H., *The environmental dependence of brightest cluster galaxies: Implications for large-scale flows*, ApJ, 1997, 479, 621.
- [95] Schmidt, M., Hasinger, G., Gunn, J., et al., *The ROSAT deep survey. II. Optical identification, photometry and spectra of X-ray sources in the Lockman field*, A&A, 1998, 329, 495.
- [96] McHardy, I. M., Jones, L. R., Merrifield, M. R., et al., *The origin of the cosmic soft X-ray background - Optical identification of an extremely deep ROSAT survey*, MNRAS, 1998, 295, 641.
- [97] Jones, L. R., Scharf, C. A., Perlman, E., Ebeling, H., Wegner, G., Malkan, M., *The WARPS Survey for faint Clusters of Galaxies*, in *Roentgenstrahlung from the Universe* (1996) (pp. 591–592), (pp. 591–592).
- [98] Soneira, R. M., Peebles, P. J. E., *A computer model universe - Simulation of the nature of the galaxy distribution in the Lick catalog*, AJ, 1978, 83, 845.
- [99] Mohr, J. J., Evrard, A. E., Fabricant, D. G., Geller, M. J., *Cosmological constraints from observed cluster X-ray morphologies*, ApJ, 1995, 447, 8.
- [100] Hattori, M., Ikebe, Y., Asaoka, I., et al., *A dark cluster of galaxies at redshift $z=1$* , Nature, 1997, 388, 146.
- [101] Tucker, W. H., Tananbaum, H., Remillard, R. A., *A search for 'failed clusters' of galaxies*, ApJ, 1995, 444, 532.
- [102] Schechter, P., *An analytic expression for the luminosity function for galaxies.*, ApJ, 1976, 203, 297.
- [103] Peebles, P. J. E., *Principles of physical cosmology* (Princeton University Press, 1993).
- [104] David, L. P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilik, S. D., Arnaud, K. A., *A catalog of intracluster gas temperatures*, ApJ, 1993, 412, 479.
- [105] Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Forman, W., Jones, C., Quintana, H., Hornstrup, A., *Evolution of cluster X-ray luminosities and radii: results from the 160 Square Degree ROSAT survey*, ApJ, 1998, 498, L21.

- [106] Kaiser, N., *Evolution and clustering of rich clusters*, MNRAS, 1986, 222, 323.
- [107] Edge, A. C., Stewart, G. C., Fabian, A. C., Arnaud, K. A., *An X-ray flux-limited sample of clusters of galaxies - evidence for evolution of the luminosity function*, MNRAS, 1990, 245, 559.
- [108] Gioia, I. M., Henry, J. P., Maccacaro, T., Morris, S. L., Stocke, J. T., Wolter, A., *The Extended Medium Sensitivity Survey distant cluster sample - X-ray cosmological evolution*, ApJ, 1990, 356, L35.
- [109] Vikhlinin, A., VanSpeybroeck, L., Markevitch, M., Forman, W., Grego, L., *Evolution of the cluster X-ray scaling relations since $z > 0.4$* , ApJ, 2002, 578, L107.
- [110] Mushotzky, R. F., *X-ray emission from clusters of galaxies*, Physica Scripta, 1984, 157.
- [111] Markevitch, M., *The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited*, ApJ, 1998, 504, 27.
- [112] Mohr, J. J., Mathiesen, B., Evrard, A. E., *Properties of the intracluster medium in an ensemble of nearby galaxy clusters*, ApJ, 1999, 517, 627.
- [113] Воеводкин, А. А., Вихлинин, А. А., Павлинский, М. Н., *Распределение масс барионов в близких скоплениях галактик*, Письма в АЖ, 2002, в печати.
- [114] Cavaliere, A., Menci, N., Tozzi, P., *The luminosity-temperature relation for groups and clusters of galaxies*, ApJ, 1997, 484, L21.
- [115] Voit, G. M., Bryan, G. L., *Regulation of the X-ray luminosity of clusters of galaxies by cooling and supernova feedback*, Nature, 2001, 414, 425.
