

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

*Воеводкин Алексей Александрович*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НОРМИРОВКИ И НАКЛОНА СПЕКТРА МОЩНОСТИ  
ФЛУКТУАЦИЙ ПЛОТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ФУНКЦИИ МАСС  
БАРИОНОВ БЛИЗКИХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК.

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физ.-мат. наук А. А. Вихлинин

Москва – 2004



*Моему научному руководителю Алексею Вихлинину.*



# Оглавление

Введение	7
<b>1 Создание подборки скоплений</b>	<b>13</b>
1.1 Анализ рентгеновских данных	15
1.1.1 Обработка изображений	15
1.1.2 Определение яркости фона на изображениях	16
1.2 Измерение рентгеновского потока	18
1.2.1 Поправки к измерению потока по данным из Обзора всего неба	19
1.3 Выборка легшая в основу работы	22
<b>2 Измерение массы барионов</b>	<b>29</b>
2.1 Измерение массы барионов в скоплениях	29
2.1.1 Измерение массы газа	30
2.1.2 Влияние несферичности изображения скопления на измерение массы газа	33
2.1.3 Учет вклада звезд	34
2.1.4 Определение массы барионов у скоплений с некачественными рентгеновскими данными	38
2.2 Корреляция массы барионов и температуры	41
<b>3 Функция масс барионов</b>	<b>49</b>
3.0.1 Вычисление объема	49
3.1 $L_X - M_b$ корреляция	51
3.2 Наблюдаемая функция масс	52
3.2.1 Тесты на полноту выборки	53
<b>4 Определение нормировки и наклона</b>	<b>57</b>
4.1 Основные идеи	57
4.1.1 Описание метода	62

4.1.2	Зависимости полной и барионной функций масс от космо- логии . . . . .	63
4.1.3	Практическая реализация метода . . . . .	69
4.2	Результаты . . . . .	70
4.2.1	Использование эволюции функции масс барионов для опре- деления $\Omega_M$ и $\Omega_\Lambda$ . . . . .	74
4.2.2	Влияние возможных систематических неопределенностей на полученные результаты . . . . .	76
4.3	Преимущества и недостатки метода . . . . .	82
	<b>Заключение</b>	<b>85</b>
	<b>Список литературы</b>	<b>87</b>

# Введение

Скопления галактик крупнейшие гравитационно связанные объекты во Вселенной, являются одним из инструментов, используемых в наблюдательной космологии. Образовавшись из высоко амплитудных флуктуаций поля плотности, скопления несут в себе информацию о свойствах этого поля — амплитуде и средней плотности вещества, что может быть эффективно использовано при проведении космологических исследований. Помимо этого, образовавшись из флуктуаций достаточно больших линейных размеров, скопления несут в себе информацию о доле тех или иных компонент материи в составе Вселенной, что также широко используется при проведении некоторых тестов.

В этой работе скопления галактик также используются для проведения космологических исследований. Поэтому рассмотрим их свойства более подробно.

Основными составляющими компонентами скоплений галактик являются — темная материя, межгалактический газ и галактики. Рассмотрим поочередно каждую из них.

Темная материя — является самой массивной и мало изученной компонентой скоплений галактик. Первое свидетельство ее существования было получено Цвикки в 1937г. [1] при попытке определить массу скопления по дисперсии скоростей галактик. Темная материя составляет 80–90% от полной массы скопления и считается бесстолкновительной, так как до сих не удалось зарегистрировать ее не гравитационного взаимодействия ни с обычным, видимым веществом, ни с самой собой. Ее точное распределение в скоплении еще до конца не понято, так как она не наблюдается непосредственно. Однако численные эксперименты показывают, что профиль плотности темной материи может быть аппроксимирован зависимостью [2]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{x(1+x)^2}, \quad (1)$$

где  $x = r/r_s$ , а  $r_s$  — некий скалирующий радиус, который может быть выражен через радиус скопления.

Межгалактический газ — является следующей компонентой по вкладу в полную массу скоплений. Его масса составляет  $\sim 10\text{--}15\%$  от полной массы скопления. В основном это ионизованная, водородо–гелиевая плазма с температурой в несколько кэВ, слегка обогащенная тяжелыми элементами. Имея столь высокую температуру, межгалактический газ проявляет себя в рентгеновском диапазоне, что интенсивно используется при изучении скоплений. Для аппроксимации профилей плотности скоплений часто используется т.н.  $\beta$ -модель [3]:

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

здесь  $r_c$  радиус ядра скопления (составляет примерно  $125h^{-1}$  кпк), а  $\beta$  наклон профиля яркости скопления на рентгеновском изображении (Его типичные значения лежат в диапазоне 0.6–0.9).

Галактическая компонента скоплений, породившая название «скопление галактик», составляют примерно 1% от полной массы скопления. Галактики проявляют себя в оптическом диапазоне. Их примерно несколько десятков в бедных скоплениях и около тысячи галактик содержат самые крупные и массивные скопления. С их помощью впервые были сделаны оценки масс скоплений и открыта темная материя [1], а именно применение теоремы вириала к гравитационно связанной системе галактик дает:  $M \sim R\sigma^2/G$ , где  $R$  радиус рассматриваемой системы (в нашем случае скопления галактик), а  $\sigma$  дисперсия скоростей галактик. Помимо определения массы скопления по дисперсий скоростей галактик, фоновые галактики также используются при определении массы методом гравитационного линзирования (см. например [4]), где масса скопления определяется по искажению изображений дисков галактик из-за действия гравитационного поля создаваемого темной материей.

Так как нашей целью является определение космологических параметров при помощи скоплений, рассмотрим теперь, как и почему они используются в космологических исследованиях.

### **Использование скоплений для космологических исследований**

На масштабах возмущений поля плотности из которых образовались скопления основную роль играет гравитация, под действием которой происходит их рост и окончательное формирование. Очевидно, что из возмущений разной амплитуды образуются скопления разной массы, а знание числа скоплений определенной массы в единице объема, позволяет судить о спектре возмущений плотности (его нормировке —  $\sigma_8$ , и наклоне —  $\Omega_M h$ , подробнее см. главу 4). Поэтому

скопления являются привлекательными объектами, с точки зрения их использования в космологических исследованиях.

Для использования скоплений нужно знать их полную массу. Однако ее непосредственное измерение затруднено тем, что основная доля массы содержится в не наблюдаемой темной материи. Поэтому обычно используют другие, более легко измеримые характеристики скоплений. Так, температура межгалактического газа в скоплении тесно связана с глубиной потенциальной ямы в которой он находится, а следовательно и с полной массой скопления. Для сферически симметричного, изотермичного облака газа эта связь может быть записана в виде  $M = NT^{3/2}$ , где  $N$  нормировка, причем небольшие отклонения от сферической симметрии и гидростатического равновесия не оказывают сильного влияния на вид корреляции, что видно из компьютерных моделирований [5, 6] и прямых измерений [7]. Следовательно, используя данное корреляционное соотношение, определение параметров спектра мощности можно производить с помощью температурной функции. Впервые подобная методика была использована в работе Генри и Арно [8], и затем повторена во многих работах. Основное отличие между собой данных работ заключается в том, как определена нормировка  $N$ , из компьютерных моделирований или наблюдений, и какие эффекты при этом учитывались. Знание нормировки в  $M - T$  корреляции является очень важным, так как к ней очень чувствительна функция температур, а параметры спектра мощности, в свою очередь, чувствительны к данной функции.

Существует множество способов определения нормировки в  $M - T$  корреляции. Наиболее часто используются: численное моделирование скоплений, гравитационное линзирование или оценка полной массы по температуре. Полученные разными способами, нормировки не только плохо согласуются между собой, но и обладают собственной ошибкой присущей каждому методу, что сильно влияет на окончательный результат. Например 30% неопределенность в нормировке  $M - T$  корреляции, приведет к 20% неопределенности в нормировке спектра мощности и к 30% неопределенности его наклона [9]. Вследствие применения разных методик, и трудности точного нахождения нормировки в  $M - T$  корреляциях, в различных работах по определению параметров спектра мощности можно встретить сильно отличающиеся между собой результаты. Например, в работе [10], основанной на численных моделированиях, получено значение  $\sigma_8 = 1.12$ . В других подобных работах [11, 12], найденные значения оказались равными 0.9 и 0.6 соответственно. В работах [13, 14, 15, 16, 17], где в основу положен метод слабого гравитационного линзирования, значения  $\sigma_8$  покрывают диапазон 0.6–1.0. Аналогична ситуация и при определении нормировки в  $M - T$  корреляции при непосредственном ее построении из экспериментальных данных [18, 19, 20]. Что касается оценок  $\Omega_M h$ , делаемых в подобных работах, то здесь ситуация еще хуже, и его значения покрывают диапазон от 0.08 до 0.7.

Другой, подобный описанному, метод определения параметров спектра мощности основывается на использовании корреляции полной массы и светимости скопления, с помощью которой, строится так называемая функция светимостей.  $M - L$  корреляция имеет гораздо больший разброс ( $\sim 50\%$ ), чем  $M - T$  корреляция, но светимости скоплений измерять гораздо легче чем их температуры, поэтому функции светимостей могут быть построены на основе гораздо большего числа скоплений. Для построения  $M - L$  корреляции опять таки нужно знание полной массы скопления. Для ее оценки обычно используется комбинация  $L - T$  и  $M - T$  корреляций см. например [21], или как это было сделано в работе [18], оценка массы производится при предположении гидростатического равновесия и того, что зависимость плотности темной материи от радиуса описывается  $\beta$ -моделью (уравнение (2)). Результаты полученные с помощью функции светимости подвержены тем же систематическим ошибкам, что и при использовании температурной функции, и покрывают такой же диапазон значений [22].

В этой работе разработан и применен новый подход, позволяющий обойти значительную часть вышеупомянутых проблем. Он основан на использовании функции масс барионов. Дело в том, что теория образования скоплений предсказывает, что массовая доля барионов должна быть одной и той же во всех скоплениях [23]. Откуда следует, что функция масс барионов отличается от функции полных масс на постоянный фактор. Поэтому, имея легко измеримые массы барионов скоплений, можно воспроизводить функцию полных масс и делать измерения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M h$ , избегая трудностей связанных с оценкой полных масс скоплений. Применение данного подхода позволяет существенным образом повысить точность определения параметров спектра мощности, в чем и заключается его преимущество перед методиками описанными выше.

Стоит отметить, что определение космологических параметров с помощью скоплений галактик является прекрасным дополнением к таким хорошо известным методикам, как использование флуктуаций реликтового фона (см. например [24]) или сверхновых типа Ia (например [25]). Каждая из этих методик обладает своими достоинствами и недостатками. Основным недостатком всех методик является вырождение определяемых параметров, т.е. каждым методом возможно определить лишь некоторую комбинацию параметров. Поэтому для надежных космологических измерений важно иметь несколько независимых методик, одной из которых и посвящена данная работа.

### **Краткое содержание работы**

Работа посвящена определению нормировки и наклона спектра мощности первичных флуктуаций плотности с помощью функции масс барионов близких

скоплений галактик. Для решения этой задачи необходимо иметь статистически полную выборку близких скоплений. Составлению такой выборки посвящена первая часть диссертации, где из обширных каталогов, покрывающих все небо, отбираются скопления с рентгеновскими данными позволяющими достаточно надежно производить оценки масс межгалактического газа. При этом подробно рассматривается надежность отбора скоплений на основе правильности измерения их рентгеновского потока.

Во второй части подробно рассматривается вопрос измерения массы межгалактического газа, а также учета вклада звездной компоненты в суммарную массу барионов скоплений. Далее описывается метод оценки массы барионов для скоплений с некачественными рентгеновскими данными. Использование этого метода позволило понизить критерии качества данных при составлении подборки, чем значительно увеличить число ее членов и повысить статистическую значимость полученных результатов. Также построена корреляция массы барионов в скоплениях и температуры межгалактического газа, которая может быть использована при изучении моделей дополнительного нагрева межгалактического газа.

В третьей части рассказывается о корреляции массы барионов и светимости скоплений и построении на ее основе функции сопутствующего объема, в котором возможно пронаблюдать скопление заданной массы. После чего, строится функция масс барионов и рассматривается тест на полноту выборки.

Четвертая часть посвящена методике измерения космологических параметров с помощью функции масс барионов. Ставятся ограничения на нормировку и наклон спектра мощности. Рассматриваются вопросы о зависимости поставленных ограничений от значений других космологических параметров, таких как постоянная Хаббла и средняя плотность барионов во Вселенной. Также рассмотрены вопросы о влиянии на полученные результаты предположений, сделанных при измерениях массы барионов.

Измерения светимостей и потоков проводятся в диапазоне 0.5–2.0 кэВ, а измерения, при которых необходимо знание космологии, проводятся в предположении  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ ,  $\Omega_b h^2 = 0.0224$ . Постоянная Хаббла рассматривается в единицах  $100 \text{ км с}^{-1} \text{ Мпк}^{-1}$  и полагается равной  $h = 0.71$ .



## Глава 1

# Создание подборки скоплений

Создание статистически полной подборки скоплений является необходимым условием их использования для космологических измерений. Очевидно, что при этом важно произвести однородный отбор скоплений с как можно большего участка неба. Поставленной задаче удовлетворяет обзор всего неба спутником *ROSAT* [26]. Из данного обзора было составлено несколько каталогов с достаточно низкими порогами по потоку, покрывающих различные участки неба, и имеющих высокую степень полноты. В основу создаваемой подборки легли три каталога *BCS* [27], *NORAS* [28] и *REFLEX* [29]. Первые два покрывают северное полушарие, а последний южное. Выбор каталогов *BCS* и *NORAS* обусловлен тем, что комбинация каталогов полученных независимыми группами в одной и той же области неба позволяет минимизировать возможную неполноту исходных каталогов. Что касается каталога *REFLEX*, то он включал в себя все скопления из других каталогов по южному небу, построенных в работах [30] и [31], покрывал большую часть неба и поэтому рассматривался как основной для южного полушария. Приведем характеристики выбранных каталогов:

1. *BCS*: покрывает северное полушарие (склонение  $\delta \geq 0^\circ$ , галактическая широта  $|b| \geq 20^\circ$ ), предел по потоку  $f_X(0.1 - 2.4 \text{ кэВ}) = 4.4 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .
2. *NORAS*: покрывает ту же область на небесной сфере, что и *BCS*, а его предел по потоку  $f_X(0.1 - 2.4 \text{ кэВ}) = 1.3 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .
3. *REFLEX*: покрывает южное полушарие (склонение  $\delta \leq 2.5^\circ$ , галактическая широта  $|b| \geq 20^\circ$ ), предел по потоку  $f_X(0.1 - 2.4 \text{ кэВ}) = 3.0 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

Основным критерием отбора скоплений из перечисленных каталогов служил рентгеновский поток. Выбор порога по потоку обуславливался тремя при-

чинами:

- он должен в несколько раз превышать пороги по потоку у исходных каталогов, чтобы быть уверенным в том, что в них не пропущено ни одного скопления с потоком выше выбранного порога,
- он должен быть достаточно низким, чтобы выборка была как можно более богатой в статистическом плане, и в тоже время
- быть достаточно высоким, для того чтобы надежно проводить необходимые измерения массы газа (см. глава 2).

Оценки показали, что поток  $f_X(0.5 - 2.0 \text{ кэВ}) = 7.0 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$  (или  $11.3 \times 10^{-12}$  в диапазоне  $0.1 - 2.4 \text{ кэВ}$ ) удовлетворяет перечисленным условиям. Однако, имея ввиду то, что отбор скоплений производится из разных каталогов в которых измерения потока могут отличаться друг от друга, а также то, что при построении каталогов обычно используют автоматические процедуры измерения потока, которые не всегда хорошо работают, то первоначально отбирались скопления с потоком превышающим  $5.3 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$  (или  $8.6 \times 10^{-12}$  в диапазоне  $0.1 - 2.4 \text{ кэВ}$ )<sup>1</sup>, а затем для каждого отобранного скопления следовало провести индивидуальное переизмерение потока.

Помимо отбора по потоку, также производился отбор скоплений с красным смещением  $z \geq 0.01$ , вне Магеллановых Облаков и скопления галактик в созвездии Девы. Первое условие накладывалось, потому что для более близких скоплений: 1) существенны крупномасштабные вариации рентгеновского фона и 2) вириальный радиус скопления выходит за пределы поля зрения спутника *ROSAT*. Второе условие исключило области неба с сильными источниками рентгеновского излучения, затрудняющими регистрацию и измерение параметров находящихся в них скоплений (Координаты исключенных областей были заимствованы из работы [18]).

В результате проведенной селекции было отобрано 182 скопления, удовлетворяющих всем поставленным условиям, у которых нужно было перемерить поток и отобрать те, у которых он выше порогового  $7.0 \times 10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

---

<sup>1</sup> Данный поток соответствует отступу примерно в 1.5 стандартных ошибки измерения потока в исходных каталогах.

## 1.1 Анализ рентгеновских данных

### 1.1.1 Обработка изображений

Рентгеновские данные, для отобранных скоплений, были доступны в двух видах, 1) полученные во время индивидуальных наблюдений, с помощью позиционно-чувствительного пропорционального счетчика, *PSPC B*, и 2) полученные во время сканирования всего неба (Обзор всего неба, *RASS*). По возможности использовались данные первого вида, т.к. для них характерное время экспозиции значительно превышает экспозицию для данных из *RASS*, а также угловое разрешение в индивидуальных наблюдениях в несколько раз лучше чем в *RASS*. Однако в некоторых случаях, когда вириальный радиус скопления не вписывался в поле зрения счетчика *PSPC B*, как в случае очень яркого, но близкого скопления A1656 (Coma), приходилось использовать данные из *RASS*.

Для получения надежных результатов важно иметь качественные данные, т.е. нужно обеспечить максимальное отношение поверхностной яркости скопления к уровню фона. Спутник *ROSAT* имеет наилучшее отношение сигнала к шуму в энергетическом диапазоне 0.7 – 2.0 кэВ. Поэтому именно в этом диапазоне проводился анализ полученных изображений.

Данные полученные в индивидуальных наблюдениях обрабатывались с помощью пакета программ написанного С. Сноуденом [32]. В этих программах выявляются периоды высокого фона частиц и фона, рассеянного верхними слоями атмосферы, солнечного излучения, и производится соответствующая фильтрация данных. Также вычисляется карта экспозиции для выбранного энергетического диапазона. В конечном итоге получается изображение из которого максимально аккуратно убраны все инструментальные дефекты. Результат описанной процедуры показан на рис. 1.1. Это рентгеновское изображение скопления A2634, типичное для скоплений с данными полученными в индивидуальных наблюдениях. Если для скопления было произведено несколько наблюдений, то сначала обрабатывались данные для индивидуальных наблюдений, после чего полученные изображения складывались.

В случае данных из Обзора всего неба использовалось изображение размером  $6.4^\circ \times 6.4^\circ$ , полученное учетом фотонов из 70 – 201 энергетических каналов спутника *ROSAT*, что соответствует выбранному диапазону энергий 0.7 – 2.0 кэВ. Это изображение делилось на карту экспозиции, которая учитывала не только вариации наблюдательного времени, но и все особенности детектора. В качестве примеров изображений скоплений по данным из Обзора всего неба, на рис. 1.2 и 1.3 показаны рентгеновские изображения скоплений A1656 и A970 соответственно. Скопление A1656, являясь очень ярким, представляет из себя скорее исключение из правил, чаще же приходится иметь дело с такими скоп-

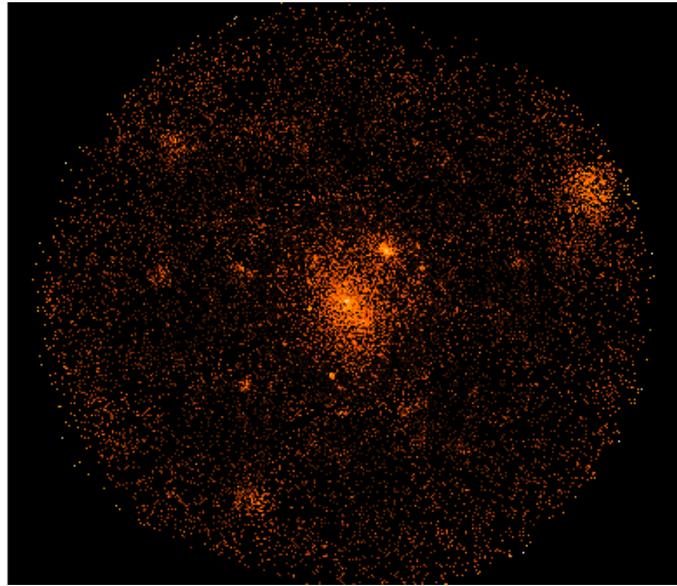


Рис. 1.1: Рентгеновское изображение скопления A2634, типичное для скоплений с данными полученными в индивидуальных наведениях.

лениями, как A970, чей поток близок пороговому.

Обработанные таким образом изображения включают в себя: излучение приходящее от скопления, точечные источники и диффузный фон. Точечные источники сравнительно просто отделить от излучения скопления, так как они локализованы в пространстве. Однако, для аккуратного определения фона и последующего его учета, необходим точный анализ всех составляющих рентгеновского потока.

### 1.1.2 Определение яркости фона на изображениях

Нашей целью является измерение потока излучения приходящего от скопления. Как сказано в предыдущей секции, регистрируемое нами излучение, помимо излучения от скопления, содержит также и рентгеновский фон. Поэтому для определения потока от скопления необходимо измерить фоновое излучение и вычесть его из регистрируемого.

Для определения фона предполагалось, что на больших радиусах профиль яркости самого скопления описывается степенной функцией расстояния от центра скопления, а фон постоянен [33].

Профиль яркости строился путем азимутального усреднения изображения в

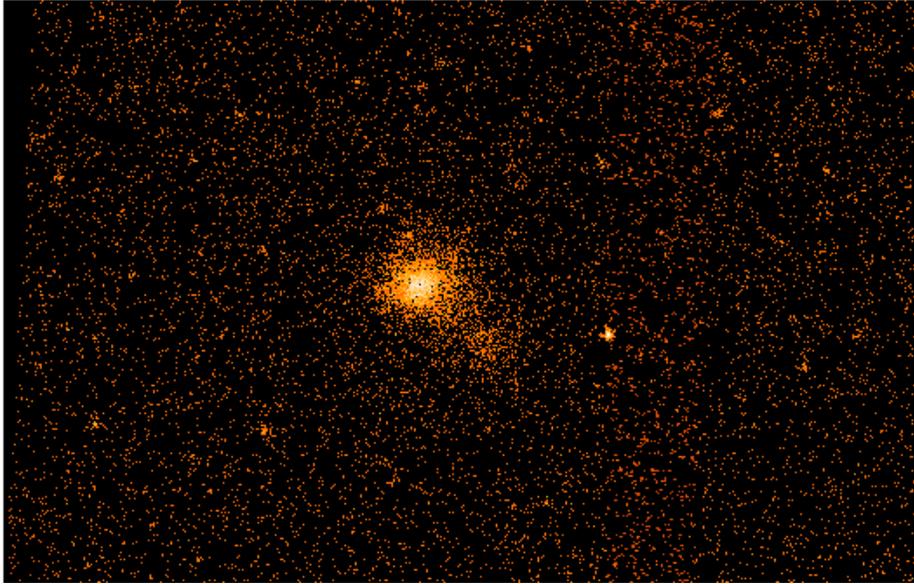


Рис. 1.2: Рентгеновское изображение скопления A1656, построенное по данным из Обзора всего неба.

концентрических кольцах равной логарифмической толщины с шагом 1.1, центр которых выбирался в максимуме яркости скопления. Полученный профиль аппроксимировался  $\beta$ -моделью [3]:

$$S(r) = \frac{S_0}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta-0.5}} + S_1, \quad (1.1)$$

где параметры  $r_c$ ,  $S_0$  и  $\beta$  описывают профиль яркости, а  $S_1$  — слагаемое, ответственное за фон.

Довольно часто на внешней части профиля яркости скопления можно выделить 2–3 участка характеризуемых разными наклонами. Поэтому для более точного определения фона аппроксимация  $\beta$ -моделью проводилась так, чтобы описать последний участок профиля и интересующий нас фон  $S_1$  (см. рис. 1.4). При этом радиус ядра скопления,  $r_c$ , полагался равным 0.1 от вириального радиуса скопления [33], где  $r_{vir} = 1.95/h \text{ Мпк} \sqrt{T/10 \text{ кэВ}}$  [5]. Поступая таким образом, мы уменьшили число определяемых параметров, чем сократили число значений которые они могли бы принимать при существовании еще одного параметра, и при этом итоговая аппроксимация не теряла точности, так как нас интересовали лишь внешние части профиля яркости (см. рис.1.4).

Подобная процедура, использования лишь внешних точек профиля яркости,

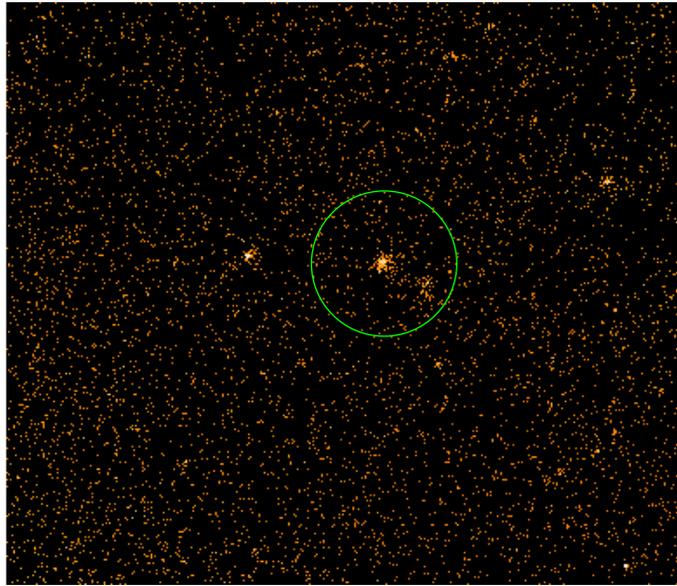


Рис. 1.3: Внутри окружности находится скопления A970 (данные из Обзора всего неба).