- [116] Borgani, S., Rosati, P., Tozzi, P., et al., *Measuring Ω_m with the ROSAT Deep Cluster Survey*, ApJ, 2001, 561, 13.
- [117] Mushotzky, R. F., Scharf, C. A., *The luminosity-temperature relation at $z=0.4$ for clusters of galaxies*, ApJ, 1997, 482, L13.
- [118] Arnaud, M., Aghanim, N., Neumann, D. M., *The X-ray surface brightness profiles of hot galaxy clusters up to $z \sim 0.8$: Evidence for self-similarity and constraints on Ω_0* , 2002, 389, 1.
- [119] Novicki, M. C., Sornig, M., Henry, J. P., *The evolution of the galaxy cluster luminosity-temperature relation*, AJ, 2002, в печати.
- [120] Holden, B. P., Stanford, S. A., Squires, G. K., Rosati, P., Tozzi, P., Eisenhardt, P., Spinrad, H., *Moderate-temperature clusters of galaxies from the RDCS and the high-redshift luminosity-temperature relation*, AJ, 2002, 124, 33.
- [121] Markevitch, M., Vikhlinin, A., *Merger shocks in galaxy clusters A665 and A2163 and their relation to radio halos*, ApJ, 2001, 563, 95.
- [122] Markevitch, M., *On the discrepancy between Chandra and XMM temperature profiles for A1835* astro-ph/0205333.
- [123] White, D. A., *Deconvolution of ASCA X-ray data - II. Radial temperature and metallicity profiles for 106 galaxy clusters*, MNRAS, 2000, 312, 663.
- [124] Воеводкин, А. А., Вихлинин, А. А., Павлинский, М. Н., *Корреляция массы барионов и температуры межгалактической среды в близких скоплениях галактик*, Письма в АЖ, 2002, 28, 417.

- [125] Bryan, G. L., Norman, M. L., *Statistical properties of X-ray clusters: analytic and numerical comparisons*, ApJ, 1998, 495, 80.
- [126] Bower, R. G., Benson, A. J., Lacey, C. G., Baugh, C. M., Cole, S., Frenk, C. S., *The impact of galaxy formation on the X-ray evolution of clusters*, MNRAS, 2001, 325, 497.
- [127] Girardi, M., Giuricin, G., Mardirossian, F., Mezzetti, M., Boschin, W., *Optical mass estimates of galaxy clusters*, ApJ, 1998, 505, 74.
- [128] Evrard, A. E., Metzler, C. A., Navarro, J. F., *Mass estimates of X-ray clusters*, ApJ, 1996, 469, 494.
- [129] Loeb, A., Mao, S., *Evidence from gravitational lensing for a nonthermal pressure support in the cluster of galaxies Abell 2218*, ApJ, 1994, 435, L109.
- [130] Miralda-Escudé, J., Babul, A., *Gravitational lensing in clusters of galaxies: new clues regarding the dynamics of intracluster gas*, ApJ, 1995, 449, 18.
- [131] Miniati, F., Ryu, D., Kang, H., Jones, T. W., *Cosmic-ray protons accelerated at cosmological shocks and their impact on groups and clusters of galaxies*, ApJ, 2001, 559, 59.
- [132] Markevitch, M., Mushotzky, R., Inoue, H., Yamashita, K., Furuzawa, A., Tawara, Y., *Abell 2163: temperature, mass, and hydrostatic equilibrium*, ApJ, 1996, 456, 437.
- [133] Narayan, R., Bartelmann, M., *Lectures on gravitational lensing (1996)* astro-ph/9606001.
- [134] Henry, J. P., Arnaud, K. A., *A measurement of the mass fluctuation spectrum from the cluster X-ray temperature function*, ApJ, 1991, 372, 410.
- [135] Nevalainen, J., Markevitch, M., Forman, W., *The cluster M-T relation from temperature profiles observed with ASCA and ROSAT*, ApJ, 2000, 532, 694.
- [136] Markevitch, M., Vikhlinin, A., *Dark matter and baryon fraction at the virial radius in Abell 2256*, ApJ, 1997, 491, 467.
- [137] Markevitch, M., Vikhlinin, A., Forman, W. R., Sarazin, C. L., *Mass profiles of the typical relaxed galaxy clusters A2199 and A496*, ApJ, 1999, 527, 545.
- [138] Evrard, A. E., MacFarland, T. J., Couchman, H. M. P., et al., *Galaxy clusters in Hubble volume simulations: cosmological constraints from sky survey populations*, ApJ, 2002, 573, 7.
- [139] Bialek, J. J., Evrard, A. E., Mohr, J. J., *Effects of preheating on X-Ray scaling relations in galaxy clusters*, ApJ, 2001, 555, 597.
- [140] Allen, S. W., Schmidt, R. W., Fabian, A. C., *Cosmological constraints from the X-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with Chandra*, MNRAS, 2002, 334, L11.
- [141] Shimasaku, K., *Measuring the Density Fluctuation from the Cluster Gas Mass Function*, ApJ, 1997, 489, 501.
- [142] Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M., *A universal density profile from hierarchical clustering*, ApJ, 1997, 490, 493.

- [143] Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной* (М. Наука, 1975).
- [144] Vikhlinin, A., Forman, W., Jones, C., *Outer regions of the cluster gaseous atmospheres*, ApJ, 1999, 525, 47.
- [145] Peres, C. B., Fabian, A. C., Edge, A. C., Allen, S. W., Johnstone, R. M., White, D. A., *A ROSAT study of the cores of clusters of galaxies - I. Cooling flows in an X-ray flux-limited sample*, MNRAS, 1998, 298, 416.
- [146] White, D. A., Jones, C., Forman, W., *An investigation of cooling flows and general cluster properties from an X-ray image deprojection analysis of 207 clusters of galaxies*, MNRAS, 1997, 292, 419.
- [147] Fukazawa, Y., Makishima, K., Tamura, T., Ezawa, H., Xu, H., Ikebe, Y., Kikuchi, K., Ohashi, T., *ASCA measurements of silicon and iron abundances in the intracluster medium*, PASJ, 1998, 50, 187.
- [148] Ebeling, H., Voges, W., Bohringer, H., Edge, A. C., Huchra, J. P., Briel, U. G., *Properties of the X-ray-brightest Abell-type clusters of galaxies (XBACs) from ROSAT All-Sky Survey data - I. The sample*, MNRAS, 1996, 281, 799.
- [149] Snowden, S. L., McCammon, D., Burrows, D. N., Mendenhall, J. A., *Analysis procedures for ROSAT XRT/PSPC observations of extended objects and the diffuse background*, ApJ, 1994, 424, 714.
- [150] Cavaliere, A., Fusco-Femiano, R., *X-rays from hot plasma in clusters of galaxies*, 1976, 49, 137.
- [151] Navarro, J. F., Frenk, C. S., White, S. D. M., *Simulations of X-ray clusters*, MNRAS, 1995, 275, 720.
- [152] Bartelmann, M., Steinmetz, M., *A Comparison of X-ray and Strong Lensing Properties of Simulated X-ray Clusters*, MNRAS, 1996, 283, 431.
- [153] Binney, J., Tremaine, S., *Galactic dynamics* (Princeton Univ. Press, 1994).
- [154] Fabian, A. C., Hu, E. M., Cowie, L. L., Grindlay, J., *The distribution and morphology of X-ray-emitting gas in the core of the Perseus cluster*, ApJ, 1981, 248, 47.
- [155] Kriss, G. A., Cioffi, D. F., Canizares, C. R., *The X-ray emitting gas in poor clusters with central dominant galaxies*, ApJ, 1983, 272, 439.
- [156] Akritas, M. G., Bershady, M. A., *Linear regression for astronomical data with measurement errors and intrinsic scatter*, ApJ, 1996, 470, 706.