возможна для всех скоплений наблюдавшихся индивидуально и для большинства скоплений из Обзора всего неба. Однако, для некоторых слабых скоплений из Обзора, для надежного определения фона приходилось использовать точки всего профиля (см. рис. 1.4 справа).

## 1.2 Измерение рентгеновского потока

Измерение рентгеновского потока на данном этапе является нашей основной задачей. Опишем шаги на пути к ее решению: первый — это обработка рентгеновских изображений с исключением точечных источников, второй — это определение рентгеновского фона. Затем производилось вычитание найденного фона из изображения, и находилась переводной коэффициент отсчетов в секунду, зарегистрированных спутником *ROSAT*, в единицы потока. Вообще, этот коэффициент зависит от межзвездного поглощения  $n_H$ , и довольно слабо от обилия тяжелых элементов и температуры самого газа [34]. Он вычислялся с помощью модели излучения оптически тонкой плазмы, описанной в работе Раймонда и Смита [35]. Поглощение бралось из радио обзоров [36], обилие тяжелых элементов полагалось равным 0.3 от солнечного [37], красные смещения брались

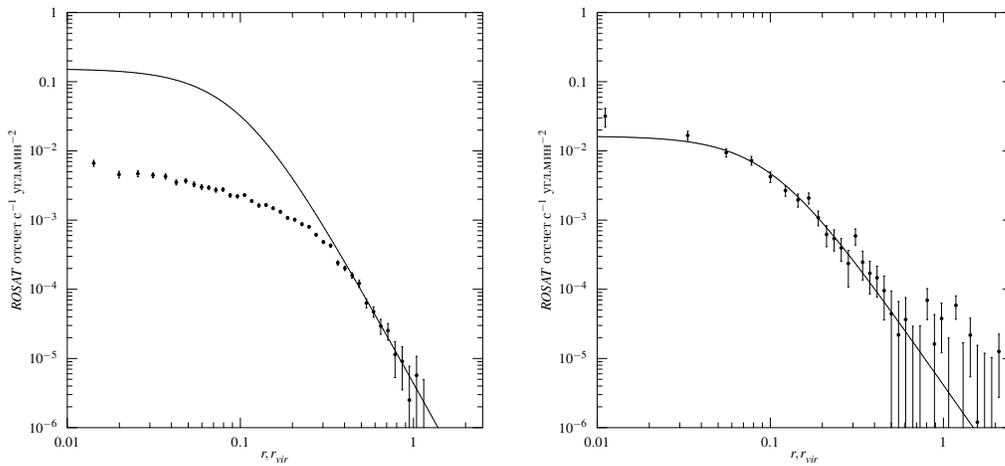


Рис. 1.4: Слева профиль яркости скопления A2634 наблюдавшегося индивидуально. Видно, что профиль яркости полностью не может быть охарактеризован одним значением параметра наклона. Для определения фона аппроксимация  $\beta$ -моделью производится для точек профиля начиная с  $0.4r_{vir}$ . Справа профиль яркости скопления S540 из Обзора всего неба. Для определения фона аппроксимацией  $\beta$ -моделью использовались все точки профиля.

из исходных каталогов, а температуры скоплений собирались из литературы. На финальном этапе найденный коэффициент перевода умножался на число отсчетов внутри круга радиусом  $0.7r_{vir}$ . Измеренный таким образом поток, можно считать полным, так как потоком, оставшимся за пределом круга, можно пренебречь (см. рис. 1.4, где профиль яркости на  $r = 0.7r_{vir}$  на два порядка ниже чем на  $0.1r_{vir}$ ).

Примерно для половины отобранных скоплений не существовало измерений температуры межгалактического газа. Поэтому мы решили воспользоваться стандартным подходом ее определения из  $T_X - L_X$  корреляции [38]. Полученная корреляция имеет вид:

$$T_X = 4.59 \text{ кэВ} \times (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.42}, \quad (1.2)$$

а найденные с ее помощью температуры приведены в табл. 1.3.

### 1.2.1 Поправки к измерению потока по данным из Обзора всего неба

Вначале этой части говорилось о том, что рентгеновские данные отобранных скоплений двух видов, а именно полученные в индивидуальных наблюдениях

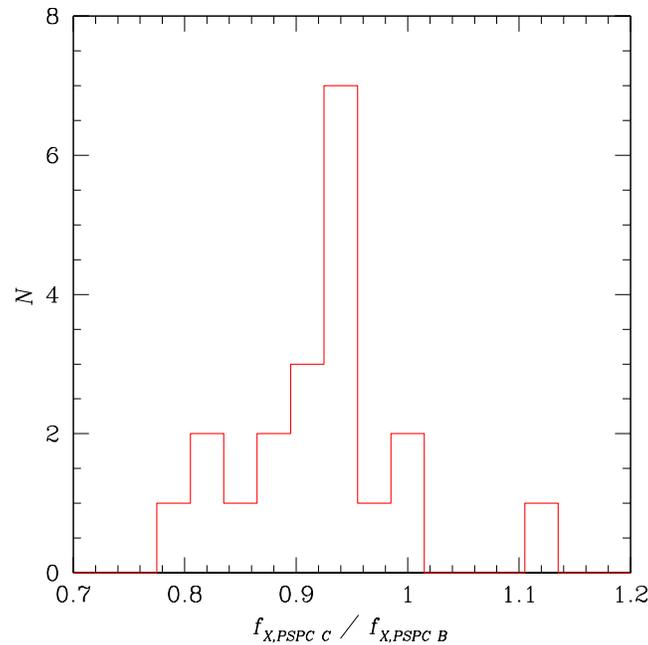


Рис. 1.5: Сравнение измерений потоков по данным из Обзора всего неба с полученными в индивидуальных наведениях.

(*PSPC B*) и во время сканирования всего неба (*PSPC C*). Причем при проведении наблюдений различными были не только времена экспозиции, но использованные при этом детекторы. Поэтому возникает вопрос, нет ли систематической разницы при измерениях потока по разным рентгеновским данным? Для ответа на него, у 20 скоплений, наблюдавшихся индивидуально, были обработаны их данные полученные во время сканирования всего неба. После чего были перемерены их потоки. Результаты измерения потоков внутри круга радиусом 1 Мпк приводятся в табл. 1.2.1, а гистограмма разброса измерений на рис. 1.5. Как видно из рисунка измерение потоков из Обзора всего неба систематически ниже, чем в индивидуальных наблюдениях, что связано с недостаточно точной калибровкой одного из детекторов. Поэтому была произведена 7%-ная коррекция всех данных из Обзора<sup>2</sup>. Отметим, что подобная коррекция в 6% также учитывалась в работе [18].

Произведенная коррекция порождает вопрос, а не будет ли различий в изме-

<sup>2</sup>Граница по потоку,  $f_X = 5.3 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ , выбранная для отбора кандидатов в создаваемую выборку уже включала в себя эту коррекцию.

Табл. 1.1. Сравнение измерений рентгеновских потоков.

Скопление	$f_{X,PSPC B}$ 10 <sup>-12</sup> срг	$f_{X,PSPC C}$ 10 <sup>-12</sup> срг	$\frac{f_{X,PSPC C}}{f_{X,PSPC B}}$
2A0335	69.62	62.87	0.90
A0085	43.28	41.27	0.95
A0119	25.07	23.64	0.94
A0478	45.40	36.35	0.80
A0496	54.78	47.83	0.87
A0754	43.66	41.38	0.95
A1795	38.96	38.91	1.00
A2029	42.76	39.63	0.93
A2052	30.23	26.13	0.86
A2142	39.16	35.47	0.91
A2199	61.67	62.46	1.01
A2256	36.63	29.85	0.81
A3158	23.38	22.45	0.96
A3266	35.63	32.14	0.90
A3571	74.54	70.96	0.95
A3667	47.02	38.88	0.83
A4038	32.69	36.78	1.13
A4059	20.67	19.38	0.94
Hydra A	29.62	28.02	0.95
MKW 3s	21.04	18.58	0.88

рениях потока по данным полученным в индивидуальных наблюдениях с другим прибором, который можно считать абсолютно откалиброванным? Для ответа на этот вопрос, мы провели сравнение с измерениями сделанными спутником *Chandra*, чью калибровку можно считать абсолютной<sup>3</sup>.

Из-за небольшого поля зрения обсерватории *Chandra*, было проведено сравнение потоков из центральных частей скоплений. Учитывая, что данный спутник обладает «огромной» разрешающей способностью, мы сначала создавали маски, исключаящие щели между детекторами и точечные источники, на рентгеновском изображении полученном обсерваторией *Chandra*, а затем эти же мас-

<sup>3</sup> Данное сравнение потоков также важно, т.к. выборка которую мы пытаемся построить будет использована для измерения эволюции скоплений которое будет сделано с использованием спутника *Chandra*.

Табл. 1.2. Сравнение измерений обсерваториями *ROSAT* и *Chandra* рентгеновских потоков из центральных частей скоплений.

Скопление	$f_{X,ROSAT}$ $10^{-12}$ сгс	$f_{X,Chandra}$ $10^{-12}$ сгс	$\frac{f_{X,Chandra}}{f_{X,ROSAT}}$
A0085	20.921	21.144	1.011
A0401	13.249	13.630	1.029
A0478	31.254	32.286	1.033
A2029	26.424	26.912	1.018
A2052	17.895	18.495	1.034
A2255	4.6398	4.7474	1.023
A2597	9.8201	10.244	1.043
A3376	4.5243	4.4918	0.993
A3558	10.378	10.746	1.035
MKW 3s	11.655	12.766	1.095

ки использовались для измерений потоков по данным спутника *ROSAT*. Результат приводится в табл. 1.2.1. Как из нее видно, в среднем рентгеновский поток измеренный обсерваторией *Chandra* на 3% больше. Однако, коррекции в этом случае делать не следует, так как при измерениях была завышена толщина защитной пленки детектора. Ее уменьшение до нужной, уменьшает эффект на  $2 \div 2.5\%$ . Таким образом, можно утверждать, что потоки в получившейся выборке измерены надежно, и следовательно можно не сомневаться, что были пропущены какие-либо скопления, удовлетворяющие поставленным условиям.

### 1.3 Выборка легшая в основу работы

Резюмируя эту часть работы, посвященную составлению подборки скоплений ограниченных по потоку, можно сказать следующее: из трех каталогов составленных по данным Обзора всего неба было отобрано 182 скопления с потоком превышающим  $f_X(0.5 - 2.0 \text{ кэВ}) = 5.3 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ . Проанализированы их рентгеновские данные и перемерен поток. У 123 скоплений поток превышал поставленный порог в  $7.0 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ . Из этих 123 скоплений, скоплений наблюдавшихся индивидуально оказалось 66, и соответственно 57 скоплений имело данные из Обзора всего неба. Область небесной сферы, из которой выбирались скопления, занимает телесный угол в 8.14 стерadians, что составляет примерно  $2/3$  от площади всего неба. Распределение скоплений по небесной

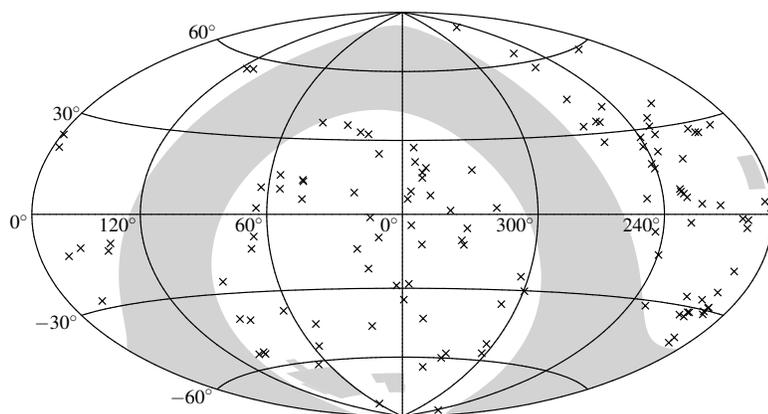


Рис. 1.6: Распределение отобранных скоплений по небесной сфере.

сфере показано на рис. 1.6, где серые области это исключенные участки неба (Галактическая плоскость, Магеллановы Облака и участок неба в созвездии Девы).

Одним из критериев полноты выборки является кривая подсчетов скоплений — число скоплений с потоком больше заданного,  $N(\geq f_X)$ . На рис. 1.7 показаны кривые подсчетов с единицы площади неба для полученной здесь подборки (сплошная линия на высоких потоках), каталога 160d [39] (сплошная линия на низких потоках) и для каталога *REFLEX* (точечная линия). Как видно, кривая подсчетов для полученной выборки прекрасно согласуется с кривой подсчетов для более глубокого каталога 160d. Учитывая, что каталог 160d является полным, можно сделать вывод о полноте полученной подборки.<sup>4</sup> Еще один тест на полноту будет проведен в секции 3.2.1, после того, как будет построена функция масс.

В табл. 1.3 приводятся результаты проведенного анализа: координаты скоплений (т.к. их имена могут варьироваться от каталога к каталогу), взятые из исходных каталогов красные смещения, поглощение  $n_H$ , температуры газа (собранные из литературы и оцененные из корреляции (1.2)), измеренные потоки в диапазоне 0.5 – 2.0 кэВ и вид использованных данных ( $P$  — индивидуальное наведение,  $R$  — данные из Обзора всего неба).

<sup>4</sup>Мы не сравниваем полученную подборку с каталогом *REFLEX*, так как он лежит в ее основе.

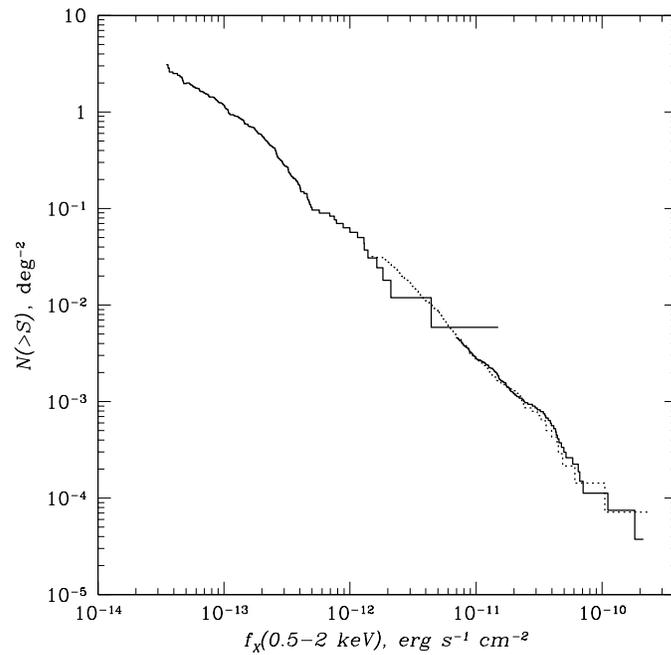


Рис. 1.7: Кривая подсчетов скоплений с ед. площади неба. Сплошной линией на высоких потоках показана кривая подсчетов для выборки полученной в этой работе, а на низких, кривая подсчетов для каталога 160d. Точками показана кривая подсчетов для каталога *REFLEX*.

Табл. 1.3. Данные об отобранных скоплениях.

Скопление	$\alpha$ (1)	$\delta$ (2)	$z$ (3)	$n_H$ (4)	$T_X$ (5)	$f_X$ (6)	вид набл.
2A0335	54.67	9.98	0.0349	26.00	3.60	67.83	P
A0085	10.46	-9.30	0.0556	3.45	6.14	43.23	P
A0119	14.08	-1.22	0.0442	3.20	5.60	24.07	P
A0133	15.68	-21.87	0.0566	1.53	4.50	13.69	P
A0193	21.27	8.69	0.0491	4.60	4.20	10.88	R
A0262	28.19	36.16	0.0155	8.20	2.21	52.26	R
A0376	41.53	36.89	0.0488	6.74	4.01	8.79	R
A0399	44.46	13.05	0.0715	10.90	7.23	18.42	R
A0400	44.41	6.01	0.0238	9.38	2.28	17.38	P
A0401	44.74	13.57	0.0739	10.50	9.19	31.74	P
A0478	63.36	10.47	0.0882	33.75	7.46	45.17	P
A0496	68.41	-13.26	0.0328	4.58	4.70	53.23	P
A0548e	87.17	-25.46	0.0410	1.98	3.14	9.37	P
A0576	110.38	55.76	0.0389	5.71	4.09	16.92	R
A0754	137.28	-9.67	0.0542	4.38	10.00	43.52	P
A0970	154.35	-10.68	0.0586	5.40	(3.56)	7.58	R
A1060	159.17	-27.52	0.0137	4.89	3.28	65.16	R
A1367	176.15	19.76	0.0214	2.31	3.47	50.41	R
A1413	178.83	23.41	0.1427	2.19	7.50	7.96	P
A1644	194.29	-17.40	0.0474	4.99	4.70	23.69	R
A1650	194.67	-1.76	0.0845	1.56	6.70	14.80	R
A1651	194.84	-4.20	0.0860	1.81	5.97	15.28	P
A1656	194.88	27.90	0.0231	0.92	9.00	196.71	R
A1689	197.88	-1.33	0.1840	1.82	9.15	8.91	P
A1736	201.72	-27.18	0.0461	5.34	3.45	17.75	R
A1767	204.03	59.21	0.0701	1.79	4.10	7.93	R
A1775	205.46	26.38	0.0757	1.05	3.68	7.70	P
A1795	207.22	26.60	0.0622	1.19	5.59	38.69	P
A1831	209.80	27.98	0.0612	1.33	(3.80)	7.60	R
A1835	210.26	2.88	0.2532	2.32	9.00	7.37	P
A1914	216.51	37.84	0.1712	0.95	10.90	8.86	P
A1991	223.63	18.65	0.0586	2.45	2.65	7.44	P
A2029	227.73	5.72	0.0766	3.05	8.18	42.34	P
A2034	227.54	33.51	0.1130	1.59	7.15	7.80	P
A2052	229.18	7.00	0.0353	2.72	3.40	29.62	P

Табл. 1.3—продолжение

Скопление	$\alpha$ (1)	$\delta$ (2)	$z$ (3)	$n_H$ (4)	$T_X$ (5)	$f_X$ (6)	вид набл.
A2061	230.32	30.64	0.0777	1.96	(4.66)	7.66	R
A2063	230.76	8.58	0.0355	2.99	3.61	24.74	P
A2065	230.61	27.71	0.0726	2.96	5.40	15.17	R
A2107	234.91	21.79	0.0411	4.54	3.82	11.79	P
A2142	239.59	27.23	0.0894	4.20	9.30	38.91	P
A2147	240.58	16.02	0.0353	3.38	4.45	33.24	R
A2151	241.18	17.73	0.0370	3.43	2.40	10.80	P
A2163	243.95	-6.15	0.2010	16.52	12.40	13.90	P
A2199	247.16	39.55	0.0299	0.86	4.80	64.12	P
A2204	248.19	5.57	0.1523	5.66	6.97	16.26	P
A2244	255.67	34.06	0.0970	2.14	5.57	12.66	P
A2249	257.45	34.47	0.0802	2.55	(5.01)	7.58	R
A2255	258.18	64.06	0.0800	2.59	6.42	11.94	P
A2256	256.01	78.63	0.0581	5.00	7.18	36.11	P
A2390	328.40	17.69	0.2329	6.80	9.16	7.25	P
A2415	331.42	-5.59	0.0582	4.69	(4.05)	9.37	R
A2420	332.58	-12.18	0.0838	3.83	(5.38)	9.84	R
A2426	333.64	-10.37	0.0978	4.15	(5.93)	8.70	R
A2457	338.92	1.53	0.0591	5.75	(3.98)	8.88	R
A2572	349.29	18.69	0.0422	4.74	2.91	9.96	P
A2589	350.97	16.81	0.0416	4.14	3.55	16.10	P
A2593	351.08	14.65	0.0428	4.18	3.10	8.81	R
A2597	351.33	-12.13	0.0852	2.49	4.54	13.78	P
A2626	354.14	21.13	0.0565	4.33	2.90	8.17	R
A2634	354.62	27.02	0.0309	5.07	3.40	14.81	P
A2657	356.24	9.20	0.0400	8.48	3.70	17.36	P
A2665	357.71	6.14	0.0562	6.14	(3.47)	8.27	R
A2734	2.84	-28.86	0.0620	1.71	5.07	9.43	P
A2877	17.50	-45.92	0.0241	2.07	3.50	9.49	R
A3112	49.49	-44.24	0.0750	2.62	5.90	19.12	P
A3158	55.72	-53.63	0.0591	1.46	5.49	22.90	P
A3266	67.85	-61.44	0.0589	1.59	8.00	35.38	P
A3376	90.44	-39.99	0.0455	4.85	4.39	14.08	P
A3391	96.59	-53.70	0.0514	5.51	5.70	15.24	P
A3395	96.81	-54.47	0.0506	6.12	5.02	18.58	P

Табл. 1.3—продолжение

Скопление	$\alpha$ (1)	$\delta$ (2)	$z$ (3)	$n_H$ (4)	$T_X$ (5)	$f_X$ (6)	вид набл.
A3404	101.37	-54.22	0.1644	6.50	(8.84 )	7.13	R
A3526	192.20	-41.31	0.0112	8.06	3.42	167.63	R
A3528n	193.60	-29.02	0.0542	6.16	4.80	10.02	P
A3528s	193.67	-29.22	0.0551	6.09	5.02	11.34	P
A3532	194.32	-30.38	0.0539	5.91	4.64	11.11	P
A3541	195.93	-24.25	0.1288	8.92	(9.35 )	17.42	R
A3558	202.43	-31.60	0.0480	3.89	6.04	40.47	P
A3560	203.09	-33.14	0.0495	4.10	(3.42 )	8.87	P
A3562	203.40	-31.66	0.0490	3.84	4.74	18.42	P
A3571	206.87	-32.85	0.0391	3.86	6.97	74.07	P
A3581	211.87	-27.02	0.0214	4.52	1.70	21.33	R
A3667	303.13	-56.83	0.0556	4.73	7.36	46.05	P
A3695	308.70	-35.81	0.0890	3.66	(5.84 )	9.31	R
A3822	328.54	-57.85	0.0760	2.18	5.12	10.23	R
A3827	330.48	-59.95	0.0980	2.10	(7.09 )	12.72	R
A3921	342.49	-64.43	0.0936	2.95	5.07	8.22	P
A4038	356.93	-28.14	0.0292	1.56	3.06	35.29	P
A4059	359.26	-34.76	0.0460	1.10	4.40	20.05	P
AWM 4	241.24	23.95	0.0326	5.00	2.70	7.68	P
EXO0422	66.46	-8.56	0.0390	6.22	2.90	19.87	R
Hydra A	139.53	-12.09	0.0522	4.94	3.85	29.23	P
IC1262	263.26	43.76	0.0307	2.46	(2.13 )	8.06	R
IC1365	318.47	2.56	0.0494	6.57	(3.58 )	9.43	R
IV Zw 038	16.87	32.46	0.0170	5.38	(2.06 )	15.44	R
MKW 3s	230.51	7.70	0.0453	3.04	3.30	21.23	P
MKW 4	181.10	1.90	0.0210	1.89	2.10	14.26	P
MKW 8	220.16	3.47	0.0270	2.78	3.03	12.61	R
NGC1550	64.91	2.41	0.0120	11.50	1.05	26.88	R
NGC507	20.92	33.26	0.0155	5.24	1.27	15.52	P
NGC6338	258.84	57.41	0.0276	2.55	1.69	9.60	P
RXJ0118.5-1408	20.25	-13.86	0.0511	1.83	(2.70 )	7.21	P
RXJ0341.3+1524	55.34	15.40	0.0290	15.80	(2.32 )	12.40	R
RXJ0413.9-3805	63.49	-38.10	0.0502	1.52	(3.14 )	7.35	R
RXJ1252.5-3116	193.14	-31.27	0.0535	5.50	(2.89 )	8.88	R
RXJ1253.6-3931	193.42	-39.53	0.1794	7.55	(9.31 )	7.09	R

Табл. 1.3—продолжение

Скопление	$\alpha$ (1)	$\delta$ (2)	$z$ (3)	$n_H$ (4)	$T_X$ (5)	$f_X$ (6)	вид набл.
RXJ1504.1-0248	226.03	-2.81	0.2153	6.05	(15.34)	15.10	R
RXJ1524.2-3154	231.05	-31.90	0.1028	8.52	(6.10)	8.33	R
RXJ1539.5-8335	234.89	-83.59	0.0728	8.38	(4.80)	11.92	R
RXJ1558.3-1410	239.60	-14.17	0.0970	11.70	(6.29)	9.53	R
RXJ1720.1+2638	260.04	26.64	0.1640	4.06	5.45	7.74	R
RXJ1958.2-3011	299.56	-30.19	0.1171	8.54	(6.80)	7.98	R
RXJ2014.8-2430	303.71	-24.51	0.1612	7.77	(10.16)	9.98	R
RXJ2344.3-042	356.07	-4.37	0.0786	3.54	(4.90)	8.75	P
S0405	57.79	-82.22	0.0613	6.89	(4.37)	9.56	R
S0540	85.03	-40.84	0.0358	3.16	(2.67)	9.93	R
S0861	304.69	-52.71	0.0504	4.33	(3.56)	9.17	R
S1101	348.49	-42.73	0.0580	1.77	2.60	14.75	P
UGC03957	115.24	55.44	0.0341	4.63	(2.55)	12.68	R
USGC S152	162.61	-12.85	0.0155	4.43	0.80	7.91	R
Z0235	10.97	24.40	0.0830	3.90	(4.42)	7.24	R
Z8852	347.63	7.58	0.0400	4.88	(2.64)	7.36	P
ZwCl1215	184.42	3.66	0.0750	1.72	(5.73)	13.42	P
ZwCl1742	266.06	32.99	0.0757	3.91	(5.30)	11.63	R

Прим. — (1,2) — координаты скоплений, (3) — красное смещение, (4) — поглощение в ед.  $10^{20} \text{ см}^{-1}$ , (5) — температура газа, кэВ (в скобках температура оцененная из  $L_X - T$  корреляции см. уравнение (1.2)), (6) — рентгеновский поток в полосе 0.5–2.0 кэВ в ед.  $10^{-12} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ .

## Глава 2

# Измерение массы барионов в скоплениях и построение функции масс

### 2.1 Измерение массы барионов в скоплениях

Одним из этапов этой работы является измерение массы барионов в скоплениях галактик. Как упоминалось во Введении, основной составляющей этой массы является горячий межгалактический газ и гораздо меньший вклад в нее дает звездная компонента, в которую входят звезды собранные в галактиках и рассеянные в межгалактическом пространстве. Учет массы барионов заключенной в звездах необходим, так как даже 10% вариация массы барионов оказывает заметное влияние на конечный результат (см. Часть 4).

В этой секции, мы сначала для скоплений с качественными рентгеновскими данными производим измерения массы газа, а затем учитываем вклад звезд в полную массу барионов. У скоплений с данными по которым невозможно надежно измерить массу газа на больших радиусах, производится оценка массы барионов с помощью построенной в этой работе корреляции.

Рассмотрим сначала принципы на которых основываются методы измерения массы газа, а затем опишем использованный в этой работе.

Измерение массы газа в скоплениях проводится по их рентгеновским изображениям. Зарегистрированное излучение это тормозное излучение оптически тонкой, водородной плазмы. Излучательная способность единицы объема такой среды имеет вид:

$$\epsilon_{\nu} = n_e n_p \Lambda_{\nu}(T_g, A), \quad (2.1)$$

где коэффициент  $\Lambda_{\nu}$  зависит от температуры газа и обилия тяжелых элементов.

Для характерных температур газа в скоплениях (2–10 кэВ), и для излучения в мягкой рентгеновской полосе (например, используемом в этой работе 0.5–2.0 кэВ) этот коэффициент остается фактически постоянным [34]. Следовательно, с учетом полной ионизации водорода, можно написать, что излучение приходящее из некоторого объема  $V$  будет определяться интегралом:

$$\varepsilon = \int_V n_e^2 dV, \quad (2.2)$$

и тем самым получить связь, между регистрируемым излучением и количеством вещества его испускающим. После этого вопрос определения плотности вещества, излучающей области, решается стандартным образом;

1)  $n_e = K\sqrt{\varepsilon}$ , где  $K$  находится с помощью численного кода (здесь мы использовали код описанный в работе [40]). Значение этого коэффициента определяется температурой скопления, галактическим поглощением  $n_H$  и соответственно красным смещением  $z$ , а также обилием тяжелых элементов (конечно при этом учитывается матрица отклика детектора при помощи которого наблюдалось скопление).

2)  $\rho_g = 1.15n_e m_p$ , здесь численный коэффициент соответствует космической смеси полностью ионизованных водорода и гелия.

Последнее, что необходимо учесть, это то, что само изображение скопления или поверхностная яркость  $S_X$  определяется интегралом вдоль луча зрения:

$$S_X \sim \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon(l) dl. \quad (2.3)$$

Отсюда становится ясно, что суть любого метода измерения массы газа заключается в способе перевода поверхностной яркости  $S_X$  в излучательную способность  $\varepsilon$ .

### 2.1.1 Измерение массы газа

Использованный нами метод измерения массы газа является довольно распространенным. В его основе лежит метод депроекции [41], в котором по профилю яркости скопления последовательно восстанавливается объемная излучательная способность сферических слоев вокруг центра скопления. Отметим, что этому методу аналогичен метод, основанный на аппроксимации профиля яркости скопления какой-либо аналитической функцией и последующего применения обратных интегралов Абеля для восстановления объемной излучательной способности (см. например [42]). В работе [33] было исследовано, что оба дают согласующиеся результаты для данных по качеству похожих на данные используемые в этой работе. В той же работе было предложено небольшое усовершенствование метода депроекции, а именно аппроксимировать  $\beta$ -моделью (см.

уравнение (1.1)) лишь внешние части профиля яркости<sup>1</sup>, как это показано на рис. 1.4 слева, и уже потом к такому комбинированному профилю яркости применять метод депроекции. Такой подход имеет несколько преимуществ:

1. позволяет соответствующим образом учесть диффузный рентгеновский фон (что уже было использовано при измерении потока излучения),
2. сглаживаются внешние части профиля яркости, имеющие, для некоторых скоплений, довольно сильный разброс, который после применения депроекции приводил бы к большим неточностям в измерении массы газа, и
3. не сглаживаются центральные части профиля яркости, что позволяет точно учитывать индивидуальные особенности центральных частей скоплений. Например, некоторые профили гораздо лучше аппроксимируются суммой двух  $\beta$ -моделей [43], или профили скоплений, имеющих охлаждающийся центр, лучше описываются простым степенным законом, чем  $\beta$ -моделью с уплощающимся центром.

В качестве примера, на рис. 2.1 приведен, восстановленный этим методом, профиль массы газа скопления. Как видно, на больших радиусах он ведет себя степенным образом и не стремится к какому-то определенному значению, а растет с ростом радиуса.<sup>2</sup> Также видно, что основная масса газа сосредоточена во внешних частях скоплений, так масса возрастет больше чем на порядок при переходе с  $0.1r_{vir}$  к  $1r_{vir}$ . Это следует учитывать при вычислении коэффициента перевода излучательной способности плазмы в концентрацию электронов, из-за того что обилие тяжелых элементов и температура газа спадают к периферии скопления [44, 45]. Поэтому при вычислении коэффициента  $K$ , обилие тяжелых элементов мы брали равным  $0.2\odot$ , а температура полагалась  $T = T_X/2$ . Это позволило избежать недооценки массы газа, так как при большем обилии тяжелых элементов, большее количество излучения переносится в линиях, и соответственно при одном и том же потоке, его излучает меньшее количество вещества (В Части 4 мы рассмотрим влияние сделанных поправок на конечные результаты.).

Последний шаг который нам надо сделать, это определить на каком радиусе следует измерять массу газа в скоплении, так как мы видели, что она растет с ростом радиуса. При построении теоретических моделей массу скоплений обычно

<sup>1</sup>При этом точкам полученным из аппроксимации приписывалась ошибка реальных данных.

<sup>2</sup>Это легко увидеть из следующих рассуждений: масса скопления на заданном радиусе  $M(r) \sim \int \rho(r)r^2 dr$ , взяв в качестве  $\rho(r)$  уравнение (2) и положив в нем  $\beta = 2/3$  (наблюдаемый, средний наклон у большинства скоплений), получим, что на больших радиусах  $M \sim r$ .

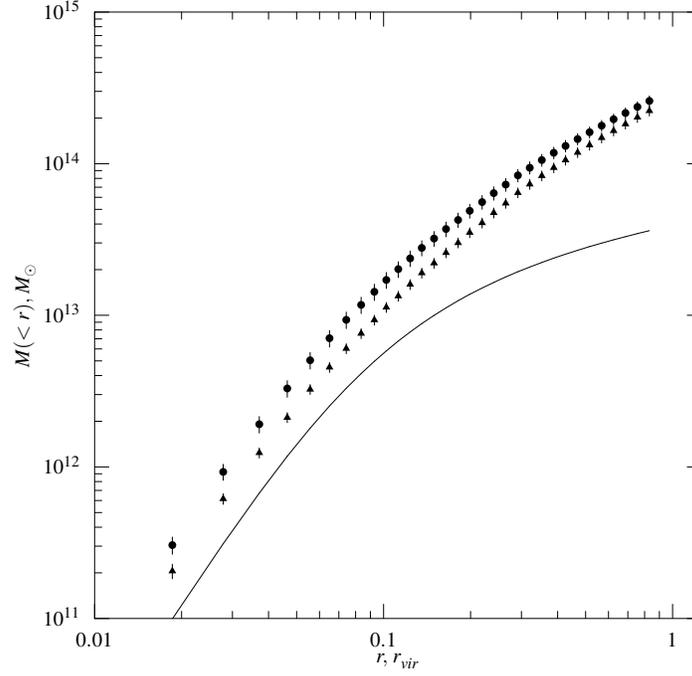


Рис. 2.1: Профиль массы для скоплений A2142. Треугольники соответствуют массе газа восстановленной с помощью описанного метода депроекции. Кружками показан профиль массы барионов, сплошная линия показывает поведение профиля массы звезд.

определяют на каком-либо контрасте плотности вещества, т.е. массой скопления считают массу внутри однородно заполненной веществом сферы, чья плотность в определенное число раз превышает наперед заданную, например критическую или среднюю во Вселенной. В используемой нами теоретической модели, о которой речь пойдет ниже, масса скоплений определена на контрасте  $\delta = 324$  по отношению к средней во Вселенной. Поэтому, для применения разработанной нами методики (см. Введение или главу 4), мы использовали этот же контраст 324 по отношению к средней плотности барионов во Вселенной, т.е. масса газа определялась из решения уравнения:

$$\delta = \frac{3M_g(<r)}{4\pi r^3 \langle \rho_b \rangle}, \quad (2.4)$$

где  $M_g(<r)$  профиль массы полученный из измерений, а  $\langle \rho_b \rangle = 6.23(1+z)^3 M_\odot \text{кпк}^{-3}$  средняя плотность барионов определенная из совместного анализа данных спутника *WMAP* и теории первичного нуклеосинтеза [24].

Описанный здесь метод восстановления профиля массы газа применялся для тех скоплений, у которых было возможно измерить фон используя лишь внешние части профиля яркости рис. 1.4 слева. Для тех же скоплений у которых для определения фона профиль яркости приходилось фитировать полностью (рис. 1.4 справа), восстановленный профиль массы газа, оказывался слишком «шумным» на необходимом контрасте плотности. На вириальном радиусе, который почти совпадает с  $r_{g,324}$ , для таких скоплений, ошибка на измерение массы газа оказывалась равной 40–50%, что неприемлемо при получении конечных результатов<sup>3</sup>, и поэтому необходимая нам масса барионов определялась из корреляции  $M_{g,1\text{Мпк}} - M_{b,324}$  о которой речь пойдет ниже.

### 2.1.2 Влияние несферичности изображения скопления на измерение массы газа

В используемой нами подборке скоплений имеются такие, чьи рентгеновские изображения не обладают правильной, сферически симметричной формой, и являются скорее эллиптическими (например A2142, A3667). Поэтому оценим на сколько мы ошибаемся при измерении массы газа, считая их сферическими.

Пусть объемная излучательная способность скопления имеет вид:

$$\varepsilon \propto n_e^2 = \frac{n_0^2}{(1 + (x^2 + y^2)/B^2 + z^2/A^2)^{3\beta}}. \quad (2.5)$$

С помощью этой формулы можно найти правильную массу эллиптического скопления на выбранном контрасте плотности,  $M_{\text{эллип}}$ . Затем, используя формулы из работы [46], мы получили его проекцию на плоскость,  $I_X(x, y)$ . Азимутальное усреднение полученной проекции, будет соответствовать описанному выше методу измерения массы газа для сферически симметричного случая. С помощью применения обратного интеграла Абеля к  $\langle I_X \rangle$ , мы восстановили объемную излучательную способность, и по ней нашли массу,  $M_{\text{сфер}}$ , на том же контрасте плотности что и для эллиптического случая. Для характерных параметров скоплений  $B/A = 0.8$  и  $\beta = 2/3$  мы получили, что  $M_{\text{сфер}}/M_{\text{эллип}} \approx 1.06$ . Отметим, что данное отношение зависит от того под каким углом к лучу зрения расположен эллипсоид (мы использовали наиболее вероятный угол в  $30^\circ$  [46]), является ли он вытянутым или сплюснутым. Однако, по большому счету учет этих эффектов не важен, так как эллиптичность наблюдается лишь в центральных частях

<sup>3</sup>Большая неопределенность в измерении массы газа, приводит к ошибке при определении объема в котором возможно зарегистрировать скопление данной массы (см. ниже 3.0.1), что в свою очередь увеличивает ошибку на определение нормировки спектра мощности  $\sigma_8$ . Подобному недостатку подвержены методы, использующие температуру скопления или его светимость, для определения полной массы, где ошибка на массу составляет  $\sim 30\%$ , а как показано в работе [9], она транслируется в 20% ошибку на  $\sigma_8$ .

Табл. 2.1. Светимости скоплений в  $V$ -диапазоне.

Скопление	$L_{\text{опт}}$ $10^{13}L_{\odot}$	Скопление	$L_{\text{опт}}$ $10^{13}L_{\odot}$
A0085	$0.41 \pm 0.06$	A2029	$0.58 \pm 0.12$
A0262	$0.09 \pm 0.03$	A2052	$0.13 \pm 0.03$
A0400	$0.11 \pm 0.03$	A2063	$0.17 \pm 0.03$
A0401	$0.47 \pm 0.18$	A2142	$0.56 \pm 0.09$
A0478	$0.36 \pm 0.09$	A2199	$0.24 \pm 0.04$
A1367	$0.14 \pm 0.04$	A2256	$0.54 \pm 0.06$
A1656	$0.51 \pm 0.11$	A2634	$0.19 \pm 0.03$
A1795	$0.25 \pm 0.04$	MKW 4	$0.05 \pm 0.02$

скоплений, а во внешних, где и сосредоточена основная часть массы газа, отклонения от симметрии не видны, и ошибкой на массу газа возникающей при приближении скопления сферическим можно пренебречь.

Стоит отметить, что существуют и более мелкомасштабные отклонения от сферической симметрии, такие как существование неоднородностей распределения газа, вследствие недавно произошедшего или происходящего слияния подскоплений (например A754, A1656). Аналитически невозможно учесть влияние подобных отклонений от сферической симметрии на измерение массы газа, но как показывают численные моделирования процессов формирования скоплений они оказываются пренебрежимо малыми.

### 2.1.3 Учет вклада звезд

Помимо межгалактического газа, вклад в массу барионов скоплений также вносят звезды, находящиеся в галактиках и звезды, рассеянные в межгалактическом пространстве. Как показывают измерения [37, 47], вклад звездной компоненты в суммарную массу барионов скоплений мал и составляет 10–15% от массы межгалактического газа. Однако, ее учет необходим для построения и последующего использования функции масс барионов. Рассмотрим сначала вклад звезд, входящих в галактики.

Качественные оптические измерения, полных светимостей скоплений, имелись лишь для 16 скоплений из нашей подборки (см. работы [37, 47, 48]). Однако известно, что оптическая светимость хорошо коррелирует с массой межгалактического газа, и кроме этого напрямую связана с массой звезд в галактиках через отношение  $M_*/L_{\text{опт}}$  [37]. Поэтому для скопления заданной массы можно

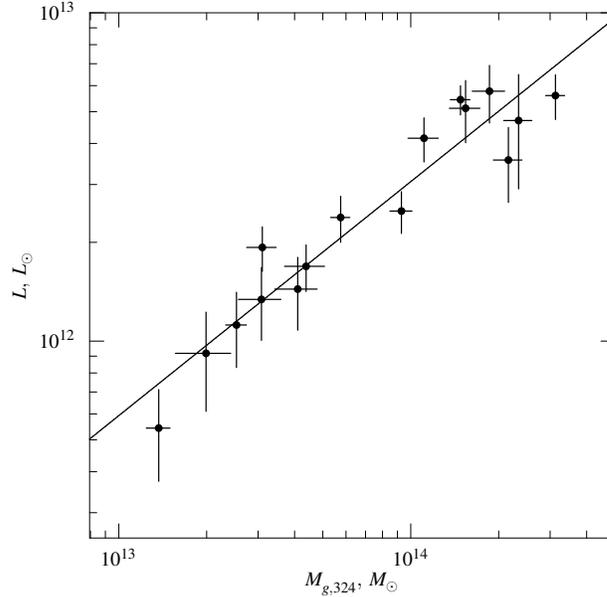


Рис. 2.2: Корреляция оптической светимости скопления с массой газа  $M_{g,324}$ .

из  $M_{g,324} - L_{\text{опт}}$  корреляции определить светимость, а затем перевести ее в массу звезд.

Собранные из литературы измерения были сделаны в  $V$ -диапазоне, в предложении стандартной космологической модели ( $\Omega_M = 1.0$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.0$  и  $h = 0.5$ ) и в метрических апертурах 1Мпк и 3Мпк. Для построения  $M_{g,324} - L_{\text{опт}}$  корреляции все измерения были переведены 1) к используемым в этой работе космологическим параметрам и 2) к радиусу  $r_{g,324}$ . Первое действие выполнить достаточно просто, используя определение болометрического расстояния  $d_L^2 = L/4\pi f$ , где  $L$  и  $f$  светимость и поток от скопления, а  $d_L$  функция космологических параметров  $d_L = d_L(\Omega_M, \Omega_\Lambda, h)$ . Для выполнения второго, использовалось то, что распределение светимости в оптическом диапазоне в зависимости от расстояния до центра, описывается профилем Кинга:

$$L(x) = K \left( \ln(x + \sqrt{1+x^2}) - \frac{x}{\sqrt{1+x^2}} \right), \quad (2.6)$$

где  $x = r/r_c$ , а  $K$  — нормировочный коэффициент. Значение  $r_c$  бралось равным 180 кпк [49] (в оригинале  $r_c = 250$  кпк, которое было переведено к используемой здесь космологии). Полученные светимости приведены в табл. 2.1.3, а

$M_{g,324} - L_{\text{опт}}$  корреляция показана на рис. 2.2. Она может быть аппроксимирована зависимостью:

$$L_{\text{опт}} = 319L_{\odot} \left[ \frac{M_{g,324}}{M_{\odot}} \right]^{0.71}. \quad (2.7)$$

Последним шагом на пути к определению массы звезд в скоплениях было использование отношения масса звезд – светимость звезд,  $M_*/L_{\text{опт}} = 6M_{\odot}/L_{\odot}$ , которое соответствует среднему звездному населению в типичной смеси эллиптических и спиральных галактик в скоплениях [37]. Зная массу газа  $M_{g,324}$ , на соответствующем радиусе  $r_{g,324}$  из (2.7) находилась светимость скопления, а затем с помощью уравнения (2.6) восстанавливался профиль массы звезд (см. рис. 2.1 слева, сплошная линия).

Профиль массы барионов находился сложением профилей массы газа и звезд (см. рис. 2.1), откуда аналогично массе газа определялась  $M_{b,324}$ . При этом массе звезд приписывалась 30% неопределенность, что консервативно учитывает неопределенность численного коэффициента в отношении  $M_*/L_{\text{опт}}$  и аппроксимации по формуле (2.6).

Отношение массы барионов к массе газа в скоплениях галактик показано на рис. 2.3, и может быть описано зависимостью:

$$\frac{M_{b,324}}{M_{g,324}} = 1.10 + 0.05 \left[ \frac{M_{g,324}}{10^{15}M_{\odot}} \right]^{-0.5}. \quad (2.8)$$

Из которой следует, что звездное вещество составляет примерно 15% массы барионов в массивных скоплениях и немного большую часть в легких, что согласуется с оценками полученными в работе [50].

Помимо звезд находящихся в галактиках, также регистрируются звезды находящиеся в межгалактическом пространстве (см. например [51, 52]). По оценкам полученным в этих работах, на долю диффузного света приходится около 10–20% от галактического. Следовательно, с учетом рассеянных звезд суммарная звездная масса увеличится на 10–20%, а общая масса барионов всего лишь на 2–3%. Учитывая, что еще до конца не выяснено пространственное распределение диффузного света, а также то, что мы заложили большую неопределенность (30%) при определении масс звезд в галактиках, далее эта компонента не учитывается. Однако, в Части 4 будет оценено влияние систематической ошибки измерения массы барионов на полученные космологические параметры.

### Ошибки на $M_{b,324}$

Рассмотрим теперь ошибки возникающие при определении массы барионов описанным методом. Основной вклад в ошибку измерения массы барионов возни-

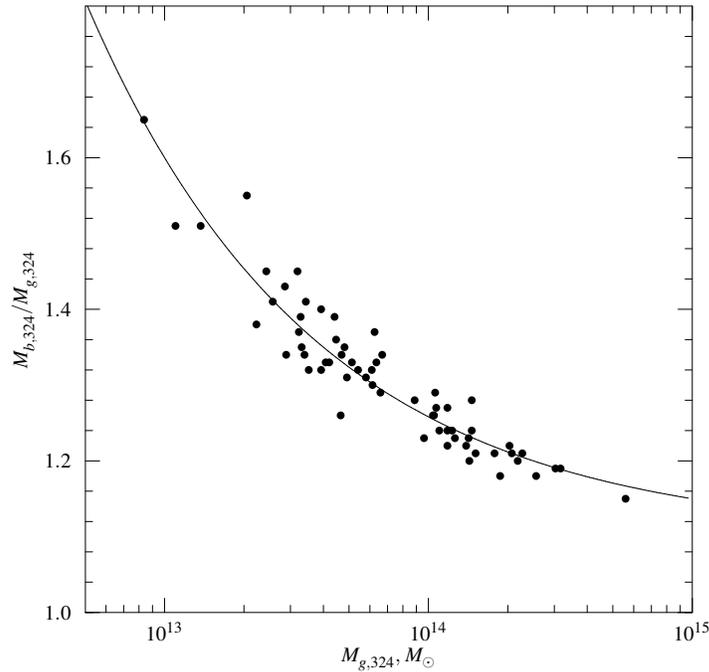


Рис. 2.3: Отношение массы барионов к массе газа в скоплениях в зависимости от массы газа.

кает при определении массы газа. Источником этой ошибки является пуассоновский шум в рентгеновских профилях яркости. Его достаточно просто измерить, так сам профиль яркости определяется числом зарегистрированных фотонов, а следовательно возникающая при этом неопределенность носит пуассоновских характер, и определяется как  $\sqrt{N}$ , где  $N$  число зарегистрированных фотонов.

При использовании метода депроекции мы предполагали, что скопления сферически симметричны. Как было показано, наблюдающейся эллиптичностью, можно пренебречь. Однако, существует также и азимутальная вариация яркости скопления, наблюдаемая на больших радиусах. Оценки показали, что ошибка измерения массы, связанная с подобной вариацией яркости находится на уровне 7% [33, 53], что было включено в суммарную ошибку.

Масса звезд была оценена при использовании нескольких предположений. Во-первых, мы предположили для всех скоплений одно и тоже отношение массы звезд к их светимости. Во-вторых, использовали профиль Кинга для оценки масс звезд на интересующих нас радиусах. И наконец, для большинства скоплений их светимость была оценена из  $L_{\text{опт}} - M_g$ . Поэтому для учета всех неопреде-

ленностей, использовалась 30% ошибка на массу звезд, что консервативно учитывает все неточности вносимые сделанными предположениями. Так как масса звезд составляет 15–20% массы газа, то вклад от ошибки на массу звезд мал и составляет 5–7%.

Итоговая ошибка измерения  $M_{b,324}$  находилась как корень из суммы квадратов описанных здесь ошибок, но самый большой вклад давала все таки пуассоновская ошибка измерения массы газа.

#### 2.1.4 Определение массы барионов у скоплений с некачественными рентгеновскими данными.

Как уже упоминалось, применение напрямую, описанного выше, метода измерения массы газа, оказалось неприемлемым, для большинства скоплений с рентгеновскими данными полученными спутником *ROSAT* во время Обзора всего неба, из-за слишком слабого сигнала на интересующем нас радиусе (см. рис. 2.4, внешняя окружность, и рис. 2.5), а полученная при этом масса скоплений имела слишком большую ошибку. Однако внутренние части профиля яркости, и соответственно массы, имеют довольно малую ошибку, так как как этим точкам соответствует яркая область на изображении (см. рис.2.4, отмечена внутренней окружностью). Поэтому возникает вопрос, а нельзя ли для определения полной массы барионов в скоплении, каким-либо образом использовать массу, измеренную на малых радиусах? Для этого заметим, что профиль массы ведет себя степенным образом в зависимости от радиуса, т.е. измерив массу на малом радиусе, и зная наклон профиля массы, можно определить массу на радиусах соответствующих вириальному. Поэтому для скоплений, у которых надежно измеряются массы на больших радиусах можно построить корреляцию вида  $M_r - M_R$ , где  $r < R$ , и с помощью нее определять массы на интересующем радиусе для тех скоплений, у которых напрямую это сделать невозможно.

Масса газа внутри радиуса 1 Мпк, была выбрана в качестве опорной для построения нужной корреляции. Выбранный радиус соответствует примерно  $0.2r_{vir}$ , он находится в достаточно яркой области скоплений, где возможно надежное измерение массы газа, и в то же время, начиная с этого радиуса профили массы скоплений становятся похожими между собой, приобретая степенной вид. В качестве внешнего радиуса естественно выбрать тот, на котором достигается необходимая нам масса барионов  $M_{b,324}$ . Момент на который следует обратить внимание, это то, что мы по массе газа внутри 1 Мпк, восстанавливаем не массу газа  $M_{g,324}$ , а необходимую нам массу барионов. Почему так можно сделать, легко понять из рис. 2.1, откуда видно, что в основном звездная компонента сосредоточена во внутренних частях скоплений, а профили массы звезд на больших радиусах, параллельны профилям массы газа. Т.е. на радиусах близ-

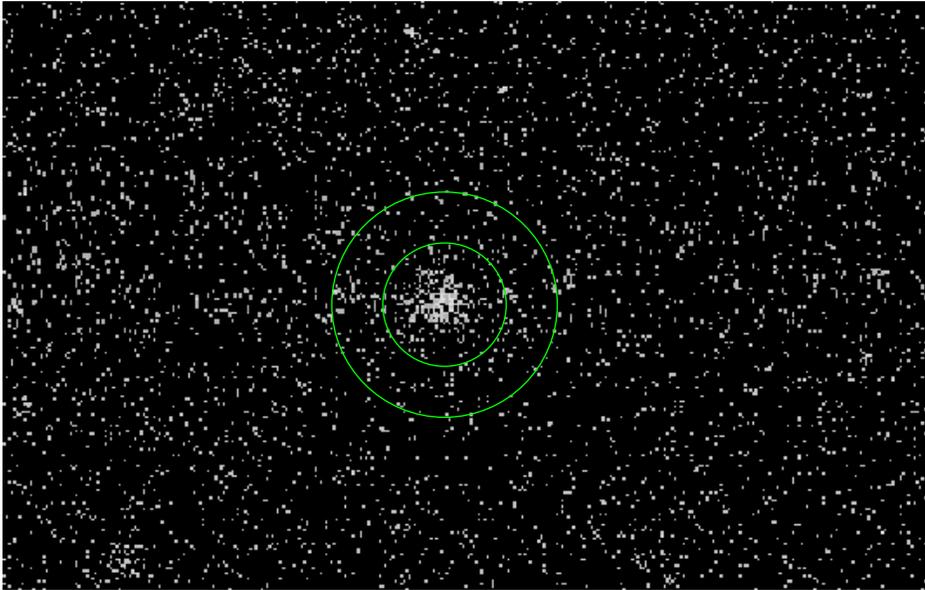


Рис. 2.4: Рентгеновское изображение скопления IC1365 по данным из Обзора всего неба. Радиус внутренней окружности равен 1 Мпк, радиус внешней это  $r_{b,324} \approx 1r_{vir}$ .