- [157] Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., Flannery, B. P., *Numerical Recipes* (Cambridge Univ. Press, 1992).
- [158] Mohr, J. J., Evrard, A. E., *An X-ray size-temperature relation for galaxy clusters: observation and simulation*, ApJ, 1997, 491, 38.
- [159] David, L. P., Arnaud, K. A., Forman, W., Jones, C., *Einstein observations of the Hydra A cluster and the efficiency of galaxy formation in groups and clusters*, ApJ, 1990, 356, 32.
- [160] Reiprich, T. H., Böhringer, H., *The mass function of an X-ray flux-limited sample of galaxy clusters*, ApJ, 2002, 567, 716.

- [161] Guth, A. H., Pi, S.-Y., *Fluctuations in the new inflationary universe*, Phys. Rev. Letters, 1982, 49, 1110.
- [162] Starobinskii, A. A., *Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations*, Phys. Lett., 1982, 117B, 175.
- [163] Hawking, S. W., *The development of irregularities in a single bubble inflationary universe*, Phys. Lett., 1982, 115B, 295.
- [164] Seljak, U., Zaldarriaga, M., *A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies*, ApJ, 1996, 469, 437.
- [165] Eisenstein, D. J., Hu, W., *Baryonic features in the matter transfer function*, ApJ, 1998, 496, 605.
- [166] Eisenstein, D. J., Hu, W., *Power spectra for Cold Dark Matter and its variants*, ApJ, 1999, 511, 5.
- [167] Bond, J. R., Efstathiou, G., *Cosmic background radiation anisotropies in universes dominated by nonbaryonic dark matter*, ApJ, 1984, 285, L45.
- [168] Press, W. H., Schechter, P., *Formation of galaxies and clusters of galaxies by self-similar gravitational condensation*, ApJ, 1974, 187, 425.
- [169] Eke, V. R., Cole, S., Frenk, C. S., *Cluster evolution as a diagnostic for Ω* , MNRAS, 1996, 282, 263.
- [170] Sheth, R. K., Tormen, G., *Large-scale bias and the peak background split*, MNRAS, 1999, 308, 119.
- [171] Hamilton, A. J. S., *Formulae for growth factors in expanding universes containing matter and a cosmological constant*, MNRAS, 2001, 322, 419.
- [172] Parodi, B. R., Saha, A., Sandage, A., Tammann, G. A., *Supernova Type Ia luminosities, their dependence on second parameters, and the value of H_0* , ApJ, 2000, 540, 634.
- [173] Mathiesen, B., Evrard, A. E., Mohr, J. J., *The effects of clumping and substructure on intracluster medium mass measurements*, ApJ, 1999, 520, L21.
- [174] Guth, A. H., *Inflationary universe: A possible solution to the horizon and flatness problems*, Phys. Rev. D, 1981, 23, 347.
- [175] Linde, A. D., *A new inflationary universe scenario: a possible solution of the horizon, flatness, homogeneity, isotropy and primordial monopole problems*, Phys. Lett., 1982, 108B, 389.
- [176] Albrecht, A., Steinhardt, P. J., *Cosmology for grand unified theories with radiatively induced symmetry breaking*, Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1220.
- [177] Rubino-Martin, J. A., et al., *First results from the Very Small Array - IV. Cosmological parameter estimation*, astro-ph/0205367, 2002.
- [178] Воеводкин, А. А., Вихлинин, А. А., 2003, готовится к публикации.
- [179] Старобинский, А. А., *Как определить эффективный потенциал переменного космологического члена*, Письма в ЖЭТФ, 1998, 68, 757.
- [180] Huterer, D., Turner, M. S., *Probing dark energy: Methods and strategies*, Phys. Rev. D, 2001, 64, 123527.

- [181] Vikhlinin, A., McNamara, B. R., Hornstrup, A., Quintana, H., Forman, W., Jones, C., Way, M., *X-Ray Overluminous Elliptical Galaxies: a new class of mass concentrations in the Universe?*, ApJ, 1999, 520, L1.
- [182] Griffiths, R. E., Tuohy, I. R., Brissenden, R. J. V., Ward, M. J., *Active galactic nuclei and star-forming galaxies - Contributing to the extragalactic X-ray flux*, MNRAS, 1992, 255, 545.
- [183] Hwang, U., Mushotzky, R. F., Burns, J. O., Fukazawa, Y., White, R. A., *Mass and metallicity of five X-ray-bright galaxy groups*, ApJ, 1999, 516, 604.
- [184] Bromley, B. C., Press, W. H., Lin, H., Kirshner, R. P., *Spectral classification and luminosity function of galaxies in the Las Campanas redshift survey*, ApJ, 1998, 505, 25.
- [185] Hoessel, J. G., *The photometric properties of brightest cluster galaxies. II - SIT and CCD surface photometry*, ApJ, 1980, 241, 493.
- [186] Charlot, S., Worthey, G., Bressan, A., *Uncertainties in the Modeling of Old Stellar Populations*, ApJ, 1996, 457, 625.
- [187] David, L. P., Jones, C., Forman, W., *Cosmological implications of ROSAT observations of groups and clusters of galaxies*, ApJ, 1995, 445, 578.
- [188] Gonzalez, A. H., Zabludoff, A. I., Zaritsky, D., Dalcanton, J. J., *Measuring the Diffuse Optical Light in Abell 1651*, ApJ, 2000, 536, 561.
- [189] Kraft, R. P., Burrows, D. N., Nousek, J. A., *Determination of confidence limits for experiments with low numbers of counts*, ApJ, 1991, 374, 344.
- [190] Burns, J. O., Ledlow, M. J., Loken, C., Klypin, A., Voges, W., Bryan, G. L., Norman, M. L., White, R. A., *The X-Ray Luminosity Function and Gas Mass Function for Optically Selected Poor and Rich Clusters of Galaxies*, ApJ, 1996, 467, L49.
- [191] Hickson, P., *Systematic properties of compact groups of galaxies*, ApJ, 1982, 255, 382.
- [192] Ponman, T. J., Bourner, P. D. J., Ebeling, H., Bohringer, H., *A ROSAT survey of Hickson's compact galaxy groups.*, MNRAS, 1996, 283, 690.
- [193] Sulentic, J. W., Rabaça, C. R., *Optical luminosity functions for compact groups of galaxies*, ApJ, 1994, 429, 531.
- [194] Lin, H., Kirshner, R. P., Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Schechter, P. L., *The luminosity function of galaxies in the Las Campanas redshift survey*, ApJ, 1996, 464, 60.
- [195] Mulchaey, J. S., Zabludoff, A. I., *The isolated elliptical NGC 1132: evidence for a merged group of galaxies?*, ApJ, 1999, 514, 133.
- [196] Mamon, G. A., *Are compact groups of galaxies physically dense?*, ApJ, 1986, 307, 426.
- [197] Muñoz, J. A., Falco, E. E., Kochanek, C. S., et al., *Multifrequency Analysis of the New Wide-Separation Gravitational Lens Candidate RX J0921+4529*, ApJ, 2001, 546, 769.
- [198] Markevitch, M., Sarazin, C. L., Vikhlinin, A., *Physics of the merging clusters Cygnus A, A3667, and A2065*, ApJ, 1999, 521, 526.

- [199] Röttgering, H. J. A., Wieringa, M. H., Hunstead, R. W., Ekers, R. D., *The extended radio emission in the luminous X-ray cluster A3667*, MNRAS, 1997, 290, 577.
- [200] Markevitch, M., Ponman, T. J., Nulsen, P. E. J., et al., *Chandra observation of Abell 2142: survival of dense subcluster cores in a merger*, ApJ, 2000, 541, 542.
- [201] Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., *A moving cold front in the intergalactic medium of A3667*, ApJ, 2001, 551, 160.