ких к вириальному, профили масс барионов будут, с тем же наклоном, идти чуть выше профилей масс газа, что сохранит корреляцию между массой на малых радиусах и массой на больших.

На рис. 2.6 слева, показана построенная корреляция  $M_{g,1\text{Мпк}} - M_{b,324}$ . Ее аппроксимация степенным законом имеет вид:

$$M_{b,324} = 1.23 \times 10^{-4} M_{\odot} \left[ \frac{M_{g,1\text{Мпк}}}{1M_{\odot}} \right]^{1.32}. \quad (2.9)$$

На том же рисунке справа, показан разброс точек относительно полученной аппроксимации. Как видно, он хорошо описывается нормальным распределением со средним равным 0.0 и дисперсией  $\sigma_{\lg M_b} = 0.045$ , что соответствует  $10^{0.045} \approx 11\%$  ошибке на определение  $M_{b,324}$ . Однако, при построении этой корреляции рассматривались только пуассоновские ошибки на  $M_{b,324}$  (т.е. учитывалась только пуассоновская ошибка на  $M_{g,324}$ ), но не учитывались ошибки, связанные с азимутальной вариацией яркости в исходных изображениях и ошибки на массу звезд. Такой подход являлся бы слишком консервативным. Правильнее, сначала из аппроксимации (2.9) оценить  $M_{b,324}$ , и уже потом добавлять не-

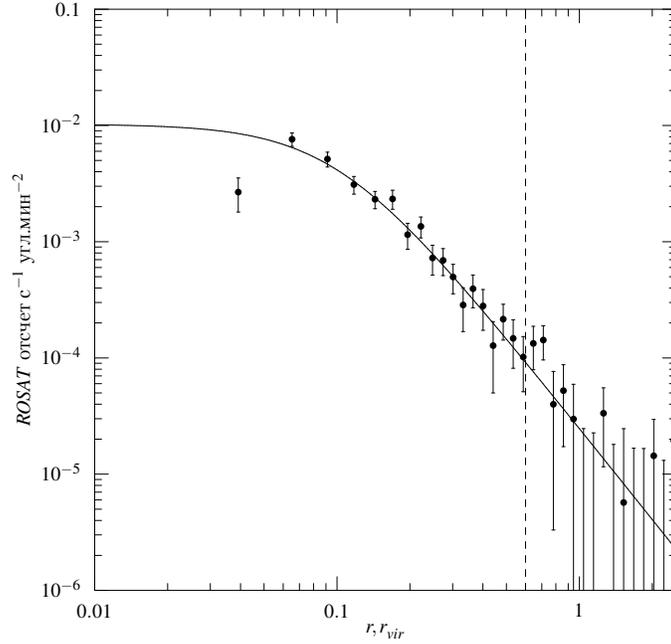


Рис. 2.5: Профиль яркости скопления IC1367. Штриховая линия отсекает данные лежащие внутри 1 Мпк.

обходимые ошибки, тем самым при получении этой аппроксимации мы более точно сможем определить ее нормировку и наклон.

Суммарная ошибка на определение массы барионов, при помощи аппроксимации (2.9), оценивалась как:

$$\sqrt{0.11^2 + 0.07^2 + (0.3 \times 0.15)^2} \simeq 0.15,$$

здесь первое слагаемое учитывает неопределенность в  $M_{b,324}$ , возникающую при использовании самой аппроксимации, второе слагаемое отвечает за ошибку связанную с азимутальной вариацией яркости изображения, а третье, за ошибку возникающую при оценке массы звезд.

Еще один способ оценки ошибки на  $M_{b,324}$ , возникающей при использовании аппроксимации (2.9), аналогичен тому, который мы использовали при измерении потока. Он заключается в том, чтобы отобрать несколько скоплений с надежно измеренными  $M_{b,324}$  (т.е. те, у которых рентгеновские данные были получены во время индивидуальных наблюдений), для этих же скоплений обработать данные, полученные во время Обзора всего неба, и с помощью аппроксимации (2.9) восстановить  $M_{b,324}$ . Сравнивая оцененные массы с измеренными

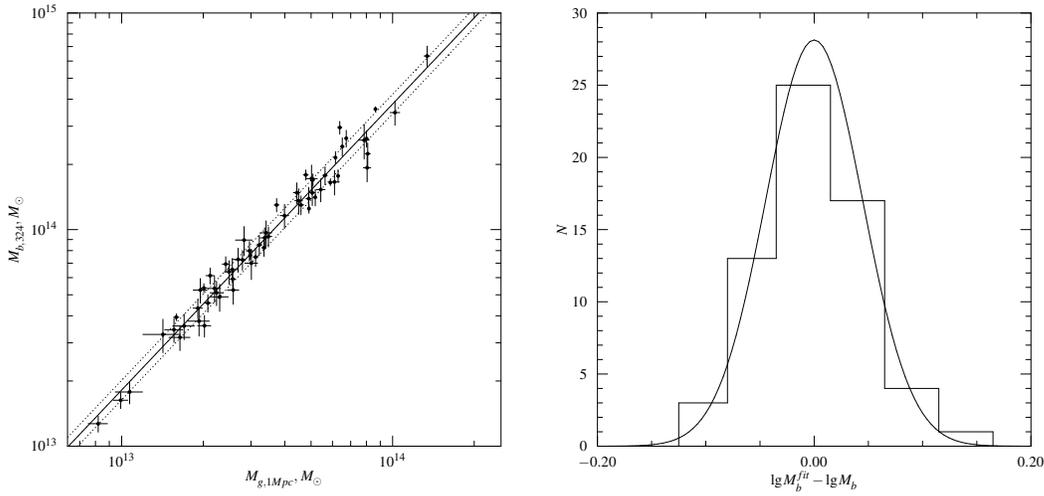


Рис. 2.6: Слева: корреляция  $M_{g,1\text{Мпк}} - M_{b,324}$ , сплошной линией показана аппроксимация по формуле (2.9), точечные линии это  $1\sigma_{\lg M_b}$  отклонения от аппроксимации. Справа: гистограмма разброса точек относительно аппроксимации, и ее при приближение гауссианой со средним 0.0 и дисперсией  $\sigma_{\lg M_b} = 0.045$ , что соответствует  $\approx 11\%$  ошибке на определение  $M_{b,324}$ .

ми, найти таким образом ошибку, возникающую при использовании корреляции  $M_{g,1\text{Мпк}} - M_{b,324}$ .

В табл. 2.1.4 приведены 20 скоплений с измеренными и оцененными с помощью (2.9) массами  $M_{b,324}$ . Усреднение величины  $|1 - M_{b,RASS}/M_{b,PSPC}|$  дает ошибку 11%, что даже немного меньше, чем в первом случае последовательного учета всех неопределенностей (Здесь мы считаем, что  $M_{b,PSPC}$  определена точно и находим относительную ошибку на измерение  $M_{b,RASS}$ , т.е. нам не нужно добавлять какие-либо другие ошибки как в первом случае.).

Резюмируя этот раздел, можно сказать, что описанные здесь методы, как измерения, так и оценки полной массы барионов в скоплениях, являются надежными, и с 15% точностью дают необходимую  $M_{b,324}$ . Данная точность приемлема для проведения космологических измерений (см. Часть 4).

## 2.2 Корреляция массы барионов и температуры

Достаточно часто в наблюдательной космологии встречаются ситуации, когда для определения какой-либо характеристики скопления используют то, или иное корреляционное соотношение. Одной из известных, является  $L - T$  корреляция, которая выводится из предположения, о том что вещество в скоплении находит-

Табл. 2.2. Измеренные и полученные из корреляции (2.9) массы барионов  $M_{b,324}$ .

Скопление	$M_{b,PSPC}$ $10^{14}M_{\odot}$	$M_{b,RASS}$ $10^{14}M_{\odot}$	Скопление	$M_{b,PSPC}$ $10^{14}M_{\odot}$	$M_{b,RASS}$ $10^{14}M_{\odot}$
2A0335	0.80	0.76	A2199	0.76	0.71
A0085	1.43	1.61	A2256	1.75	2.15
A0119	1.32	1.08	A3158	1.36	1.31
A0478	2.61	2.71	A3266	2.20	1.97
A0496	0.85	0.73	A3571	1.36	1.42
A0754	1.83	1.77	A3667	3.03	1.77
A1795	1.18	1.44	A4038	0.46	0.53
A2029	2.48	2.46	A4059	0.65	0.69
A2052	0.45	0.42	Hydra A	0.80	0.78
A2142	3.78	3.48	MKW 3s	0.54	0.62

ся в динамическом равновесии, и к нему применима теорема вириала, что дает  $L \sim T^2$  [54]. Другие известные корреляции, которые также следуют из теоремы вириала, это  $M \sim T^{3/2}$  и  $M \sim L^{4/3}$ . Исследованию и использованию этих корреляций посвящено огромное количество работ (см. например обзор Г. М. Войта [55]). Для измерений проводимых в этой работе, подобные корреляции интересны тем, что корреляция  $M_b - T$ , согласно теории автомодельного образования галактик [23], должна иметь такой же вид как, и  $M - T$  корреляция, т.е.  $M_b \sim T^{3/2}$ . Для проверки этой зависимости были использованы те скопления, у которых имелось измерение температуры (а не оценка по формуле (1.2)). На рис. 2.7 показана получившаяся зависимость, которая может быть аппроксимирована функцией:

$$M_{b,324} = 6.95 \times 10^{12} M_{\odot} (T/1\text{кЭВ})^{1.67 \pm 0.09}. \quad (2.10)$$

Получившийся наклон  $1.67 \pm 0.09$ , согласуется с полученным в работе [33], однако больше чем ожидаемый 1.5. Одна из гипотез объясняющих данное расхождение, это т.н. модель дополнительного нагрева межгалактической среды (см. например [56]). Данная модель предполагает, что межгалактический газ помимо разогрева при сжатии и формировании скопления, испытывает дополнительный нагрев за счет выбросов из активных ядер галактик и взрывов сверхновых, за счет чего часть газа покидает скопление, а предполагаемая корреляция массы газа имеет вид  $M_g \sim T^2$ . В нашем случае  $M_{g,324} = 4.23 \times 10^{12} M_{\odot} (T/1\text{кЭВ})^{1.82 \pm 0.09}$ ,

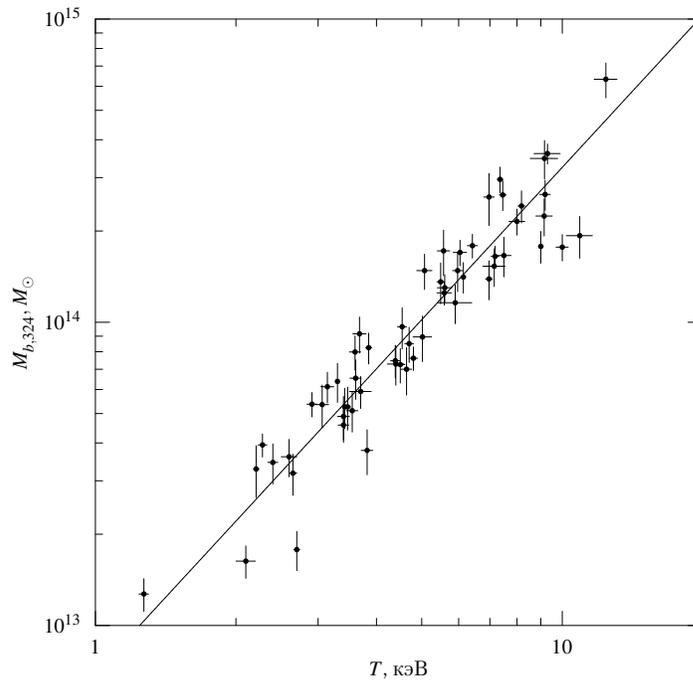


Рис. 2.7: Корреляция массы барионов в скоплении и температуры межгалактического газа.

учет же звездной компоненты, позволил уменьшить наклон до 1.7, чем приблизить результат к предсказаниям другой модели, о превращении части межгалактического газа в звезды [57], учет которых сохранял бы к наклон 1.5 в корреляции  $M_b - T$ .

На данном этапе невозможно сделать выбор между двумя описанными гипотезами, но полученная корреляция может быть использована для исследования эволюции барионной компоненты скоплений. Что касается  $M_g - T$  корреляций, то они уже успешно используются для определения эволюции межгалактического газа, которая описывается соотношением:  $M_g \sim (1+z)^{A_{MT}} T^{1.70}$ , где  $A_{MT} \approx -0.5 \pm 0.4$  [58].

Табл. 2.3. Данные отобранных скоплений.

Скопление	$L_X$ $10^{44}$ эрг $s^{-1}$	$M_{g,1\text{Mpc}}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{g,324}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{b,324}$ $10^{14}M_\odot$
2A0335	1.82	$0.30 \pm 0.01$	$0.61 \pm 0.07$	$0.80 \pm 0.10$
A0085	3.00	$0.52 \pm 0.01$	$1.16 \pm 0.13$	$1.41 \pm 0.16$
A0119	1.04	$0.37 \pm 0.01$	$1.03 \pm 0.10$	$1.30 \pm 0.13$
A0133	0.99	$0.28 \pm 0.01$	$0.55 \pm 0.07$	$0.73 \pm 0.09$
A0193 *	0.59	$0.24 \pm 0.05$	$0.42 \pm 0.05$	$0.58 \pm 0.09$
A0262	0.27	$0.14 \pm 0.02$	$0.22 \pm 0.05$	$0.33 \pm 0.06$
A0376 *	0.47	$0.22 \pm 0.03$	$0.38 \pm 0.05$	$0.52 \pm 0.08$
A0399 *	2.15	$0.52 \pm 0.06$	$1.28 \pm 0.16$	$1.59 \pm 0.23$
A0400	0.21	$0.16 \pm 0.00$	$0.27 \pm 0.02$	$0.39 \pm 0.03$
A0401	3.96	$0.67 \pm 0.01$	$2.18 \pm 0.25$	$2.64 \pm 0.30$
A0478	8.16	$0.80 \pm 0.01$	$2.19 \pm 0.25$	$2.63 \pm 0.30$
A0496	1.26	$0.32 \pm 0.01$	$0.66 \pm 0.09$	$0.85 \pm 0.11$
A0548e	0.35	$0.21 \pm 0.01$	$0.44 \pm 0.05$	$0.61 \pm 0.07$
A0576 *	0.57	$0.26 \pm 0.04$	$0.46 \pm 0.06$	$0.63 \pm 0.10$
A0754	2.86	$0.63 \pm 0.01$	$1.45 \pm 0.14$	$1.77 \pm 0.18$
A0970 *	0.59	$0.25 \pm 0.05$	$0.44 \pm 0.05$	$0.59 \pm 0.09$
A1060 *	0.26	$0.15 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.03$	$0.30 \pm 0.05$
A1367	0.50	$0.26 \pm 0.01$	$0.40 \pm 0.07$	$0.53 \pm 0.08$
A1413	4.00	$0.61 \pm 0.03$	$1.35 \pm 0.21$	$1.66 \pm 0.25$
A1644 *	1.19	$0.37 \pm 0.05$	$0.80 \pm 0.10$	$1.04 \pm 0.15$
A1650 *	2.45	$0.51 \pm 0.08$	$1.25 \pm 0.15$	$1.56 \pm 0.22$
A1651	2.63	$0.50 \pm 0.01$	$1.19 \pm 0.18$	$1.48 \pm 0.22$
A1656	2.28	$0.56 \pm 0.01$	$1.44 \pm 0.17$	$1.78 \pm 0.21$
A1689	7.75	$0.81 \pm 0.02$	$1.85 \pm 0.27$	$2.24 \pm 0.31$
A1736 *	0.84	$0.36 \pm 0.06$	$0.76 \pm 0.09$	$0.99 \pm 0.15$
A1767 *	0.89	$0.33 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.08$	$0.87 \pm 0.13$
A1775	1.02	$0.34 \pm 0.01$	$0.68 \pm 0.09$	$0.92 \pm 0.12$
A1795	3.39	$0.49 \pm 0.00$	$1.01 \pm 0.08$	$1.25 \pm 0.11$
A1831 *	0.65	$0.24 \pm 0.05$	$0.41 \pm 0.05$	$0.56 \pm 0.09$
A1835 *	13.15	$0.93 \pm 0.04$	$2.96 \pm 0.36$	$3.45 \pm 0.47$
A1914	6.55	$0.81 \pm 0.02$	$1.60 \pm 0.26$	$1.93 \pm 0.30$
A1991	0.58	$0.16 \pm 0.01$	$0.22 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.05$
A2029	5.69	$0.65 \pm 0.01$	$1.97 \pm 0.24$	$2.42 \pm 0.29$
A2034	2.38	$0.54 \pm 0.02$	$1.23 \pm 0.17$	$1.53 \pm 0.22$
A2052	0.81	$0.23 \pm 0.02$	$0.37 \pm 0.06$	$0.49 \pm 0.08$

Табл. 2.3—продолжение

Скопление	$L_X$ $10^{44}$ эрг $s^{-1}$	$M_{g,1Mpk}$ $10^{14}M_{\odot}$	$M_{g,324}$ $10^{14}M_{\odot}$	$M_{b,324}$ $10^{14}M_{\odot}$
A2061 *	1.07	$0.41 \pm 0.05$	$0.91 \pm 0.11$	$1.16 \pm 0.17$
A2063	0.69	$0.26 \pm 0.01$	$0.49 \pm 0.07$	$0.65 \pm 0.10$
A2065 *	1.83	$0.47 \pm 0.07$	$1.10 \pm 0.13$	$1.39 \pm 0.20$
A2107	0.44	$0.19 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.05$	$0.38 \pm 0.06$
A2142	7.21	$0.86 \pm 0.01$	$3.01 \pm 0.22$	$3.60 \pm 0.27$
A2147 *	0.91	$0.36 \pm 0.02$	$0.77 \pm 0.09$	$1.00 \pm 0.15$
A2151	0.33	$0.16 \pm 0.01$	$0.24 \pm 0.04$	$0.34 \pm 0.05$
A2163	14.58	$1.34 \pm 0.03$	$5.49 \pm 0.73$	$6.33 \pm 0.83$
A2199	1.25	$0.30 \pm 0.00$	$0.58 \pm 0.04$	$0.76 \pm 0.07$
A2204	9.42	$0.79 \pm 0.03$	$2.14 \pm 0.43$	$2.59 \pm 0.51$
A2244	2.81	$0.50 \pm 0.03$	$1.36 \pm 0.24$	$1.72 \pm 0.29$
A2249 *	1.13	$0.49 \pm 0.06$	$1.19 \pm 0.15$	$1.49 \pm 0.21$
A2255	1.76	$0.48 \pm 0.01$	$1.39 \pm 0.12$	$1.79 \pm 0.16$
A2256	2.74	$0.59 \pm 0.00$	$1.33 \pm 0.10$	$1.65 \pm 0.13$
A2390	10.68	$1.02 \pm 0.04$	$2.92 \pm 0.43$	$3.47 \pm 0.50$
A2415 *	0.72	$0.26 \pm 0.07$	$0.49 \pm 0.06$	$0.66 \pm 0.10$
A2420 *	1.61	$0.48 \pm 0.08$	$1.15 \pm 0.14$	$1.44 \pm 0.21$
A2426 *	1.96	$0.44 \pm 0.09$	$1.02 \pm 0.13$	$1.30 \pm 0.19$
A2457 *	0.70	$0.28 \pm 0.08$	$0.53 \pm 0.07$	$0.71 \pm 0.11$
A2572	0.39	$0.20 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.03$	$0.54 \pm 0.05$
A2589	0.62	$0.22 \pm 0.01$	$0.37 \pm 0.06$	$0.51 \pm 0.08$
A2593 *	0.36	$0.21 \pm 0.04$	$0.35 \pm 0.04$	$0.48 \pm 0.07$
A2597	2.34	$0.34 \pm 0.02$	$0.73 \pm 0.12$	$0.97 \pm 0.15$
A2626 *	0.59	$0.23 \pm 0.04$	$0.41 \pm 0.05$	$0.56 \pm 0.09$
A2634	0.31	$0.21 \pm 0.01$	$0.35 \pm 0.04$	$0.46 \pm 0.06$
A2657	0.62	$0.26 \pm 0.01$	$0.45 \pm 0.05$	$0.59 \pm 0.07$
A2665 *	0.59	$0.23 \pm 0.05$	$0.40 \pm 0.05$	$0.54 \pm 0.08$
A2734 *	0.82	$0.28 \pm 0.03$	$0.52 \pm 0.06$	$0.70 \pm 0.11$
A2877 *	0.12	$0.11 \pm 0.03$	$0.13 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.03$
A3112	2.47	$0.40 \pm 0.01$	$0.91 \pm 0.14$	$1.16 \pm 0.17$
A3158	1.81	$0.45 \pm 0.01$	$1.08 \pm 0.17$	$1.36 \pm 0.21$
A3266	2.76	$0.62 \pm 0.00$	$1.82 \pm 0.18$	$2.15 \pm 0.21$
A3376	0.65	$0.31 \pm 0.01$	$0.59 \pm 0.07$	$0.75 \pm 0.09$
A3391 *	0.90	$0.32 \pm 0.01$	$0.63 \pm 0.08$	$0.83 \pm 0.12$
A3395 *	1.07	$0.36 \pm 0.02$	$0.75 \pm 0.09$	$0.97 \pm 0.14$

Табл. 2.3—продолжение

Скопление	$L_X$ $10^{44}$ эрг $s^{-1}$	$M_{g,1\text{Mпк}}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{g,324}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{b,324}$ $10^{14}M_\odot$
A3404 *	4.85	$0.84 \pm 0.05$	$2.55 \pm 0.31$	$3.01 \pm 0.42$
A3526	0.45	$0.20 \pm 0.01$	$0.38 \pm 0.06$	$0.53 \pm 0.08$
A3528n *	0.66	$0.27 \pm 0.02$	$0.49 \pm 0.06$	$0.66 \pm 0.10$
A3528s	0.77	$0.28 \pm 0.02$	$0.66 \pm 0.12$	$0.90 \pm 0.15$
A3532	0.73	$0.30 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.10$	$0.70 \pm 0.12$
A3541 *	6.99	$0.73 \pm 0.04$	$2.11 \pm 0.26$	$2.52 \pm 0.35$
A3558	2.08	$0.51 \pm 0.00$	$1.40 \pm 0.13$	$1.70 \pm 0.16$
A3560	0.49	$0.24 \pm 0.01$	$0.50 \pm 0.05$	$0.69 \pm 0.08$
A3562 *	0.99	$0.32 \pm 0.01$	$0.65 \pm 0.08$	$0.86 \pm 0.13$
A3571	2.50	$0.49 \pm 0.01$	$1.12 \pm 0.16$	$1.39 \pm 0.20$
A3581 *	0.21	$0.10 \pm 0.03$	$0.12 \pm 0.01$	$0.17 \pm 0.03$
A3667	3.19	$0.64 \pm 0.01$	$2.49 \pm 0.23$	$2.96 \pm 0.29$
A3695 *	1.72	$0.45 \pm 0.09$	$1.03 \pm 0.13$	$1.31 \pm 0.19$
A3822 *	1.36	$0.37 \pm 0.07$	$0.79 \pm 0.10$	$1.02 \pm 0.15$
A3827 *	2.87	$0.61 \pm 0.08$	$1.61 \pm 0.20$	$1.97 \pm 0.28$
A3921	1.69	$0.44 \pm 0.01$	$1.16 \pm 0.16$	$1.48 \pm 0.20$
A4038	0.66	$0.22 \pm 0.01$	$0.39 \pm 0.06$	$0.54 \pm 0.09$
A4059	0.95	$0.27 \pm 0.01$	$0.54 \pm 0.08$	$0.73 \pm 0.11$
AWM 4	0.18	$0.11 \pm 0.01$	$0.12 \pm 0.02$	$0.18 \pm 0.03$
EXO0422 *	0.67	$0.18 \pm 0.04$	$0.29 \pm 0.04$	$0.40 \pm 0.06$
Hydra A	1.79	$0.33 \pm 0.01$	$0.64 \pm 0.07$	$0.82 \pm 0.10$
IC1262 *	0.17	$0.10 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.03$
IC1365 *	0.52	$0.24 \pm 0.04$	$0.43 \pm 0.05$	$0.58 \pm 0.09$
IV Zw 038 *	0.10	$0.11 \pm 0.02$	$0.13 \pm 0.02$	$0.20 \pm 0.03$
MKW 3s	0.97	$0.25 \pm 0.01$	$0.47 \pm 0.07$	$0.64 \pm 0.09$
MKW 4	0.14	$0.10 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.01$	$0.16 \pm 0.02$
MKW 8 *	0.20	$0.12 \pm 0.03$	$0.16 \pm 0.02$	$0.23 \pm 0.04$
NGC1550 *	0.08	$0.07 \pm 0.03$	$0.07 \pm 0.01$	$0.11 \pm 0.02$
NGC507	0.08	$0.08 \pm 0.01$	$0.08 \pm 0.01$	$0.13 \pm 0.02$
NGC6338 *	0.16	$0.10 \pm 0.02$	$0.12 \pm 0.01$	$0.18 \pm 0.03$
RXJ0118.5-1408	0.42	$0.17 \pm 0.02$	$0.25 \pm 0.04$	$0.36 \pm 0.06$
RXJ0341.3+1524*	0.23	$0.13 \pm 0.03$	$0.18 \pm 0.02$	$0.26 \pm 0.04$
RXJ0413.9-3805*	0.42	$0.19 \pm 0.04$	$0.29 \pm 0.04$	$0.41 \pm 0.06$
RXJ1252.5-3116*	0.58	$0.14 \pm 0.04$	$0.20 \pm 0.02$	$0.29 \pm 0.05$
RXJ1253.6-3931*	5.83	$0.83 \pm 0.08$	$2.50 \pm 0.31$	$2.96 \pm 0.41$

Табл. 2.3—продолжение

Скопление	$L_X$ $10^{44}$ эрг $s^{-1}$	$M_{g,1\text{Мпк}}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{g,324}$ $10^{14}M_\odot$	$M_{b,324}$ $10^{14}M_\odot$
RXJ1504.1-0248*	18.39	$1.63 \pm 0.07$	$6.66 \pm 0.81$	$7.27 \pm 0.97$
RXJ1524.2-3154*	2.08	$0.42 \pm 0.10$	$0.94 \pm 0.11$	$1.20 \pm 0.18$
RXJ1539.5-8335*	1.45	$0.24 \pm 0.08$	$0.44 \pm 0.05$	$0.59 \pm 0.09$
RXJ1558.3-1410*	2.11	$0.49 \pm 0.06$	$1.19 \pm 0.15$	$1.49 \pm 0.21$
RXJ1720.1+2638*	5.32	$0.89 \pm 0.06$	$2.79 \pm 0.34$	$3.27 \pm 0.45$
RXJ1958.2-3011*	2.63	$0.50 \pm 0.11$	$1.22 \pm 0.15$	$1.52 \pm 0.22$
RXJ2014.8-2430*	6.48	$0.86 \pm 0.18$	$2.67 \pm 0.33$	$3.13 \pm 0.43$
RXJ2344.3-042	1.25	$0.35 \pm 0.01$	$0.71 \pm 0.09$	$0.93 \pm 0.12$
S0405 *	0.82	$0.33 \pm 0.07$	$0.68 \pm 0.08$	$0.89 \pm 0.13$
S0540 *	0.28	$0.14 \pm 0.03$	$0.19 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.04$
S0861 *	0.52	$0.23 \pm 0.06$	$0.40 \pm 0.05$	$0.55 \pm 0.08$
S1101	1.13	$0.20 \pm 0.01$	$0.27 \pm 0.04$	$0.36 \pm 0.05$
UGC03957 *	0.33	$0.11 \pm 0.04$	$0.14 \pm 0.02$	$0.21 \pm 0.03$
USGC S152 *	0.04	$0.02 \pm 0.02$	$0.01 \pm 0.00$	$0.02 \pm 0.00$
Z0235 *	1.16	$0.28 \pm 0.07$	$0.52 \pm 0.06$	$0.70 \pm 0.11$
Z8852	0.26	$0.19 \pm 0.01$	$0.32 \pm 0.04$	$0.43 \pm 0.06$
ZwCl1215	1.74	$0.46 \pm 0.01$	$1.03 \pm 0.13$	$1.30 \pm 0.16$
ZwCl1742 *	1.53	$0.40 \pm 0.05$	$0.87 \pm 0.11$	$1.12 \pm 0.16$

Прим. — У скоплений отмеченных \* —  $M_{g,324}$  и  $M_{b,324}$  оценены с помощью корреляционных соотношений (см. формулу (2.9)).



## Глава 3

# Функция масс барионов

Одним из методов определения космологических параметров, с помощью скоплений галактик, является использование их функции масс — числа скоплений с массой лежащей в интервале от  $M$  до  $M + dM$ , в единице сопутствующего объема  $dn/dM$ . Как следует из этого определения, нужно знать полное число скоплений в рассматриваемом объеме. На практике же, в силу ограничений связанных с тем, что приборы которыми наблюдаются скопления имеют предел чувствительности, не все скопления из наблюдаемого объема могут быть зарегистрированы. Тем более в случае подборки ограниченной по потоку, приходится иметь дело лишь со скоплениями, чей поток превысил пороговый. Стандартный метод учета всех скоплений, это использование функции (см. например [59]):

$$\frac{dn}{dM} = \frac{1}{\Delta M} \sum_i \frac{1}{V_{\max,i}}, \quad (3.1)$$

где  $V_{\max,i}$  — максимальный сопутствующий объем в котором возможно пронаблюдать скопление с массой  $M_i$ , лежащей в интервале от  $M$  до  $M + \Delta M$ . Как отсюда видно, объем имеет критическое значение для построения функции масс, поэтому рассмотрим его вычисление более подробно.

### 3.0.1 Вычисление объема

Вообще, максимальный объем в котором возможно пронаблюдать скопление, из выборки ограниченной по потоку, определяется таким расстоянием, на котором от данного скопления можно зарегистрировать поток равный пороговому. Учитывая то, что мы работаем в ограниченном диапазоне энергий 0.5–2.0 кэВ, нужное расстояние находится из решения уравнения:

$$f_{\text{порог}}(0.5 - 2.0 \text{ кэВ}) = \frac{L(0.5(1 + z_{\max}) - 2.0(1 + z_{\max}) \text{ кэВ})}{4\pi d_L^2(z_{\max})}. \quad (3.2)$$

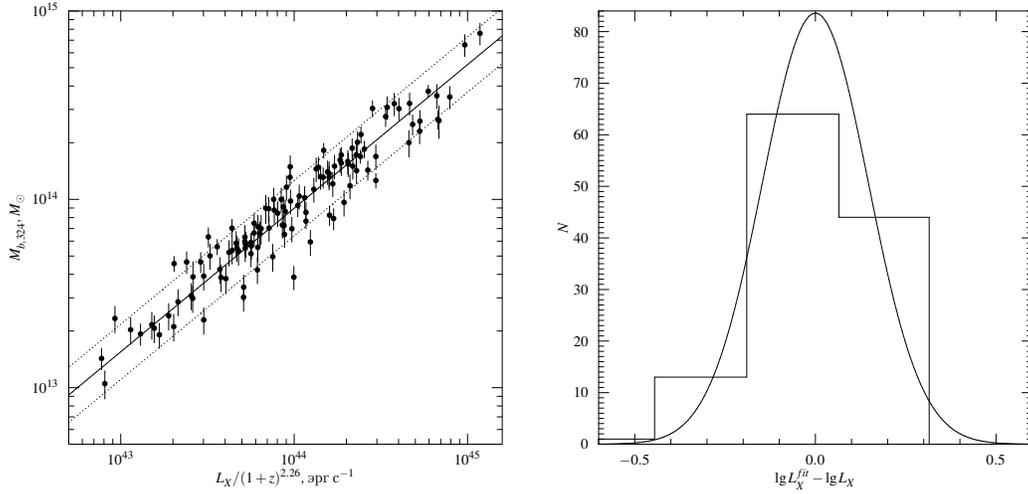


Рис. 3.1: Слева: корреляция светимости скоплений и массы барионов. Точечные линии показывают  $1\sigma$  разброс относительно аппроксимации степенным законом — сплошная линия. Справа: гистограмма отклонений от  $L_X - M_b$  аппроксимации. Сплошная линия — распределение Гаусса со средним 0.0 и дисперсией 0.15 (ошибка связанная с измерениями массы уже учтена).

Здесь числитель в правой части это светимость, рассматриваемого скопления, на красном смещении  $z_{\max}$ , в выбранном диапазоне энергий, а знаменатель  $d_L$  — болометрическое расстояние, которое зависит от космологических параметров.

Однако, как было сказано выше, нам нужен  $V_{\max}$  для скопления заданной массы. Данная связь находится из того, что светимости скоплений хорошо коррелирует с их массой [60], и следовательно, решая уравнение (3.2) для  $L = L(M_b)$ , можно получить искомую зависимость  $V(M_b)$ .

На рис. 3.1 показана корреляция  $L_X - M_{b,324}$ , где светимости измерены в диапазоне 0.5–2.0 кэВ, внутри круга радиусом  $0.7r_{vir}$ . Металличность, как и при измерении потока, полагалась равной  $0.3\odot$ , и кроме этого делалась поправка на эволюцию светимости скоплений см. [58]. Отметим, что для того чтобы иметь зависимость наилучшим образом отражающую связь масс барионов и светимостей, для нашей подборки, при построении этой корреляции были задействованы все скопления (т.е. с измеренными и оцененными массами барионов), а не только скопления с качественными данными, как это следовало бы сделать, если бы хотели получить корреляцию, например для оценки эволюции светимостей.

Наблюдаемая корреляция может быть аппроксимирована степенным законом:

$$M_{b,324} = 8.97 \times 10^{13} M_{\odot} (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.76 \pm 0.04} \quad (3.3)$$

Как видно из рисунка, разброс точек относительно этой аппроксимации достаточно велик. Он может быть объяснен наличием центров охлаждения и сливающихся подструктур скоплений, т.к. оба эти эффекта влияют на светимость скоплений.

Для учета разброса, обычно вводится функция  $p(L|M)$ , учитывающая распределение светимостей для скопления заданной массы, и тогда интересующий нас объем дается сверткой:

$$V(M) = \int p(L|M)V(L)dL, \quad (3.4)$$

где  $V(L)$  вычисляется по  $z_{\max}$ , даваемого решением уравнения (3.2). Функция  $p(L|M)$  описывается логарифмическим распределением Гаусса со средним равным 0.0 (см. рис. 3.1 справа). Что касается дисперсии, то найденная прямым вычислением она оказывается 0.17, или 0.15 если вычесть разброс связанный с ошибкой измерения массы (что соответствует 40% ошибке определения массы). Подытоживая сказанное, об использовании  $L_X - M_{b,324}$  корреляции для вычисления объема, приходим к следующей формуле:

$$V(M_b) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}\sigma_{\lg M_b}} \times \int \exp\left[-\frac{(\lg L_f(M_b) - \lg L)^2}{2\sigma_{\lg M_b}^2}\right] V(L) d \lg L, \quad (3.5)$$

где  $L_f(M)$  находится из уравнения (3.3), а  $\sigma_{\lg M_b} = 0.15$ . Эта зависимость показана на рис. 3.2 слева.

### 3.1 Использование $L_X - M_b$ корреляции при изучении эволюционных свойств скоплений

При построении  $L_X - M_b$  корреляции мы делали поправку на эволюцию данного соотношения, делили светимости на  $(1+z)^{2.26}$ . Для рассматриваемой здесь подборки скоплений, на малых красных смещениях, данная поправка невелика,  $(1+0.05)^{2.26} \approx 1.12$ , но ее важно учитывать при работе со скоплениями на больших  $z$  (например для того, чтобы поставить ограничения на среднюю плотность Вселенной,  $\Omega_M$  и космологическую постоянную  $\Omega_\Lambda$  (см. например [61], или соответствующую секцию в Части 4), необходимо построить функцию масс далеких скоплений, т.е. уметь вычислять сопутствующий объем с учетом эволюции  $L_X - M_b$  корреляции). Поэтому кратко опишем получение данного эволюционного соотношения.

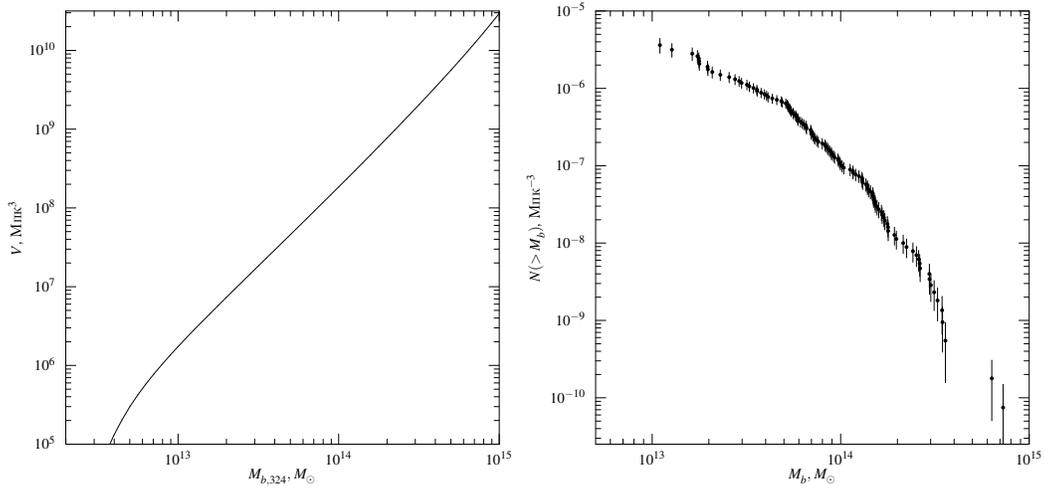


Рис. 3.2: Слева: объем в котором можно обнаружить скопление в зависимости от его массы. Справа: кумулятивная функция масс рассматриваемой здесь подборки скоплений галактик.

Вообще, изучение эволюции  $L_X - M_b$  корреляции было сделано на основе  $L_X - M_g$  корреляции, так как вклад от звезд в суммарную массу барионов не очень большой. В качестве опорной  $L_X - M_g$  корреляции на малых  $z$ , использовались достаточно яркие скопления, входящие в составленную здесь подборку [60], а корреляция на больших  $z$  была построена по скоплениям, чьи рентгеновские данные были получены спутником *Chandra* [58]. Затем, используя параметризацию  $M_g \sim (1+z)^{A_{ML}} L^\gamma$  с фиксированным значениям  $\gamma$  для близких скоплений, было найдено что  $A_{ML} \approx 2.26$ , что и было использовано нами.

### 3.2 Наблюдаемая функция масс

Итак, сейчас мы имеем все необходимое для построения функции масс. Для наших целей удобно пользоваться кумулятивной функцией масс, так как в этом случае мы избегаем сбивания данных, и тем самым используем их более информативным образом.

Кумулятивная функцией масс определяется, как число скоплений в единице сопутствующего объема с массой больше заданной:

$$N(> M) = \sum_{M_i \geq M} \frac{1}{V(M_i)}, \quad (3.6)$$

где  $V(M_i)$  вычисляется по формуле (3.5). Получившаяся функция масс показана на рис. 3.2 слева.

Рассмотрим теперь неопределенности, которые содержит построенная функция масс. Они двух видов, это пуассоновский шум, связанный с числом подсчетов скоплений, и ошибки возникающие при измерении массы барионов скоплений. Пуассоновский шум вычисляется в виде суммы:

$$\Delta_P^2 = \sum_{M_i \geq M} \frac{1}{V^2(M_i)}, \quad (3.7)$$

а ошибки измерения массы, учитываются при использовании метода Максимального правдоподобия (см. ниже).

### 3.2.1 Тесты на полноту выборки

Построив функцию масс, мы, с ее помощью, можем протестировать полноту нашей подборки. Хотя, при измерении рентгеновского потока от скоплений, мы уже затрагивали вопрос о полноте, и был проведен стандартный тест с помощью кривой подсчетов скоплений (см. рис. 1.7), для полной уверенности, проведем здесь еще один тест на полноту.

Основная идея предлагаемого теста заключается в том, что если исходная выборка полна, то созданная из нее другая подвыборка, также будет полна. Таким образом, если из исходной выборки мы создадим несколько подвыборок и построим их функции масс, то они должны будут согласовываться как с исходной, так и между собой, иначе при их использовании для определения космологических параметров результаты не будут совпадать.

Основной причиной появления неполноты выборки является неправильное измерение потока, которое наиболее сильным образом сказывается для скоплений у которых он мал (это могут быть либо далекие скопления, с достаточно большой светимостью, либо близкие, но с низкой светимостью). Поэтому естественным критериям создания подвыборок является разбиение исходной по потоку и красному смещению. При этом для наиболее четкого различия между подвыборками, нужно сравнивать функции масс не содержащие одних и тех же скоплений, например, для подвыборок с разбиением по потоку использовать разбиение  $f_{\text{порог}} \leq f_X^{(1)} \leq f_1$  и  $f_X^{(2)} > f_1$ , а не  $f_X^{(1)} \geq f_{\text{порог}}$  и  $f_X^{(2)} > f_1$ , так как в полученные этим разбиением подвыборки будут входить одни и те же скопления с потоком  $> f_1$ .

Мы создали 4 подвыборки, разбив исходную по потоку и красному смещению, следующим образом (здесь поток приведен в единицах  $10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ):

- 1)  $z \leq 0.055$  и  $f_X \leq 14$ ,
- 2)  $z > 0.055$  и  $f_X \leq 14$ ,
- 3)  $z \leq 0.055$  и  $f_X > 14$ ,
- 4)  $z > 0.055$  и  $f_X > 14$ ,

здесь  $z = 0.055$  медианное красное смещение, а  $f_X \leq 14$  это рентгеновский поток выделяющий  $\sim 50$  ярких скоплений из исходной подборки (Напомним, что при ее построении были наложены условия  $z \geq 0.01$  и  $f_X \geq 7.0 \times 10^{-12}$  эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ ).

На рис. 3.3 показано поочередное сравнение дифференциальных функций масс для выбранных разбиений (жирные линия), с функцией масс для всей выборки (тонкая линия). Как видно из этого рисунка, все четыре функции масс подвыборок находятся в прекрасном согласии с основной функцией масс. Кроме этого, если мы на глаз будем совмещать функции масс для каждой подвыборки (жирные линии), то увидим, что они в пределах ошибок хорошо согласуются между собой. Отсюда можно сделать вывод, при фитировании функции масс каждой подвыборки для определения космологических параметров мы бы получили согласующиеся между собой результаты, а это значит, что созданная нами подборка полна, и мы можем приступить к определению космологических параметров.

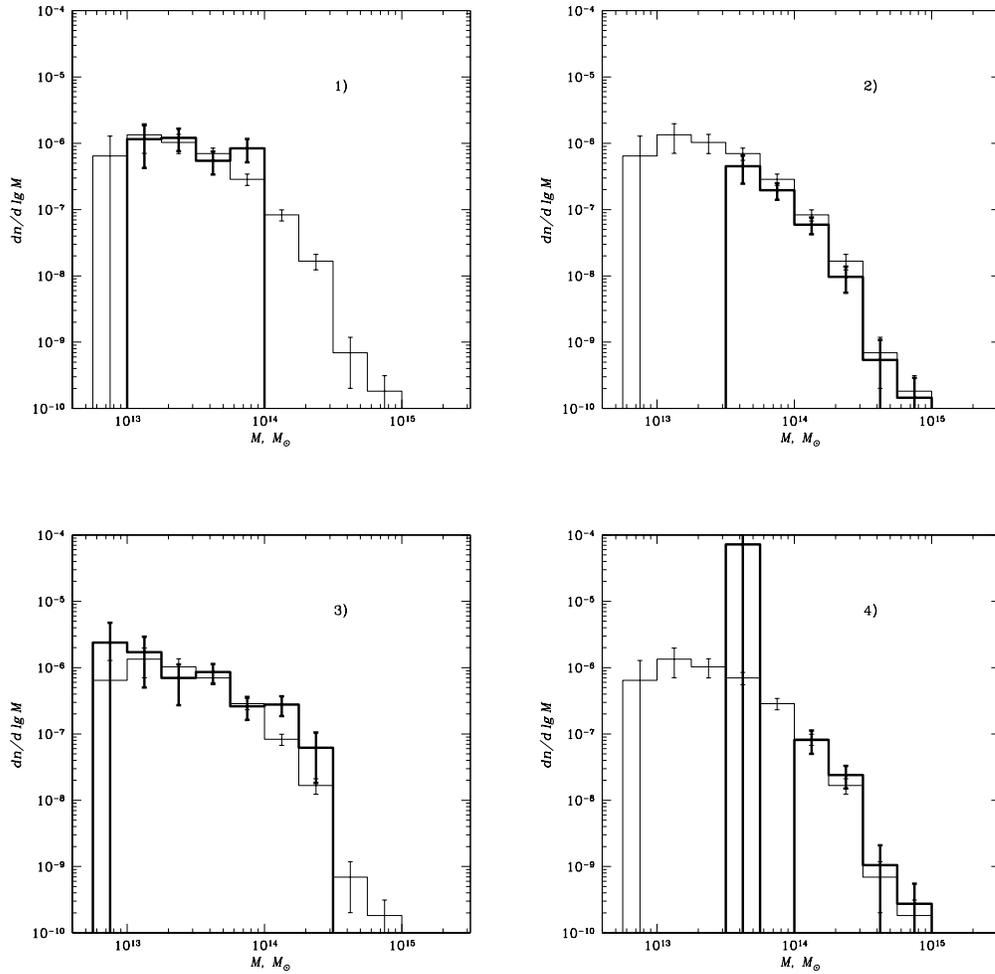


Рис. 3.3: Сравнение дифференциальных функций масс для четырех различных подвыборок (жирные линии), с функцией масс для всей выборки (тонкая линия).



## Глава 4

# Определение нормировки и наклона спектра мощности возмущений плотности

### 4.1 Основные идеи

Как уже упоминалось во Введении, число скоплений в единице сопутствующего объема как функция их массы, является хорошим индикатором нормировки и наклона спектра мощности флуктуаций плотности во Вселенной. Чтобы это увидеть, рассмотрим сначала характеристики самого спектра мощности, а затем их связь с функцией масс.

Как предсказывает самая успешная на сегодняшний день теория инфляции — экспоненциального расширения Вселенной в первые мгновения ее рождения, первичные возмущения плотности возникли из квантовых флуктуаций некоего скалярного поля. Амплитуда этих флуктуаций имеет гауссово распределение,<sup>1</sup> а спектр мощности носит степенной характер  $P_0(k) \sim k^n$ , где  $k$  сопутствующий волновой вектор, значения же  $n$  должны быть очень близки к единице (см. [63, 64, 65]). С прекращением инфляции начинаются другие стадии развития Вселенной. Для представления общей картины отметим три из них:

- «горячая стадия», на этой стадии в среднюю плотность Вселенной основной вклад дают релятивистские частицы (электроны, фотоны, нейтрино и

---

<sup>1</sup>В последнее время, в связи с успехом изучения флуктуаций микроволнового фона, все чаще можно встречать работы посвященные исследованию негауссовости первичных возмущений плотности (см. например [62]), но как показано в этой же работе, для предсказания обилия скоплений следует полагать спектр возмущений гауссовым.

т.д.) в этот период возможен рост лишь тех возмущений, чей размер превышает размер горизонта  $D_{\text{гор}} \sim c/H$  (здесь  $H$  ненормированная константа Хаббла).

- после выхода из горячей стадии, начинается период в который основной вклад в среднюю плотность вещества во Вселенной дает темная материя. Являясь бесстолкновительной и нерелятивистской, она под действием гравитации беспрепятственно падает на существующие возмущения плотности, чем порождает их дальнейший рост. Что касается обычного вещества, то на данном этапе его температура настолько высока, что оно находится в ионизированном состоянии и сильно взаимодействует с излучением, которое препятствует его, совместно с темной материей, падению на возмущения плотности.
- заключительная стадия начинается после момента рекомбинации, когда становится возможным падение барионов в потенциальные ямы, образованные темной материей.

Каждая из этих стадий оказывает свое влияние на спектр постинфляционных флуктуаций плотности, которое может быть описано т.н. функцией переноса  $T(k)$ . Точное вычисление  $T(k)$  возможно лишь численными методами [66], но существует также довольно хорошая ее аппроксимация [67], которая используется в этой работе.

Связь спектра мощности,  $P_0(k)$ , порожденного инфляцией, с тем который получается в конечном итоге записывается в виде:

$$P(k) = T^2(k)P_0(k). \quad (4.1)$$

Здесь в функцию  $T(k)$  в качестве параметров входят: средняя плотность вещества  $\Omega_M$ , средняя плотность барионов  $\Omega_b$  и константа Хаббла  $h$ . На рис. 4.1 показаны примеры функции переноса для двух различных значений  $\Omega_M$ . Как видно из этого рисунка, функция переноса<sup>2</sup>, а вместе с ней и итоговый спектр

<sup>2</sup>Особую роль в процессе эволюции возмущений играет момент равенства плотностей излучения и вещества,  $z_{eq}$ , т.к. начиная с этого момента, становится возможным рост возмущений на всех масштабах. На качественном уровне функцию переноса можно записать в виде [68]:

$$T(k) \sim \begin{cases} 1, & kD_H(z_{eq}) \ll 1 \\ (kD_H)^{-2}, & kD_H(z_{eq}) \gg 1 \end{cases}$$

Если оценить размер горизонта в момент  $z_{eq}$ , то он оказывается  $\sim 16(\Omega_M h^2)^{-1}$  Мпк, что и объясняет зависимость функции переноса (ее характерного слова) от  $\Omega_M$ .

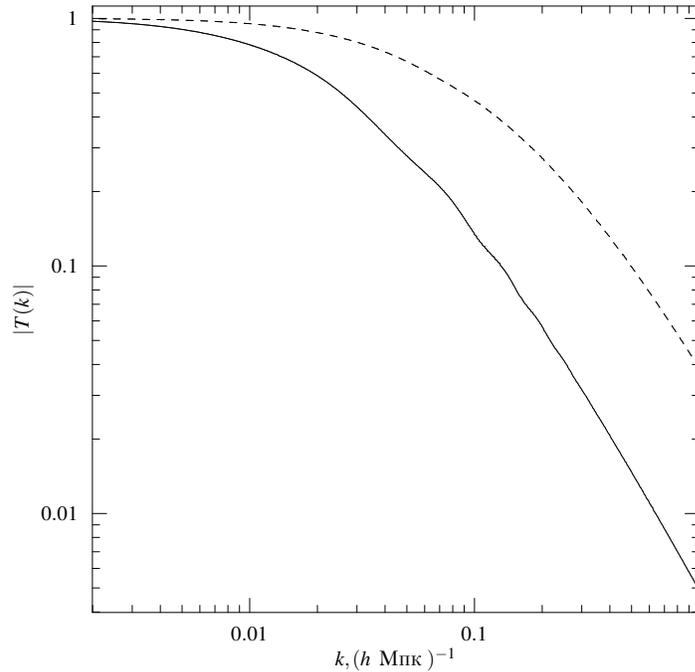


Рис. 4.1: Функции переноса для двух разных значений средней плотности вещества.  $\Omega_M = 0.3$  — сплошная линия,  $\Omega_M = 1.0$  — штриховая ( $\Omega_b h^2 = 0.0224$ ,  $h = 0.71$ ).