- [202] Vikhlinin, A., Markevitch, M., Murray, S. S., *Chandra estimate of the magnetic field strength near the cold front in A3667*, ApJ, 2001, 549, L47.
- [203] Sodre, L. J., Capelato, H. V., Steiner, J. E., Proust, D., Mazure, A., *The cluster of galaxies SC2008-57 (A3667)*, MNRAS, 1992, 259, 233.
- [204] Knopp, G. P., Henry, J. P., Briel, U. G., *ROSAT PSPC observations of Abell 3667*, ApJ, 1996, 472, 125.
- [205] Joffre, M., Fischer, P., Frieman, J., et al., *Weak gravitational lensing by the nearby cluster Abell 3667*, ApJ, 2000, 534, L131.
- [206] Katgert, P., Mazure, A., den Hartog, R., Adami, C., Biviano, A., Perea, J., *The ESO Nearby Abell Cluster Survey. V. The catalogue: Contents and instructions for use*, A&AS, 1998, 129, 399.
- [207] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (§ 122).
- [208] Moeckel, W. E., *Approximate method for predicting form and location of detached shock waves*, NACA Technical Note 1921, 1949, <http://naca.larc.nasa.gov/reports/1949/naca-tn-1921>.
- [209] Blondin, J. M., *The shadow wind in high-mass X-ray binaries*, ApJ, 1994, 435, 756, Программу гидродинамических расчетов, описанную в данной работе, можно найти на странице <http://wonka.physics.ncsu.edu/pub/VH-1>.
- [210] Colella, P., Woodward, P. R., *The piecewise parabolic method (PPM) for gas-dynamical simulations*, J. Comp. Phys, 1984, 54, 174.
- [211] Stone, J. M., Norman, M. L., *ZEUS-2D: A radiation magnetohydrodynamics code for astrophysical flows in two space dimensions. I - The hydrodynamic algorithms and tests.*, ApJS, 1992, 80, 753, Программу гидродинамических расчетов, описанную в данной работе, можно найти на странице http://zeus.ncsa.uiuc.edu/lca_intro_zeus3d.html.
- [212] Jones, T. W., Ryu, D., Tregillis, I. L., *The magnetohydrodynamics of supersonic gas clouds: MHD cosmic bullets and wind-swept clumps*, ApJ, 1996, 473, 365.
- [213] Spitzer, L., *Physics of fully ionized gases* (New York: Interscience, 1962).
- [214] Ettori, S., Fabian, A. C., *Chandra constraints on the thermal conduction in the intracluster plasma of A2142*, MNRAS, 2000, 317, L57.
- [215] Kim, K.-T., Kronberg, P. P., Tribble, P. C., *Detection of excess rotation measure due to intracluster magnetic fields in clusters of galaxies*, ApJ, 1991, 379, 80.
- [216] Fusco-Femiano, R., dal Fiume, D., Feretti, L., Giovannini, G., Grandi, P., Matt, G., Molendi, S., Santangelo, A., *Hard X-Ray radiation in the Coma cluster spectrum*, ApJ, 1999, 513, L21.

- [217] Gerwin, R. A., *Stability of the interface between two fluids in relative motion*, Reviews of Modern Physics, 1968, 40, 652.
- [218] Frank, A., Jones, T. W., Ryu, D., Gaalaas, J. B., *The magnetohydrodynamic Kelvin-Helmholtz instability: A two-dimensional numerical study*, ApJ, 1996, 460, 777.
- [219] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (§ 29 и задача к § 84).
- [220] Miles, J. W., *On the disturbed motion of a plane vortex sheet*, J. Fluid Mech., 1958, 4, 538, eq. 5.5.
- [221] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика* (§ 62).
- [222] Сыроватский, С. И., ЖЭТФ, 1953, 24, 622, (в изложении ЛЛ «Электродинамика сплошных сред», § 54; уравнение 9.22 получено следуя оригинальной работе в случае разных плотностей плазмы).