мощности  $P(k)$ , очень чувствительны к параметру  $\Omega_M$ . Поэтому, если мы будем иметь некую экспериментально функцию, которая зависит от  $P(k)$ , то с ее помощью мы сможем определять  $\Omega_M$ .

Еще одной величиной, определяющей спектр мощности, является его нормировка. На данный момент, модели инфляции не в состоянии предсказать ее величину, поэтому она обычно находится экспериментально. Рассмотрим более подробно ее определение и связь с наблюдательными данными.

Поле флуктуаций плотности, которое описывает спектр мощности, можно характеризовать среднеквадратичной амплитудой возмущений на данном масштабе,  $\sigma$ . Эта величина определяется в виде свертки квадрата отклонений плотности поля от среднего с функцией  $W(r)$  имеющей вид:

$$W(r) = \begin{cases} 1 & r \leq r_0, \\ 0 & r > r_0, \end{cases} \quad (4.2)$$

где  $r_0$  как раз определяет выбранный масштаб. Итак, квадрат  $\sigma(r_0)$  записывается

в виде:

$$\sigma^2(r_0) = \left\langle \frac{(\rho - \langle \rho \rangle)^2}{\langle \rho \rangle^2} \right\rangle = \frac{1}{V} \int_V \left( \frac{\rho(r)}{\langle \rho \rangle} - 1 \right)^2 W^2(r - r_0) dV. \quad (4.3)$$

С помощью преобразования Фурье (см. [69]) можно связать данное выражение со спектром мощности:

$$\sigma^2(r_0) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 P(k) \widetilde{W}^2(kr_0)^2 dk, \quad (4.4)$$

где  $\widetilde{W}(kr_0)$  Фурье образ функции  $W(r)$ :

$$\widetilde{W}(x) = 3 \frac{\sin x - x \cos x}{x^3}. \quad (4.5)$$

Из выражения (4.4) следует, что если мы зададим какой-либо масштаб, и экспериментально найдем  $\sigma^2$ , то нормировка спектра мощности будет связана с найденной  $\sigma^2$  выражением:

$$A = \frac{\sigma^2(r_0)}{\int_0^\infty k^{2+n} T^2(k) \widetilde{W}^2(kr_0)^2 dk}. \quad (4.6)$$

Первые измерения амплитуды флуктуаций были сделаны при помощи подсчетов галактик (величины  $\delta N/N$ ) в произвольно расположенной сфере заданного радиуса [70, 71, 72]). Отметим, что галактики были выбраны не случайно, т.к. именно они, скучиваясь, отмечают места повышенной плотности вещества. Измерения показали, что для сферы радиусом  $8h^{-1}$  Мпк,  $\sigma^2 \sim 1$  и поэтому нормировку спектра мощности принято выражать через амплитуду флуктуаций плотности на масштабе  $8h^{-1}$  Мпк, и обозначать  $\sigma_8$ .

### Связь спектра мощности и функции масс

Сказав о том, что галактики отмечают места повышенной плотности, остается сделать один шаг к тому, чтобы связать функцию масс скоплений галактик и спектр мощности флуктуаций плотности. Это делается в работе Пресса и Шехтера [73], где получена функция масс сферически симметричных объектов, образовавшихся под действием самогравитации из первичных флуктуаций плотности. Эти объекты можно связать со скоплениями галактик, и таким образом говорить о функции масс скоплений:

$$\frac{dn}{dM} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\langle \rho \rangle}{M} \frac{\delta_c}{\sigma^2} \left| \frac{d\sigma}{dM} \right| \exp\left(-\frac{\delta_c^2}{2\sigma^2}\right), \quad (4.7)$$

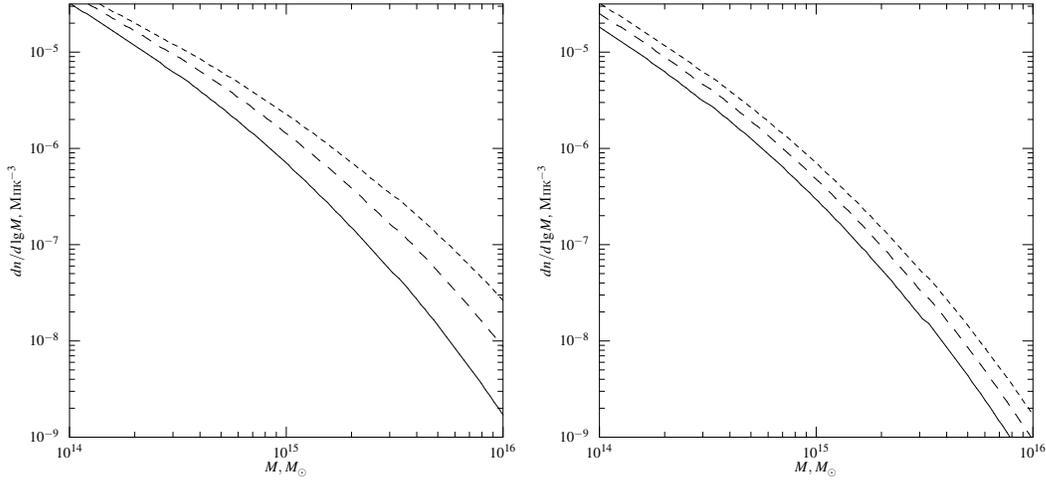


Рис. 4.2: Функции масс для различных параметров  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ . Слева для  $\Omega_M = 0.3$  показаны (снизу вверх) функции масс для  $\sigma_8 = 0.7, 0.8$  и  $0.9$ . Справа для фиксированной нормировки  $\sigma_8 = 0.7$  показаны (снизу вверх) функции масс для  $\Omega_M = 0.2, 0.25$  и  $0.3$ .

где  $\delta_c$  слабая функция космологических параметров, а  $\sigma$  амплитуда среднеквадратичных флуктуаций плотности заданной массы (масса связана с масштабом  $r_0$  на котором вычисляется  $\sigma$  через соотношение  $M = 4\pi/3\langle\rho\rangle r_0^3$ ). Итоговая формула для вычисления  $\sigma(M)$ , дающая связь спектра мощности и функции масс имеет вид:

$$\sigma^2(M) = \sigma_8^2 \frac{\int_0^\infty k^2 P(k) \widetilde{W}^2(kr(M)) dk}{\int_0^\infty k^2 P(k) \widetilde{W}^2(k8h^{-1}\text{Мпк}) dk}. \quad (4.8)$$

На рис. 4.2 показаны функции масс построенные для различных значений нормировки спектра мощности  $\sigma_8$  и параметра плотности  $\Omega_M$ . Как из него видно, небольшие изменения этих параметров критическим образом влияют на функцию масс, а это в свою очередь говорит о том, что функция масс скопления является чувствительным инструментом для измерения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ .

На самом деле процесс роста возмущений, и последующее образование скопления галактик, достаточно сложен и точно не описываются функцией (4.7). Эта проблема решается при помощи компьютерных моделирований больших объемов Вселенной. В работе [74] была получена функция масс, которая учитывает все сложные процессы, возникающие при образовании скопления:

$$\frac{dn}{dM} = \frac{\langle\rho\rangle}{M} \left| \frac{d \ln \sigma}{dM} \right| A \exp(-|\ln \sigma^{-1} + b|^c), \quad (4.9)$$

здесь  $A, b, c$  константы, зависящие только от того, как определена масса скопления. В нашем случае ее удобно определять, как массу внутри однородно заполненной веществом сферы, чья плотность превышает среднюю в заданное число раз. Так в работе [74] были получены коэффициенты  $A, b, c$  для двух контрастов плотности 180 и 324. Для нас был удобен контраст  $\delta = 324$ , и именно для него были произведены измерения массы барионов. Для  $\delta = 324$  коэффициенты в уравнении (4.9) принимают следующие значения:

$$A = 0.316, b = 0.67, c = 3.82$$

#### 4.1.1 Описание метода

Как теперь видно, функция масс скоплений чувствительна к нормировке и наклону спектра мощности. Т.е. измерив массы скоплений, и построив функцию масс, можно определить необходимые параметры. Вся трудность заключается как раз в измерении масс скоплений, т.к. основной вклад в массу дает не наблюдаемая темная материя. Поэтому обычно используют другие величины такие, как температура межгалактического газа или его светимость и строят соответственно функцию температур или светимостей. Такой подход использует тот факт, что полная масса скоплений должна быть пропорциональна  $T^{3/2}$  или  $L^2$  соответственно. Нормировка же в этих корреляциях определяется либо из компьютерных моделирований скоплений, либо экспериментально. Такие подходы обычно позволяют определить нормировку с точностью около 30%, что приводит к большим ошибкам при определении космологических параметров (хороший обзор этой проблемы дан в работе [9]). Таким образом, желательно разработать метод который не опирался бы на измерение полных масс скоплений.

В этой работе мы предлагаем такой метод. Он опирается на то, что барионная фракция в скоплениях галактик должна быть равна средней во Вселенной,  $f_b = M_b/M_{tot} = \Omega_b/\Omega_M$  [23]. Откуда следует, по крайней мере в первом приближении, что барионная фракция одна и та же во всех скоплениях. В этом случае можно написать связь кумулятивных функций масс для барионов и полных масс скоплений:

$$F_b(M_b) = F_{tot}(\Omega_M/\Omega_b M_b). \quad (4.10)$$

Масса барионов достаточно надежно измеряется (см. Часть 2),  $\Omega_b$  — определяется из совместного анализа данных флуктуаций микроволнового фона и теории первичного нуклеосинтеза [24], а  $\Omega_M$  служит параметром модели подлежащим определению. Использование соотношения (4.10) впервые было предложено в работе [75], однако методика построения функции масс барионов сильно отличалась от предложенной здесь.

Как видно основная идея метода достаточно проста. При реализации же возникают некоторые нюансы, требующие более внимательного рассмотрения. Перечислим те, о которых речь пойдет ниже:

- 1) функция масс барионов построена при фиксированных  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$ ,  $h$  и  $\Omega_b h^2$ . Поэтому следует рассмотреть вопрос о влиянии этих параметров на функцию масс барионов, и на конечные результаты соответственно. Кроме этих параметров, есть еще параметр  $n$  — определяющий наклон первичного спектра возмущений. От него зависит модельная функция масс, поэтому мы также рассмотрим его влияние на окончательные результаты.
- 2) предложенная идея, описываемая формулой (4.10), использует факт постоянства барионной фракции в скоплениях. На самом деле, это может быть верно лишь для массивных скоплений, а в общем случае барионная фракция является функцией массы скопления. Поэтому следует рассмотреть все возможные варианты барионной фракции.
- 3) как следствие пункта 2), зависимость барионной фракции от массы или даже просто ее неуниверсальность приведет к тому, что контрасты плотности, на которых измерены массы барионов, изменятся при изменении барионной фракции. Поэтому следует рассмотреть вопрос о том, как провести перескалирование массы для приведения ее к выбранному контрасту  $\delta = 324$ .

#### 4.1.2 Зависимости полной и барионной функций масс от космологии

##### Параметры $\Omega_M$ и $\Omega_\Lambda$

Средняя плотность вещества во Вселенной,  $\Omega_M$ , входя в функцию переноса  $T(k)$ , определяет форму спектра мощности и как следствие наклон функции масс (см. рисунки 4.1 и 4.2). Помимо этого, от  $\Omega_M$  зависит фактор роста возмущений,<sup>3</sup> который следует учитывать, так как экспериментально полученная функция масс построена для скоплений находящихся не на одном каком-то красном смещении, а в некотором диапазоне  $z$ . Для учета этого факта, теоретическая функция масс, посчитанная на нескольких красных смещениях, взвешивалась с функцией  $V(M)$  (см. уравнение (3.5) и рис. 3.2).

Параметр  $\Omega_M$  не влияет на экспериментальную функцию масс, т.к. он используется лишь при вычислении сопутствующего объема, но изменениями  $V(M)$  при вариации  $\Omega_M$  можно пренебречь.

<sup>3</sup>Для простоты изложения в предыдущей секции не вводился фактор роста линейных возмущений, связывающий амплитуды среднеквадратичных флуктуаций на разных  $z$ ,  $\sigma^2(M, z) = D^2(z)\sigma^2(M, 0)$ .

Что касается  $\Omega_\Lambda$ , то этот параметр входит в фактор роста,  $D(z)$ , и используется при вычислении сопутствующего объема  $V(M)$ . Зависимостью  $D(z)$  от  $\Omega_\Lambda$  на малых  $z$  можно пренебречь, и также как и в случае  $\Omega_M$ , вариации  $\Omega_\Lambda$  не влияют на вычисления сопутствующего объема.

Подытоживая этот пункт, можно сказать следующее: от  $\Omega_M$  зависит лишь модельная функция масс, а влиянием  $\Omega_\Lambda$  на любые наши вычисления можно пренебречь (Мы зафиксировали его значение на 0.7).

### Нормировка спектра мощности $\sigma_8$

Как видно из уравнения (4.9),  $\sigma(M)$ , а вместе с ней и нормировка спектра мощности  $\sigma_8$  входят в экспоненциальный фактор функции масс, что и определяет ее сильную чувствительность от  $\sigma_8$ .

При построении экспериментальной функции масс, измерении массы барионов в скоплениях или вычислении сопутствующего объема,  $\sigma_8$  никак не задействована. Поэтому при ее определении никаких дополнительных перескалирований производить не надо.

### Постоянная Хаббла $h$

От значения постоянной Хаббла наши результаты зависят критическим образом, и хотя ее измерения сходятся у значения 0.71 [24, 76], принятого нами в качестве основного, мы рассмотрели возможность изменения  $h$ , и учета этого путем перескалирования функции масс.

Рассмотрим как от  $h$  зависит измерение массы барионов на заданном контрасте плотности. Так как основной вклад в массу барионов дает межгалактический газ, то достаточно рассмотреть, как измерение его массы зависит от  $h$ , а вклад от звезд будет лишь небольшой добавкой.

Вообще, при измерении массы газа используется излучение пришедшее с площадки неба некоего углового размера. Светимость этой площадки,  $L$ , пропорциональна квадрату расстояния до нее,  $d$ . Далее, на основании уравнения (2.2), и того, что размер рассматриваемой области  $\sim d$  можно написать:

$$L \sim n^2 V \sim (M/V)^2 V \sim M^2/d^3. \quad (4.11)$$

Учитывая, что при космологических измерениях все расстояния скалируются как  $h^{-1}$ , получаем  $M \sim h^{-2.5}$ . Однако нам требуется найти массу внутри заданного контраста плотности  $\delta$ , т.е. найти такой угловой радиус (линейный размер рассматриваемой площадки) при котором:  $\delta \sim M/d^3 \sim d^{5/2}/d^3 \sim h^{0.5}$ . Отсюда следует, что масса, измеренная для разных  $h$ , будет соответствовать разным контрастам плотности, что влечет ее переизмерение при изменении  $h$ . Этого можно

избежать, если найти зависимость массы от контраста на котором ее измеряют, и таким образом массу измеренную при одном  $h$ , приводить к соответствующему контрасту, если нужно найти массу при другом  $h$ .

Для нахождения зависимости  $M_\delta(\delta)$ , мы предположили, что она имеет вид  $M_\delta \sim \delta^\gamma$ . Отсюда следует, что измерив массу на двух разных контрастах плотности можно найти  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{\ln M_{\delta_1}/M_{\delta_2}}{\ln \delta_1/\delta_2}. \quad (4.12)$$

На рис. 4.3 показаны получившиеся значения  $\gamma$ , для измерений массы на контрастах 324 и 500. Среднее значение  $\gamma$  лежит в районе  $-0.5$ , которое мы и использовали в дальнейшем<sup>4</sup> (результат использованный в работах [77, 78]).

Таким образом, при изменении  $h$ , измеренная на заданном контрасте плотности масса скалируется как  $h^{-2.5}$ , из-за изменения расстояний, и как  $\delta^{-0.5} \sim h^{0.25}$  для сохранения контраста, или окончательно:  $M_\delta \sim h^{-2.25}$ . В нашем случае закон перескалирования имеет вид:

$$M_{b,324} = M_{b,324}^0 \left( \frac{h}{0.71} \right)^{-2.25}, \quad (4.13)$$

где  $M_{b,324}^0$  масса барионов измеренная при  $h = 0.71$ .

Что касается зависимости теоретической функции от  $h$ , то во-первых,  $h$  используется при вычислении функции переноса (через произведение  $\Omega_M h$ ), и во-вторых полная масса скоплений скалируется как  $M \sim h^{-1}$  [74, 77].

И наконец, рассмотрим скалирование теоретической и экспериментальной функций масс вдоль оси ординат. При вычислении теоретической функции масс она умножается на  $h^3$  [74]. Экспериментальную же, построенную при  $h = 0.71$ , следует перескалировать таким образом, чтобы для нового  $h$  она оставалась неизменной, т.е. умножить на  $(h/0.71)^{-3}$ .

### Средняя плотность барионов $\Omega_b h^2$

Зависимость теоретической и экспериментальной функций масс от  $\Omega_b h^2$  достаточно слабые. При вычислении теоретической функции масс этот параметр используется в функции переноса  $T(k)$ , но фактически не влияет на ее форму для используемых здесь значений  $\Omega_b h^2$  (см. рис 4.1).

<sup>4</sup>Закон  $M_\delta \sim \delta^{-0.5}$ , можно также формально получить из следующих рассуждений: пусть профиль плотности скоплений описывается  $\beta$ -моделью со значением  $\beta = 2/3$ . Отсюда имеем  $M \sim r$ . С другой стороны, по определению массы на контрасте  $\delta$ ,  $M = 4\pi/3\delta(\rho_b)r^3$ , откуда  $M \sim M^3\delta \Rightarrow M \sim \delta^{-0.5}$ .

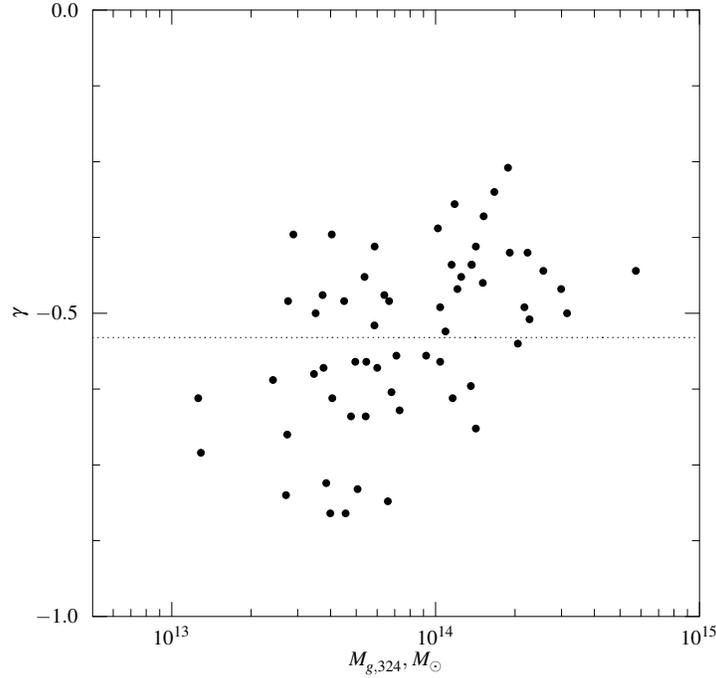


Рис. 4.3: К определению зависимости  $M_\delta \sim \delta^{-0.5}$ . Точечная линия показывает усредненное значение,  $\langle \gamma \rangle = -0.54$ .

От  $\Omega_b h^2$  зависит измерение  $M_{b,324}$  в экспериментальной функции масс. Для нахождения возникающего при этом закона перескалирования замечаем, что изменение средней плотности барионов, эквивалентно изменению контраста плотности на котором измеряется масса скопления. Откуда следует, что искомый закон перескалирования имеет вид [77, 78]:

$$M_{b,324} = M_{b,324}^0 \left( \frac{\Omega_b h^2}{0.0224} \right)^{-0.5}. \quad (4.14)$$

Хотя этот параметр измерен довольно точно  $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.009$  [24, 79], ниже будет исследовано его влияние конечный результат.

#### Наклон первичного спектра мощности $n$

Очевидно, что экспериментально полученная функция масс никак не зависит от наклона спектра мощности. Влияние  $n$  на теоретическую функцию масс похоже на то, которое производит  $\Omega_M$ . А из-за того, что используемый нами диапазон

масс покрывает всего 2 порядка, любые вариации  $n$  можно свести к вариациям  $\Omega_M$ . Поэтому при получении основных результатов, мы предпочли использовать значение  $n = 1$ , предсказываемое инфляционными моделями [63, 64, 65] и подтверждаемое недавними измерениями флуктуаций микроволнового фона [24]. Однако, для полноты картины, мы также как и в случае других принятых *a priori* параметров, исследуем влияние  $n$  на конечные результаты.

### Отклонение барионной фракции от универсальной $\Upsilon$

Предложенный метод основан на предположении об универсальности барионной фракции в скоплениях галактик,  $M_b/M_{tot} = \Omega_b/\Omega_M$ , что предсказывается теорией автомодельного образования скоплений [23]. С другой стороны существуют теории в которых барионная фракция отличается от универсального значения. Например, в теории дополнительного нагрева межгалактического газа [56], его доля в скоплениях малой массы будет отличаться от универсального значения в меньшую сторону. Если же обратиться к эксперименту, то существующие измерения барионной фракции довольно противоречивы, и можно найти работы в которых она постоянна [80, 81, 82] или же зависит от температуры (массы) скопления [83, 84]. Следовательно, необходимо учесть все эффекты связанные с не универсальностью.

Предположим, что доля барионов в скоплениях не универсальна, и представима в виде  $M_b/M_{tot} = \Upsilon \Omega_b/\Omega_M$ , где  $\Upsilon$  характеризует недостаток или избыток барионов в скоплении и в общем случае является функцией  $M_b$ . Данное соотношение подразумевает, что на больших радиусах профили плотности барионов и темной материи подобны и после измерения массы на нужном радиусе оказывается, что доля барионов отличается от универсальной на фактор  $\Upsilon$ . Вспоминая, что мы проводим измерения массы на заданном контрасте плотности получаем:

$$\frac{4\pi/3\rho_b r^3 \delta_b}{4\pi/3\rho_M r^3 \delta} = \Upsilon \Omega_b/\Omega_M \Rightarrow \delta_b = \Upsilon \delta.$$

Так как модельная функция масс имеет дело с массой скоплений на  $\delta$ , то глядя на полученное соотношение говорим, пусть мы имеем дело с полной массой скопления измеренной на радиусе соответствующем  $\delta$ , тогда для того чтобы сравнивать ее с массой барионов нам надо измеренную массу барионов привести к этому же радиусу, или что то же перескалировать ее к другому контрасту плотности. Воспользовавшись соотношением  $M_b \sim \delta_b^{-0.5}$  получаем, что масса барионов на радиусе который соответствует полной массе скопления на контрасте  $\delta$ , связана с измеренной  $M_{b,\delta_b}$ , соотношением  $M_{b,\delta} = M_{b,\delta_b} (\delta/\delta_b)^{-0.5} = M_{b,\delta_b} \Upsilon^{0.5}$ , и окончательно находим:

$$\frac{M_{b,\delta_b}}{M_{tot,\delta}} = \Upsilon^{1.5} \frac{\Omega_b}{\Omega_M},$$

здесь для нашего случая  $M_{b,\delta_b}$  это измеренная масса  $M_{b,324}$ .

Рассмотрим теперь возможные варианты поведения барионной фракции (фактора  $\Upsilon$ ) в скоплениях.

- 1)  $\Upsilon \neq 1$ , но одно и то же для всех скоплений. Данный случай описывает систематический недостаток или избыток барионов в скоплениях. Довольно часто такая ситуация встречается при моделировании скоплений (см. например [53]). При этом любая систематическая ошибка возникающая при измерениях массы скоплений аналогична тому, что  $\Upsilon \neq 1$ . Например, из-за отклонений скоплений от сферической симметрии при измерениях массы возникает 5–10% ее систематическая переоценка [53]. С другой стороны дополнительный нагрев среды, например выбросами из ядер активных галактик или вспышками сверхновых, привел бы к удалению части барионов из скопления и в этом случае наблюдался бы их недостаток. Поэтому необходимо исследовать, как влияет отклонение  $\Upsilon$  от универсального значения на конечные результаты. Ниже, мы рассмотрим ее 15% вариации, что должно покрывать весь диапазон возможных отклонений.
- 2)  $\Upsilon = 1$  в среднем, но меняется от скопления к скоплению. Такая ситуация встречается при определении барионной фракции экспериментально, когда измерения разбросаны вокруг среднего значения [43], что может быть объяснено процессами происходящими в скоплениях (например, не во всех скоплениях наблюдаются активные ядра галактик). Поэтому мы решили исследовать и этот вариант. Он может быть реализован при помощи свертки функции масс барионов с соответствующим ядром.
- 3)  $\Upsilon$  является функцией массы скоплений. Для этого случая не существует каких-либо определенных измерений. Поэтому мы воспользовались результатами работы [85], в которой были промоделированы скопления с учетом дополнительного нагрева межгалактической среды. Причем, промоделированные скопления должны были воспроизводить  $L_X - T$  корреляцию, полученную из наблюдений. Одним результатов этой работы была зависимость барионной фракции от температуры. Адаптировав ее для нашего случая с помощью  $M_b - T$  корреляции, мы получили следующую зависимость:

$$\Upsilon(M_b) = 1 - \frac{M_*}{M_b}, \quad M_* = 0.7 \times 10^{13} M_\odot. \quad (4.15)$$

Как видно, на больших массах эта функция стремится к 1, что предсказывается теоретически. Однако, недостатком этой функции является ее быстрый спад, и обращение в ноль на массе, соответствующей вполне нормальному скоплению.

### 4.1.3 Практическая реализация метода

Подводя итог предыдущей секции, опишем, как фактически производился перевод модельной функции масс к измеренной. Задав набор космологических параметров  $n$ ,  $\Omega_M$ ,  $\Omega_b$ ,  $h$ ,  $\sigma_8$ , мы сначала вычисляли спектр мощности с помощью формул приведенных в работе [67], после чего, вычисляли функцию полных масс скоплений (см. уравнение (4.9)), и переводили к наблюдаемой функции масс барионов скалированием вдоль оси масс. При этом мы использовали следующую формулу (каждый множитель этой формулы рассматривался выше):

$$Mh^{-1} = \Upsilon^{-1.5} M_b \frac{\Omega_M}{\Omega_b} \left( \frac{h}{0.71} \right)^{-2.25} \left( \frac{\Omega_b h^2}{0.0224} \right)^{-0.5} \quad (4.16)$$

Так как наш метод не чувствителен к  $n$ ,  $\Omega_b$  и  $h$ , то они фиксировались на значениях  $n = 1$ ,  $\Omega_b = 0.044$  и  $h = 0.71$ , и лишь когда мы исследовали влияние этих параметров на результат, производилось их варьирование. Таким образом, параметры которые непосредственно определялись это  $\Omega_M$  и  $\sigma_8$ .

#### Метод максимального правдоподобия

Для определения  $\Omega_M$  и  $\sigma_8$  мы использовали метод максимального правдоподобия. Данный подход хорош тем, что позволяет избежать группировки данных по бинам, и тем самым использовать данные максимально информативным образом.

В целом мы использовали подход описанный в работе [86], с небольшой коррекцией учитывающей ошибку измерений масс барионов в скоплениях [60]. Мы искали максимум функции правдоподобия:

$$S(\Omega_M, \sigma_8) = \sum_i \ln W(M_b^i, \sigma_{M_b^i}, \Omega_M, \sigma_8) - \int_0^\infty f(M_b, \Omega_M, \sigma_8) V(M_b) dM_b, \quad (4.17)$$

где суммирование производится по всем наблюдаемым скоплениям, функция  $W$  — плотность вероятности пронаблюдать скопление в интервале от  $M_b$  до  $M_b + dM_b$ ,  $f(M_b, \Omega_M, \sigma_8)$  — модельная функция масс приведенная к массам барионов по формуле (4.16) (подробнее см. ниже), а  $V(M_b)$  объем выборки (см. рис.3.2). Если бы масса барионов в скоплениях измерялась точно, то функция  $W$  имела бы вид  $f(M_b)V(M_b)$ , но из-за присутствия ошибки измерения массы  $\sigma_{M_b^i}$ , функция  $W$  дается сверткой:

$$W(M_b^i, \sigma_{M_b^i}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{M_b^i}^2}} \int_{M_b^i - 2\sigma_{M_b^i}}^{M_b^i + 2\sigma_{M_b^i}} f(M_b) V(M_b) \exp\left(-\frac{(M_b - M_b^i)^2}{2\sigma_{M_b^i}^2}\right) dM_b, \quad (4.18)$$

здесь под  $M_b^i$  и  $\sigma_{M_b^i}$  подразумеваются измеренные для  $i$ -того скопления  $M_{b,324}$  и ошибка.

Последний момент о котором следует здесь упомянуть, касается того, что наш метод основан на сравнении кумулятивных функций масс (см. формулу (4.10)), а функция правдоподобия оперирует дифференциальной. В общем случае переход от полных масс скоплений к массам барионов зависит от  $M_b$  (см. (4.15), (4.16)), поэтому модельная функция масс которая используется в функции правдоподобия имеет вид:

$$f(M_b) = \frac{dF_{tot}(M(M_b))}{dM} \frac{dM}{dM_b}, \quad (4.19)$$

здесь  $M(M_b)$  дается уравнением (4.16), а  $dF_{tot}/dM$  это функция масс вычисленная по уравнению (4.9).

## 4.2 Результаты

В предыдущей секции, мы описали как фитировать функцию масс, используя метод максимального правдоподобия. В этой, будут представлены результаты фитирования и даны оценки, возникающих при этом неопределенностей.

При фитировании мы использовали точки функции масс с  $M_b \geq 5 \times 10^{13} M_\odot$ , при этом из 123 скоплений, по которым построена функция масс, в фитировании участвовали 95. Данное ограничение связано с тем, что маломассивная часть функции масс подвержена следующим неопределенностям:

- большинство скоплений, в этой части функции масс, являются слабыми объектами, чья масса была определена по низкокачественным рентгеновским данным (*RASS*), что приводит к неопределенности самой в функции масс, т.к. для ее построения используется зависимость  $V(M_b)$  (см. уравнение (3.5))
- используемая нами функция, для барионной фракции  $\Upsilon(M_b)$ , подвержена большой неопределенности для скоплений малой массы, так как именно для них, могут оказаться важными процессы не гравитационного нагрева газа, которые до сих пор плохо изучены
- оценка вклада звездной составляющей, в полную массу барионов, в скоплениях производилась с помощью  $L_{opt} - M_g$  корреляции, использование которой приводит к слишком большому вкладу звезд ( $\sim 50\%$ ) для маломассивных скоплений (см. рис. 2.3).

Как обсуждалось выше, наиболее чувствительными для определения, с помощью функции масс барионов, являются параметры  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ , другие параметры, такие как  $h$ ,  $n$  и  $\Omega_b h^2$  не могут быть определены из данного анализа. Их изменения приводят лишь к простому сдвигу ограничений на  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ . Ниже, мы приводим результаты фитирования для следующей модели, положенной в основу,  $h = 0.71$ ,  $n = 1$ ,  $\Omega_b h^2 = 0.0224$  и функции  $\Upsilon(M_b)$ , определяемой уравнением (4.15), а также приводим скалирующие соотношения для  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ , возникающие при вариациях параметров модели положенной в основу.

### Фитирование формы функции масс

Одновременное определение параметров  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  возможно при использовании широкого диапазона функции масс, так как ее наклон чувствителен к  $\Omega_M$ , а ее нормировка к  $\sigma_8$ . На рис. 4.4 показаны 68% и 95% доверительные интервалы на оцененные параметры для выбранной за основу модели, а функция правдоподобия достигает максимума при  $\Omega_M = 0.18$  и  $\sigma_8 = 0.73$ . 95%-ный интервал включает в себя значение  $\Omega_M = 0.27$ , которое было получено из анализа данных спутника *WMAP* [24]. Но вообще, полученный результат похож на предсказания, даваемые с помощью температурной функции масс [87], что функции масс построенные по скоплениям галактик положе, чем предсказывает модель холодной темной материи.

*Параметр  $h$ :* Рассмотрим теперь, как ограничения на  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  зависят от  $h$ . Вариация  $h$  влияет на форму спектра мощности, а через нее на наклон функции масс, через произведение  $\Omega_M h$ . Следовательно, если мы изменим  $h$ , и начнем фитировать функцию масс, то так как наклон фита не должен изменяться, чтобы проходить через точки, то должно будет измениться значение  $\Omega_M$ , но так, что произведение  $\Omega_M h$  останется постоянным (см. рис. 4.5, слева). Таким образом, можно написать следующее скалирующее соотношение для  $\Omega_M$ :

$$\Omega_M h = 0.13 \quad (4.20)$$

Что касается  $\sigma_8$ , то при изменении  $h$ , этот параметр также будет меняться. Экспериментируя с различными значениями  $h$ , мы получили:

$$\Delta\sigma_8 = 0.30\Delta h \quad (4.21)$$

В табл. 4.2 приведены «центральные» значения контуров показанных на рис. 4.5 слева.

Отметим, что ограничения на  $\sigma_8$  полученные с помощью температурной функции масс не зависят от  $h$ , так как, и масса соответствующая определенной  $T$ , и

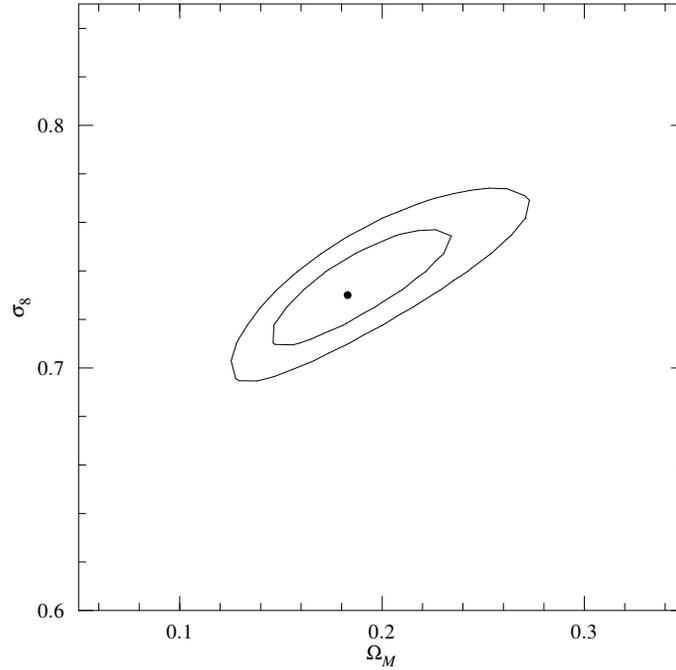


Рис. 4.4: 68% и 95% контуры значимости для модели положенной в основу (см. текст).

Табл. 4.1. Значения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  в зависимости от  $h$ .

$h$	0.60	0.71	0.80
$\sigma_8$	0.70	0.73	0.76
$\Omega_M$	0.21	0.18	0.166

независимая переменная в модельной функции масс, скалируются как  $h^{-1}$ . В нашем же случае,  $M_b \sim h^{-2.25}$  (см. уравнение (4.16)), что и приводит к полученной зависимости  $\sigma_8$  от  $h$ .

*Параметр  $n$ :* Форма функции масс определяется наклоном спектра мощности флуктуаций плотности в узком диапазоне длин волн (около  $k \simeq 0.1h \text{ Мпк}^{-1}$ ), где  $P(k)$  можно аппроксимировать степенным законом. Это означает, что мы не можем отличить наклон первичного (инфляционного) спектра мощности, от наклона функции переноса  $T(k)$  на масштабах скопления галактик. Т.е. большие

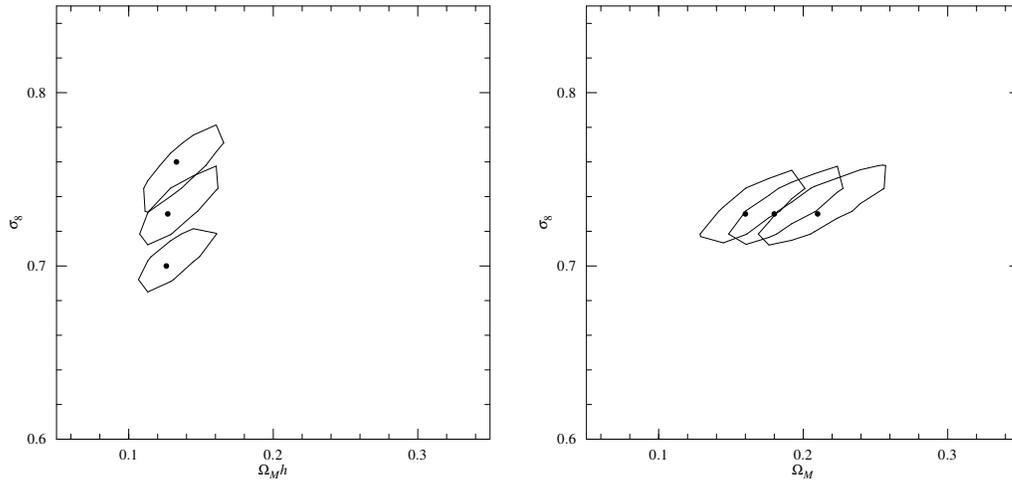


Рис. 4.5: Слева: Зависимость положения 68% контуров в плоскости  $\sigma_8 - \Omega_M h$  для различных значений  $h$  (снизу вверх 0.6, 0.71, 0.8). Справа: Зависимость положения 68% контуров в плоскости  $\sigma_8 - \Omega_M$  для различных значений  $n$  (слева направо 1.1, 1.0, 0.9)

Табл. 4.2. Значения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  в зависимости от наклона спектра первичных возмущений  $n$ .

$n$	0.9	1.0	1.1
$\sigma_8$	0.73	0.73	0.73
$\Omega_M$	0.21	0.18	0.16

значения  $n$  могут быть объяснены более пологой функцией переноса, или что то же более низкими значениями  $\Omega_M h$ . Следовательно, доверительные контуры на плоскости  $\sigma_8 - \Omega_M$  при изменении  $n$  будут двигаться вдоль оси  $\Omega_M$ , оставляя  $\sigma_8$  неизменной (см. рис. 4.5, справа). Варьирование  $n$  (см. табл. 4.2) показало, что  $\Omega_M$  меняется по закону:

$$\Delta\Omega_M = -0.30\Delta n \quad (4.22)$$

*Параметр  $\Omega_b h^2$* : Данный параметр влияет на модельную функцию масс через функцию переноса, однако это влияние минимально для, разумно выбранного отношения  $\Omega_b/\Omega_M$ . Гораздо большее влияние он оказывает на наблюдаемую функцию масс барионов через скалирование  $M_b \sim (\Omega_b h^2)^{-0.5}$  (см. уравнение (4.16)). Эффект от вариации  $\Omega_b h^2$ , на доверительные контуры в плоскости

$\sigma_8 - \Omega_M$ , аналогичен эффекту производимому вариацией  $h$  и может быть представлен в виде:

$$\Delta\sigma_8 = -18.0\Delta\Omega_b h^2 \quad (4.23)$$

*Не универсальность барионной фракции:* Как уже упоминалось ранее, не универсальность барионной фракции может сильно влиять на наши результаты. Наиболее простой случай это скалирование на фактор  $\Upsilon_0$ , т.е.  $\Upsilon(M_b) = \Upsilon_0(1 - M_*/M_b)$  для нашей основной модели (ур. (4.15)), или просто  $\Upsilon(M_b) = \Upsilon_0$  для модели, в которой барионная фракция постоянна. Влияние вариаций  $\Upsilon_0$ , на доверительные контуры в плоскости  $\sigma_8 - \Omega_M$ , аналогичны влиянию вариаций  $h$  и  $\Omega_b h^2$  и может быть описано так:

$$\Delta\sigma_8 = -0.37\Delta\Upsilon_0, \quad (4.24)$$

причем, как и в предыдущих случаях, ограничение на  $\Omega_M$  остается неизменным.

На рис. 4.6 показано сравнение, получившихся ограничений, для  $\Upsilon(M_b) = 1$  с  $\Upsilon(M_b)$ , даваемым основной моделью. Для  $\Upsilon(M_b) = 1$  мы получили меньшие значения, как для  $\Omega_M$ , так и для  $\sigma_8$ . Это можно объяснить так; если барионная фракция уменьшается для маломассивных скоплений, то кумулятивная функция масс должна сдвигаться в сторону малых масс, что уплотняет предсказываемую  $F_b(M_b)$  и уменьшает ее нормировку. Откуда следует, чтобы правильно фитировать данные, нужны более крутые (с бóльшими значениями  $\Omega_M$ ) модельные функции полных масс скоплений и с бóльшими нормировками (значениями  $\sigma_8$ ).

Что касается случая при котором  $\Upsilon$  не зависит от массы, но меняется от скопления к скоплению, то возникающий в данном случае эффект небольшой, и как показано в работе [78], проявляется в увеличении контуров на  $\simeq 12\%$ .

#### 4.2.1 Использование эволюции функции масс барионов для определения $\Omega_M$ и $\Omega_\Lambda$ .

Построенная функция масс барионов близких скоплений галактик, в совокупности с функцией масс барионов для далеких скоплений, может быть использована для определения ограничений на  $\Omega_M$  и  $\Omega_\Lambda$  [61]. Данное измерение основано на эволюции функции масс, которое выражается в зависимости фактора роста линейных возмущений от комбинации параметров  $\Omega_M$  и  $\Omega_\Lambda$ . Сам фактор роста,  $D(z)$ , связан с амплитудой флуктуаций плотности посредством соотношения:

$$\sigma(M, z) = D(z)\sigma(M). \quad (4.25)$$

Использование уравнения (4.25), в уравнении для функции масс (см. уравнение (4.9)), позволяет описать функцию масс на любом  $z$ . Фактор роста входит в экспоненциальный множитель в функции масс, и поэтому  $\Omega_\Lambda$  оказывает

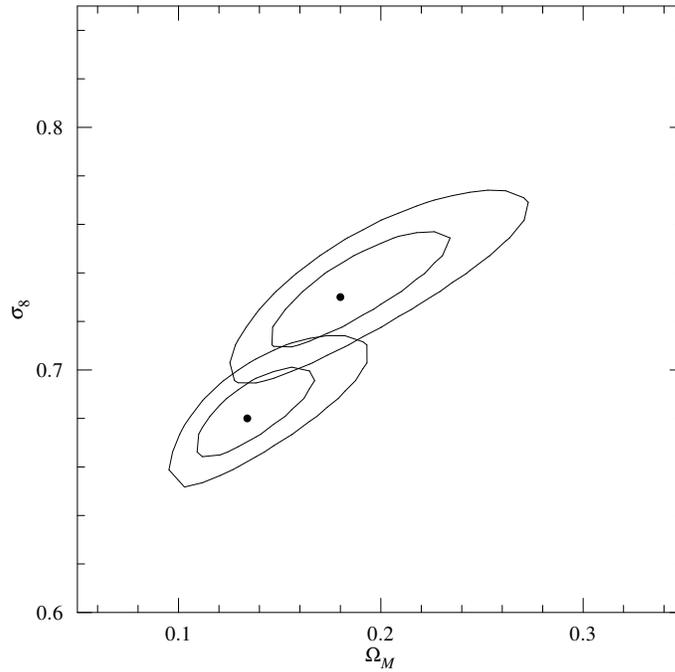


Рис. 4.6: Сравнение 68% и 95% контуров для разных моделей барионной фракции. Верхние контуры получены для  $\Upsilon$  описываемой формулой (4.15), нижние для  $\Upsilon = 1$ .

значительное влияние на функцию масс на больших  $z$ . Столь сильная зависимость может быть использована для определения  $\Omega_\Lambda$ , что и было сделано в работе [61]. В этой работе к построенной функции масс барионов для далеких скоплений ( $z \geq 0.4$ ), в совокупности с функцией барионов масс для близких скоплений [78], последовательно применялись теоретические модели с варьированием  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\Lambda$  и  $\sigma_8$ . Модель считалась приемлемой на соответствующем уровне значимости, если для заданных  $\Omega_M$  и  $\Omega_\Lambda$ , было возможно, так подобрать значения нормировок ( $\sigma_8$ ) модельных функций масс на  $z = 0$  и  $z \geq 0.4$ , что они обе проходили через наблюдаемые функции масс.

Данный подход, позволил получить следующее ограничение на комбинацию  $\Omega_M$  и  $\Omega_\Lambda$ :

$$\Omega_M + 0.30\Omega_\Lambda = 0.48 \pm 0.08, \quad (4.26)$$

которое находится в согласии с результатами полученными по исследованию флуктуаций микроволнового фона и сверхновых типа Ia.

#### 4.2.2 Влияние возможных систематических неопределенностей на полученные результаты

В основе полученных нами ограничений на  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  лежит экспериментальная функция масс барионов. Для ее построения требовалось провести измерения масс барионов в скоплениях и получить зависимость  $V(M_b)$ . При этом, в процессе измерений нам пришлось делать те, или иные предположения, или учитывать такие эффекты, как эволюция светимости скоплений, радиальная зависимость температуры и обилия тяжелых элементов межгалактического газа. К тому же проводя измерения, мы могли допустить некоторые систематические ошибки, которые просто невозможно учесть не имея данных более высокого качества. Поэтому важно узнать, как повлияют на результат небольшие вариации приближений в рамках которых мы работали. Рассмотрим их последовательно:

##### 1) Обилие тяжелых элементов, $A$

Обилие тяжелых элементов в межгалактическом газе используется при измерениях потока и светимости в одном случае, и в другом, для вычисления переводного коэффициента, связывающего наблюдаемую поверхностную яркость с массой межгалактического газа. При измерениях потока и светимости мы полагали  $A = 0.3 \odot$ , что следует из измерений (см. например [37]). Однако, все подобные измерения сделаны лишь для центральных частей скоплений, откуда и приходит основной поток излучения. Поэтому это хорошее приближение при вычислениях потоков и светимостей скоплений, которое обычно используют и при вычислении массы межгалактического газа [43, 33, 88]. Однако, новые, более точные измерения, сделанные при помощи спутника *Chandra* [44], показали, что во внешних частях скоплений, где находится основная доля газа, обилие тяжелых элементов составляет  $0.2 \odot$ , что и было использовано при получении результатов описанных выше.

Рассмотрим теперь, какими были бы результаты, если бы для измерения массы газа мы использовали  $A = 0.3 \odot$ . Вообще, это означало бы, что некоторая доля регистрируемого излучения обусловлена переносом в линиях, а яркость линий как известно, высока. Таким образом, при более высоком обилии тяжелых элементов, ту же самую яркость нам давало бы меньшее количество газа, т.е. при  $A = 0.3 \odot$  мы будем измерять меньшую массу газу в скоплениях. Уменьшение массы скоплений повлияет на  $L_X - M_b$  корреляцию, и в этом случае наилучшая аппроксимация будет иметь более крутой наклон:

$$M_{b,324} = 7.60 \times 10^{13} M_{\odot} (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.84 \pm 0.04} \quad (4.27)$$

Изменение  $L_X - M_b$  корреляции, повлияет в свою очередь на вычисление  $V(M_b)$ , а это приведет к тому, что скопление данной массы  $M_b$  мы будем наблюдать в

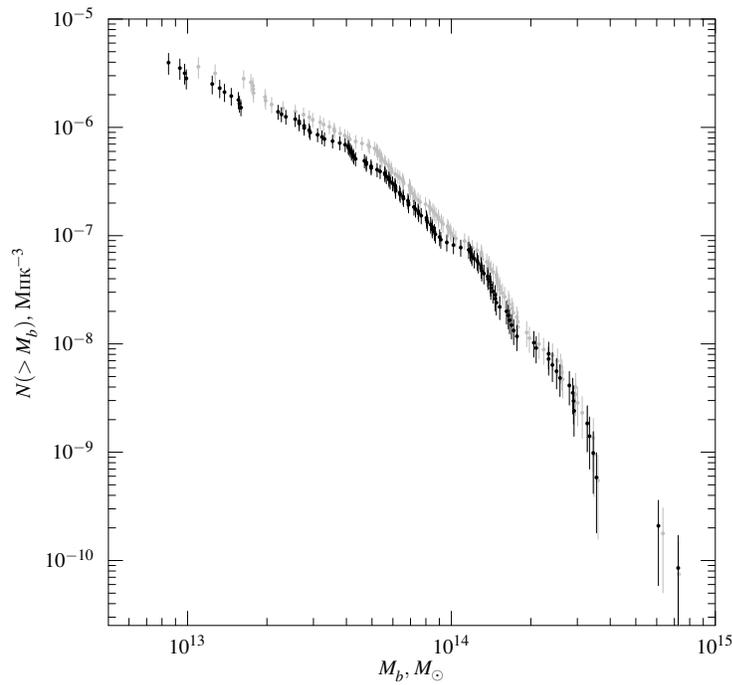


Рис. 4.7: Функции масс: серая – основная, черная – полученная при  $A = 0.3 \odot$ .

меньшем объеме, т.е. сама функция масс будет положе, и будет описываться моделями с меньшими  $\Omega_M$ . Также можно ожидать уменьшения  $\sigma_8$ , т.к. функция масс стала положе и мы стали наблюдать меньшее число скоплений.

Все становится понятнее, если сравнить между собой получившуюся функцию масс, с той, при помощи которой были получены основные результаты. На рис. 4.7 показаны черным и серым цветом, новая, для  $A = 0.3 \odot$  и старая – основная функции масс. Применяя к новой функции масс процедуру фитирования описанную выше, т.е. используя точки с  $M_b \geq 0.5 \times 10^{14} M_\odot$  и беря  $\Upsilon(M_b)$  даваемую уравнением (4.15), мы получили что  $\Omega_M = 0.14$ , а  $\sigma_8 = 0.68$ . Как видно параметры изменились в ожидаемую нами сторону. Таким образом, сделанная нами поправка на обилие тяжелых элементов,  $A = 0.2 \odot$ , оказала небольшое влияние на полученный результат.

## 2) Температура межгалактического газа

Рассмотрим теперь, как зависят наши результаты от предположений, касающихся температуры межгалактического газа. Напомним, что при измерениях потока и светимости, собранную из литературы или оцененную из  $L_X - T_X$  корреляции,

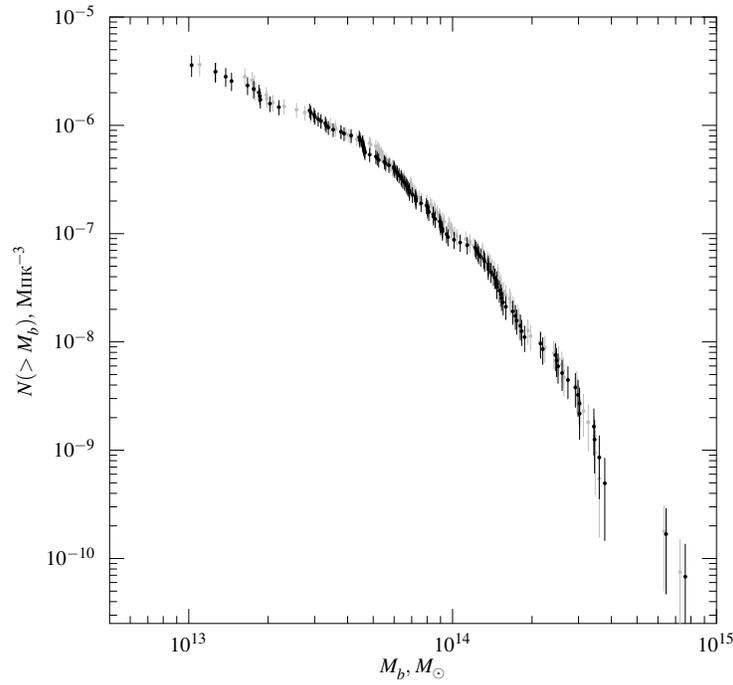


Рис. 4.8: Функции масс: серая – основная, черная – полученная без предположения  $T = T_X/2$ .