- [223] Jones, T. W., Gaalaas, J. B., Ryu, D., Frank, A., *The MHD Kelvin-Helmholtz instability. II. The roles of weak and oblique fields in planar flows*, ApJ, 1997, 482, 230.
- [224] Mazzotta, P., Markevitch, M., Vikhlinin, A., Forman, W. R., David, L. P., VanSpeybroeck, L., *Chandra observation of RX J1720.1+2638: a nearly relaxed cluster with a fast-moving core?*, ApJ, 2001, 555, 205.
- [225] Markevitch, M., Vikhlinin, A., Mazzotta, P., *Nonhydrostatic gas in the core of the relaxed galaxy cluster A1795*, ApJ, 2001, 562, L153.
- [226] Markevitch, M., Gonzalez, A. H., David, L., Vikhlinin, A., Murray, S., Forman, W., Jones, C., Tucker, W., *A textbook example of a bow shock in the merging galaxy cluster 1E 0657–56*, ApJ, 2002, 567, L27.
- [227] Loeb, A., *Are X-ray clusters cooled by heat conduction to the surrounding intergalactic medium?*, New Astronomy, 2002, 7, 279.
- [228] McKee, C. F., Cowie, L. L., *The evaporation of spherical clouds in a hot gas. II - Effects of radiation*, ApJ, 1977, 215, 213.
- [229] Balbus, S. A., McKee, C. F., *The evaporation of spherical clouds in a hot gas. III - Suprathermal evaporation*, ApJ, 1982, 252, 529.
- [230] McKee, C. F., Begelman, M. C., *Steady evaporation and condensation of isolated clouds in hot plasma*, ApJ, 1990, 358, 392.
- [231] Bandiera, R., Chen, Y., *The role of electric currents in saturated conduction. 1: General theory*, 1994, 284, 629.
- [232] Böhringer, H., Fabian, A. C., *Heat conduction boundary layers of condensed clumps in cooling flows*, MNRAS, 1989, 237, 1147.
- [233] Fabian, A. C., Canizares, C. R., Böhringer, H., *Mergers, cooling flows, and evaporation revisited*, ApJ, 1994, 425, 40.
- [234] Bechtold, J., Forman, W., Jones, C., Schwarz, J., van Speybroeck, L., Giacconi, R., Tucker, W., *The X-ray morphology of Abell 1367*, ApJ, 1983, 265, 26.
- [235] Vikhlinin, A., Markevitch, M., Forman, W., Jones, C., *Zooming in on the Coma cluster with Chandra: compressed warm gas in the brightest cluster galaxies*, ApJ, 2001, 555, L87.

- [236] Arnaud, M., Aghanim, N., Gastaud, R., et al., *XMM-Newton observation of the Coma Galaxy cluster. The temperature structure in the central region*, 2001, 365, L67.
- [237] Briel, U. G., Henry, J. P., Lumb, D. H., et al., *A mosaic of the Coma cluster of galaxies with XMM-Newton*, 2001, 365, L60.
- [238] Sarazin, C. L., Irwin, J. A., Bregman, J. N., *Chandra X-ray observations of the X-ray faint elliptical galaxy NGC 4697*, ApJ, 2001, 556, 533.
- [239] Faber, S. M., Gallagher, J. S., *H I in early-type galaxies. II - Mass loss and galactic winds*, ApJ, 1976, 204, 365.
- [240] Nulsen, P. E. J., *Transport processes and the stripping of cluster galaxies*, MNRAS, 1982, 198, 1007.
- [241] David, L. P., Forman, W., Jones, C., *The evolution of the interstellar medium in elliptical galaxies. I - The early wind phase*, ApJ, 1990, 359, 29.
- [242] Malyshkin, L., Kulsrud, R., *Transport phenomena in stochastic magnetic mirrors*, ApJ, 2001, 549, 402.
- [243] Narayan, R., Medvedev, M. V., *Thermal conduction in clusters of galaxies*, ApJ, 2001, 562, L129.