температуру мы оставляли неизменной, а при вычислении коэффициента переводящего меру эмиссии плазмы в массу газа использовали  $T = T_X/2$ . Такой подход связан с тем, что как и для случая обилия тяжелых элементов, измерения температуры, приводимые в литературе, сделаны для центральных частей скоплений, в то время как измерения зависимости температуры газа от радиуса показывают, что она спадает примерно в 2 раза от центра к периферии скопления [45, 89]. Вообще, в рабочем для нас диапазоне энергий 0.5–2.0 кэВ, зависимостью коэффициента перевода от температуры можно пренебречь [34], но тем не менее мы рассмотрели, как изменились бы результаты не используя мы предположения  $T = T_X/2$ .

Как и в случае с обилием тяжелых элементов мы провели полный анализ данных, не используя предположения  $T = T_X/2$  (обилие тяжелых элементов мы брали как и при получении основных результатов 0.2 $\odot$ ). Основное влияние изменение температуры оказывает на коэффициент, связывающий наблюдаемую поверхностную яркость с массой межгалактического газа. Поэтому изменится и

$L_X - M_b$  корреляция. Для рассматриваемого случая она имеет вид:

$$M_{b,324} = 8.34 \times 10^{13} M_{\odot} (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.79 \pm 0.04} \quad (4.28)$$

Получившаяся функция масс, показана на рис. 4.8 (черная). Для сравнения серым показана наша основная функция масс (полученная при  $T = T_X/2$ ). Как видно, их массивные части фактически совпадают, а легкое расхождение начинается после  $1 \times 10^{14} M_{\odot}$ , что отражает тот факт, что коэффициент перевода более чувствителен к низким температурам, присущим маломассивным скоплениям.

Фитирование получившейся функции масс дало  $\sigma_8 = 0.70$ ,  $\Omega_M = 0.16$ , что лежит на краю 68% доверительного контура для нашего основного результата. Таким образом, сделанная нами поправка на температуру межгалактического газа, оказывает, хотя и не значительное, влияние на наш основной результат.

### 3) Эволюция светимостей скоплений

Одной из коррекций, сделанных нами при построении функции масс, был учет эволюции светимости скоплений ( $L_X = L_X / (1+z)^{2.26}$ ). Эта поправка делалась при построении  $M_b - L_X$  корреляции, которая в свою очередь, используется при вычислении сопутствующего объема для скопления заданной массы (светимости). Таким образом единственное изменение которое произойдет с функцией масс будет изменение вдоль оси подсчета скоплений. Рассмотрим, как это повлияет на конечные результаты.

Без поправки на эволюции  $L_X - M_b$  корреляция имеет вид:

$$M_{b,324} = 7.84 \times 10^{13} M_{\odot} (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.72 \pm 0.04}, \quad (4.29)$$

она немного положе, и с меньшей нормировкой, чем полученная для основной функции масс. Соответствующая функция масс показана черным на рис. 4.9. Как видно, ее массивная часть лежит выше чем у основной функции масс (серая), а их маломассивные части фактически совпадают. Это объясняется тем, что массивные скопления более яркие и среди них больше далеких для которых эффект эволюции сильнее. В результате получившаяся функция масс стала положе, и как следствие при ее фитировании мы получили меньшее, чем в основном случае, значение  $\Omega_M = 0.17$ , нормировка же осталась неизменной  $\sigma_8 = 0.73$ . Таким образом учет эволюционных эффектов позволил, хотя и в пределах ошибок, увеличить значение  $\Omega_M$ .

### 4) Возможная систематическая ошибка измерения массы газа

Рассмотрим влияние систематической ошибки измерения массы барионов на конечный результат. Один из вариантов возникновения подобной ошибки мо-

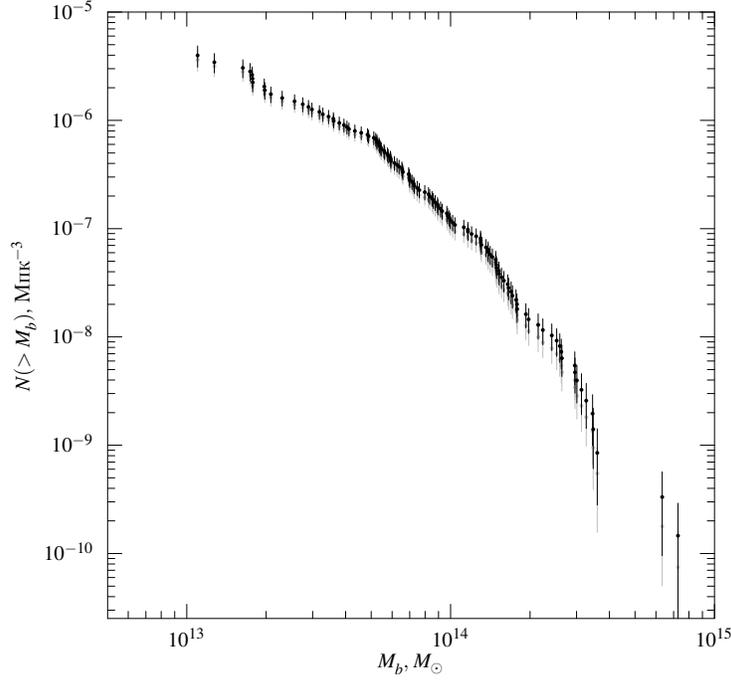


Рис. 4.9: Функции масс: серая – основная, черная – без учета эволюции светимости скоплений.

жет быть связан с эллиптичностью скоплений [53]. Другая причина рассмотрения данной ошибки это вопрос, о том как влияет на конечный результат учет звездной компоненты скоплений. Поэтому мы решили уменьшить массу барионов во всех скоплениях на 15%, и повторив весь процесс фитирования, сравнить конечные результаты.

Очевидно, что полученная функция масс будет сдвинута влево относительно основной, и единственное изменение коснется вычисления объема  $V(M_b)$ , из-за изменений нормировки в  $L_X - M_b$  корреляции. Для рассматриваемого случая, аппроксимация  $L_X - M_b$  корреляции имеет вид:

$$M_{b,324} = 7.60 \times 10^{13} M_{\odot} (L_X / 10^{44} \text{ эрг с}^{-1})^{0.77 \pm 0.04} \quad (4.30)$$

Полученная функция масс, показана черным на рис. 4.10, серым основная функция масс. Фитирование новой функции масс дало  $\sigma_8 = 0.69$  и  $\Omega_M = 0.18$ , т.е. изменение коснулось только нормировки функции масс. Отсюда можно сделать вывод, что любая систематическая ошибка измерения масс барионов будет влиять на  $\sigma_8$ , оставляя неизменным измерение  $\Omega_M$ .

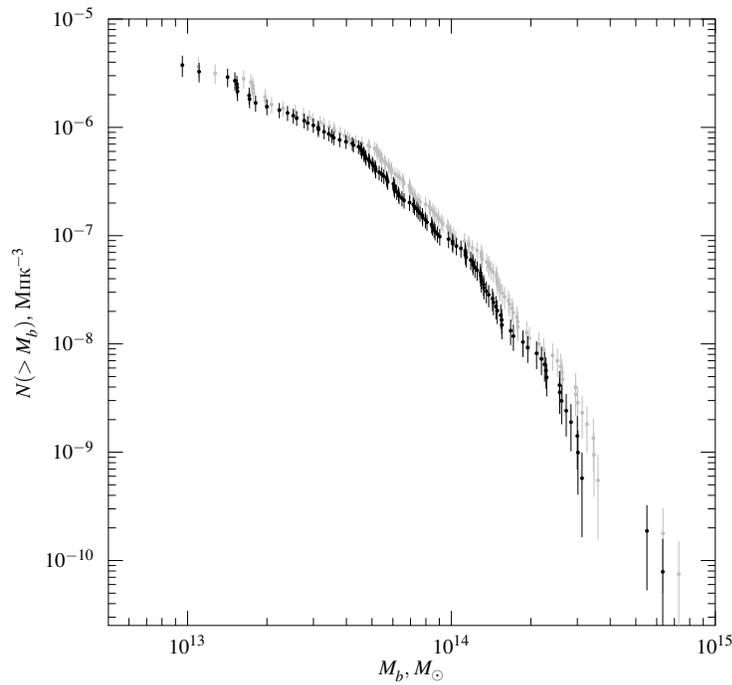


Рис. 4.10: Функции масс: серая – основная, черная – получена уменьшением массы всех скоплений на 15%.

На самом деле, этот результат мы могли бы получить и не проводя весь процесс переизмерения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ . Для этого замечаем, что уменьшение масс барионов, во всех скоплениях, эквивалентно уменьшению барионной фракции,  $\Upsilon_0$ , а этот случай уже рассматривался, при изучении влияния принятых космологических параметров на полученные результаты. Используя уравнение (4.24), получаем  $\sigma_8 = 0.73 - 0.37 \times 0.15 \approx 0.68$ , а  $\Omega_M$  остается неизменной, что совпадает с полученным здесь результатом.

Подводя итог влияния сделанных нами коррекций на окончательный результат определения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ , можно сказать следующее: учет того, что во внешних частях скоплений  $A = 0.2 \odot$  оказывает заметное влияние на конечный результат, а радиальная вариация температуры межгалактического газа, как и поправка на эволюцию светимости влияют на окончательный результат лишь в пределах ошибки. Что касается систематической недооценки или переоценки массы барионов, то возможное изменение затрагивает лишь  $\sigma_8$  и сводится к перескаливанию даваемому уравнением (4.24).

### 4.3 Преимущества и недостатки метода представленного в этой работе

В этой, заключительной секции, подводятся итоги определения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$  представленным в этой работе подходом, рассматриваются его преимущества и недостатки.

Предложенный здесь метод не опирается на непосредственное знание полной массы скоплений, а благодаря связи массы барионов с полной через соотношение  $M_{tot} = \Omega_M / \Omega_b M_b$ , мы сразу же имеем дело с подлежащим определению параметром  $\Omega_M$ . Таким образом, мы избегаем всех неопределенностей связанных с калибровкой корреляций, связывающих какую-либо наблюдаемую величину с полной массой скопления, в чем и заключается преимущество представленного в этой работе метода перед другими, также использующими скопления галактик. Более того, полученные представленным методом результаты для фиксированных  $n$ ,  $h$  и  $\Omega_M h^2$ , в случае их изменения, могут быть легко перескалированы без потери точности.

Точность предложенного метода определялась бы только точностью измерения массы барионов, если бы мы имели надежное представление о поведении барионной фракции в скоплениях (например  $\Omega_b / \Omega_M = \text{const}$ ). Незнание точной зависимости является единственным слабым местом этого метода. Поэтому обсудим влияние этой функции.

Непосредственное использование универсальной барионной фракции ( $M_b / M_{tot} = \Omega_b / \Omega_M$ ), дает слишком низкое значение  $\Omega_M = 0.13 \pm 0.03$ , чей даже  $2\sigma$  контур не включает наиболее вероятное значение  $\Omega_M = 0.3$ , что связано с пологостью построенной функции масс барионов. В принципе можно добиться того, что  $1\sigma$  контур будет включать более высокие значения  $\Omega_M$ , но за это придется платить точностью его определения. На рис. 4.11 показаны  $1\sigma$  контуры полученные фитированием функции масс, начиная с  $0.5 \times 10^{14} M_\odot$ ,  $10^{14} M_\odot$  и  $1.5 \times 10^{14} M_\odot$ . Как видно, для массивной части функции масс, становятся приемлемыми фиты с высокими значениями  $\Omega_M$  и универсальной барионной фракцией. Но то, что в массивных скоплениях барионная фракция универсальна предсказывается моделями дополнительного нагрева межгалактического газа. Поэтому мы остановили свой выбор именно на таких моделях.

Для получения нашего основного результата была использована функция барионной фракции, полученная при помощи численных экспериментов [85], где учитывалось то, что межгалактический газ был подвергнут дополнительному нагреву, но так, чтобы промоделированные скопления воспроизводили наблюдаемую  $L - T$  корреляцию. Полученная функция барионной фракции оправдывает ожидания (см. уравнение (4.15)); выходит на универсальный уровень  $\Omega_b / \Omega_M$  для массивных скоплений, чьи потенциальные ямы глубоки настолько,

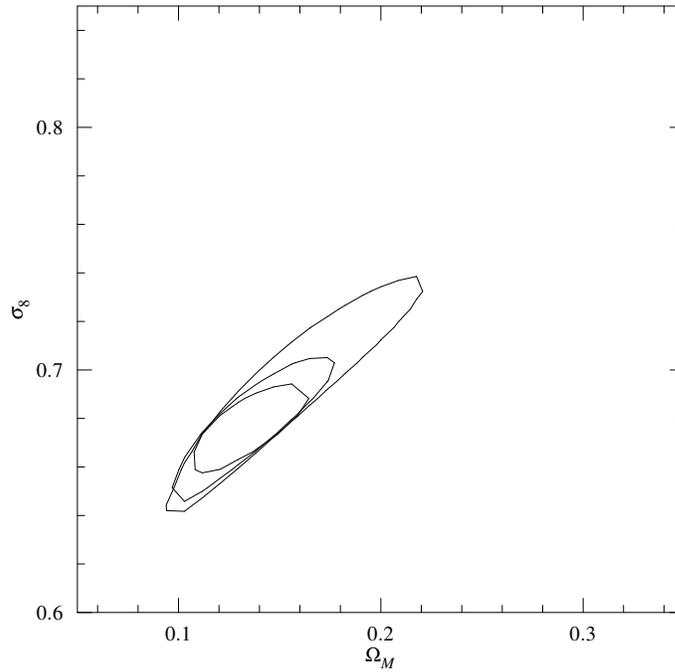


Рис. 4.11:  $1\sigma$  контуры полученные при фитировании функции масс начиная с  $0.5 \times 10^{14} M_{\odot}$ ,  $10^{14} M_{\odot}$  и  $1.5 \times 10^{14} M_{\odot}$ .

что даже дополнительно нагретый газ не может их покинуть, и уменьшается для легких скоплений, что означает что часть газа покинула скопления. Недостаток, использованной функции, в ее не физическом поведении для скоплений с  $M_b \leq 2 \times 10^{13} M_{\odot}$ , для которых доля барионов становится слишком высока  $\sim 40\%$ , не говоря об обращении функции в ноль на массе  $0.7 \times 10^{13} M_{\odot}$ . Этот недостаток мы избежали, начиная фитировать с  $0.5 \times 10^{14} M_{\odot}$ . При этом автоматически учитывалось то, что плохо известно поведение массы звездной компоненты для легких скоплений и то, что для большинства из них масса барионов была определена из  $M_{g,1\text{Мпк}} - M_{b,324}$  корреляции (т.е. мы старались более полагаться на измерения).

Таким образом, использование барионной фракции, учитывающей дополнительный нагрев газа, позволило получить значение  $\Omega_M$ , согласующиеся в пределах  $1\sigma$  ошибки с другими методиками, но при этом пришлось использовать результаты компьютерных моделирований.



## Заключение

Основным результатом этой работы является измерение нормировки и наклона спектра мощности флуктуаций плотности. Это измерение основано на новой методике, использующей функцию масс барионов близких скоплений галактик. Используемая методика опирается на то, что функция полных масс скоплений может быть получена простым сдвигом функции масс барионов,  $F_b(M_b)$ , вдоль оси масс. Таким образом,  $F_b(M_b)$  несет в себе достаточно информации для измерения  $\sigma_8$  и  $\Omega_M$ , даже в том случае, когда абсолютное значение  $M_{tot}/M_b$  неизвестно. Не опираясь на обычно используемые оценки полных масс скоплений, разработанный метод позволил получить результаты с точностью лучшей, чем при работе с другими методиками, использующими скопления галактик.

Для практической реализации метода была создана, обширная, статистически полная подборка скоплений галактик. Данная подборка покрывает 2/3 площади небесной сферы и включает 123 скопления.

У членов составленной подборки были проведены измерения массы межгалактического газа, а с помощью построенной корреляции, масса газа — оптическая светимость, были произведены оценки полных масс барионов (газ+звезды) в скоплениях. Примерно у половины скоплений, их внешние части, на рентгеновских изображениях, обладали слишком низким отношением сигнала к шуму, что не позволяло провести необходимые измерения. Поэтому была построена корреляция, связывающая массу газа на малом радиусе с массой барионов на вириальном. Использование данной корреляции позволило сделать оценки масс барионов в скоплениях с очень хорошей точностью. Для повышения надежности измерения массы барионов была сделана попытка учета радиальной вариации обилия тяжелых элементов и температуры межгалактического газа. Хотя это лежит немного в стороне от основной темы работы, но имея измерения масс газа, и оценки масс барионов скоплений, легко построить  $M_g - T$  и  $M_b - T$  корреляции, которые используются при проверке моделей дополнительного нагрева межгалактической среды. Более того, данные корреляции также были использованы при изучении эволюции скоплений.

Для построения функции масс барионов требуется знание объема, в кото-

ром возможно зарегистрировать скопление данной массы, а вычисление объема производится на основе  $M_b - L$  корреляции, которая как и  $M_g - T$  корреляция, может быть использована для изучения эволюции скоплений.

Функция масс, являясь чувствительным инструментом для определения космологических параметров, сильно подвержена влиянию систематических ошибок, часто допускаемых при ее построении. Поэтому мы провели исследование влияния сделанных нами предположений на функцию масс. Данное исследование показало, что оно минимально и лежит в пределах ошибок измерений. Кроме того, разработанная методика перехода от функции масс барионов к функции полных масс, в случае изменения *a priori* принятых космологических параметров, позволит быстро перескалировать результаты, оставляя их точность неизменной.

Полученная в этой работе оценка  $\sigma_8 = 0.73 \pm 0.03$ , согласуются с аналогичными полученными другими методами, использующими скопления галактик, например, опирающимися на температурную функцию. Этот результат интересно сравнить с недавним результатом проекта *WMAP*,  $\sigma_8 = 0.9 \pm 0.1$ , полученным из совместного анализа флуктуаций микроволнового фона и оптической толщи по томсоновскому рассеянию, сделанным в рамках модели холодной темной материи с классической космологической постоянной. Имеющее место различие, заставляет начать более внимательное исследование таких принятых за основу предположений, как отличие от  $-1$  фактора в уравнении состояния темной энергии или негауссовости первичных флуктуаций плотности.

# Литература

- [1] F. Zwicky. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae. *ApJ*, 86:217–+, October 1937.
- [2] J. F. Navarro, C. S. Frenk, and S. D. M. White. Simulations of X-ray clusters. *MNRAS*, 275:720–740, August 1995.
- [3] A. Cavaliere and R. Fusco-Femiano. X-rays from hot plasma in clusters of galaxies. *A&A*, 49:137–144, May 1976.
- [4] P. Schneider, J. Ehlers, and E. E. Falco. *Gravitational Lenses*. Gravitational Lenses, XIV, 560 pp. 112 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library, 1992.
- [5] A. E. Evrard, C. A. Metzler, and J. F. Navarro. Mass Estimates of X-Ray Clusters. *ApJ*, 469:494–+, October 1996.
- [6] C. S. Frenk, S. D. M. White, P. Bode, J. R. Bond, G. L. Bryan, R. Cen, H. M. P. Couchman, A. E. Evrard, N. Gnedin, A. Jenkins, A. M. Khokhlov, A. Klypin, J. F. Navarro, M. L. Norman, J. P. Ostriker, J. M. Owen, F. R. Pearce, U.-L. Pen, M. Steinmetz, P. A. Thomas, J. V. Villumsen, J. W. Wadsley, M. S. Warren, G. Xu, and G. Yepes. The Santa Barbara Cluster Comparison Project: A Comparison of Cosmological Hydrodynamics Solutions. *ApJ*, 525:554–582, November 1999.
- [7] A. Finoguenov, T. H. Reiprich, and H. Böhringer. Details of the mass-temperature relation for clusters of galaxies. *A&A*, 368:749–759, March 2001.
- [8] J. P. Henry and K. A. Arnaud. A measurement of the mass fluctuation spectrum from the cluster X-ray temperature function. *ApJ*, 372:410–418, May 1991.
- [9] P. Rosati, S. Borgani, and C. Norman. The Evolution of X-ray Clusters of Galaxies. *ARA&A*, 40:539–577, 2002.

- [10] P. T. P. Viana and A. R. Liddle. The cluster abundance in flat and open cosmologies. *MNRAS*, 281:323–+, July 1996.
- [11] J. Oukbir and M. Arnaud. On the errors on  $\Omega_0$ : Monte Carlo simulations of the EMSS cluster sample. *MNRAS*, 326:453–462, September 2001.
- [12] A. Blanchard, R. Sadat, J. G. Bartlett, and M. Le Dour. A new local temperature distribution function for X-ray clusters: cosmological applications. *A&A*, 362:809–824, October 2000.
- [13] L. Van Waerbeke, Y. Mellier, M. Radovich, E. Bertin, M. Dantel-Fort, H. J. McCracken, O. Le Fèvre, S. Foucaud, J.-C. Cuillandre, T. Erben, B. Jain, P. Schneider, F. Bernardeau, and B. Fort. Cosmic shear statistics and cosmology. *A&A*, 374:757–769, August 2001.
- [14] L. Van Waerbeke, Y. Mellier, R. Pelló, U.-L. Pen, H. J. McCracken, and B. Jain. Likelihood analysis of cosmic shear on simulated and VIRMOS-DESCART data. *A&A*, 393:369–379, October 2002.
- [15] D. J. Bacon, R. J. Massey, A. R. Refregier, and R. S. Ellis. Joint cosmic shear measurements with the Keck and William Herschel Telescopes. *MNRAS*, 344:673–685, September 2003.
- [16] A. Refregier, J. Rhodes, and E. J. Groth. Cosmic Shear and Power Spectrum Normalization with the Hubble Space Telescope. *ApJL*, 572:L131–L134, June 2002.
- [17] H. Hoekstra, H. K. C. Yee, M. D. Gladders, L. F. Barrientos, P. B. Hall, and L. Infante. A Measurement of Weak Lensing by Large-Scale Structure in Red-Sequence Cluster Survey Fields. *ApJ*, 572:55–65, June 2002.
- [18] T. H. Reiprich and H. Böhringer. The Mass Function of an X-Ray Flux-limited Sample of Galaxy Clusters. *ApJ*, 567:716–740, March 2002.
- [19] P. Schuecker, H. Böhringer, C. A. Collins, and L. Guzzo. The REFLEX galaxy cluster survey. VII.  $\Omega_m$  and  $\sigma_8$  from cluster abundance and large-scale clustering. *A&A*, 398:867–877, February 2003.
- [20] S. Borgani, P. Rosati, P. Tozzi, S. A. Stanford, P. R. Eisenhardt, C. Lidman, B. Holden, R. Della Ceca, C. Norman, and G. Squires. Measuring  $\Omega_m$  with the ROSAT Deep Cluster Survey. *ApJ*, 561:13–21, November 2001.
- [21] S. Borgani, P. Rosati, P. Tozzi, and C. Norman. Cosmological Constraints from the ROSAT Deep Cluster Survey. *ApJ*, 517:40–53, May 1999.

- [22] E. Pierpaoli, S. Borgani, D. Scott, and M. White. On determining the cluster abundance normalization. *MNRAS*, 342:163–175, June 2003.
- [23] S. D. M. White, J. F. Navarro, A. E. Evrard, and C. S. Frenk. The Baryon Content of Galaxy Clusters - a Challenge to Cosmological Orthodoxy. *Nature*, 366:429–+, December 1993.
- [24] D. N. Spergel, L. Verde, H. V. Peiris, E. Komatsu, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, G. S. Tucker, J. L. Weiland, E. Wollack, and E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters. *ApJS*, 148:175–194, September 2003.
- [25] S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R. A. Knop, P. Nugent, P. G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, A. Goobar, D. E. Groom, I. M. Hook, A. G. Kim, M. Y. Kim, J. C. Lee, N. J. Nunes, R. Pain, C. R. Pennypacker, R. Quimby, C. Lidman, R. S. Ellis, M. Irwin, R. G. McMahon, P. Ruiz-Lapuente, N. Walton, B. Schaefer, B. J. Boyle, A. V. Filippenko, T. Matheson, A. S. Fruchter, N. Panagia, H. J. M. Newberg, W. J. Couch, and The Supernova Cosmology Project. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *ApJ*, 517:565–586, June 1999.
- [26] J. Truemper. ROSAT - A new look at the X-ray sky. *Science*, 260:1769–1771, June 1993.
- [27] H. Ebeling, A. C. Edge, H. Bohringer, S. W. Allen, C. S. Crawford, A. C. Fabian, W. Voges, and J. P. Huchra. The ROSAT Brightest Cluster Sample - I. The compilation of the sample and the cluster log N-log S distribution. *MNRAS*, 301:881–914, December 1998.
- [28] H. Böhringer, W. Voges, J. P. Huchra, B. McLean, R. Giacconi, P. Rosati, R. Burg, J. Mader, P. Schuecker, D. Simiç, S. Komossa, T. H. Reiprich, J. Retzlaff, and J. Trümper. The Northern ROSAT All-Sky (NORAS) Galaxy Cluster Survey. I. X-Ray Properties of Clusters Detected as Extended X-Ray Sources. *ApJS*, 129:435–474, August 2000.
- [29] H. Boehringer, P. Schuecker, L. Guzzo, C. A. Collins, W. Voges, R. G. Cruddace, A. Ortiz-Gil, G. Chincarini, S. de Grandi, A. C. Edge, H. T. MacGillivray, D. M. Neumann, S. Schindler, and P. Shaver. REFLEX Galaxy Cluster Survey catalogue (Boehringer+, 2004). *VizieR Online Data Catalog*, 342:50367–+, May 2004.

- [30] S. de Grandi, L. Guzzo, H. Böhringer, S. Molendi, G. Chincarini, C. Collins, R. Cruddace, D. Neumann, S. Schindler, P. Schuecker, and W. Voges. The X-Ray Luminosity Function of Bright Galaxy Clusters in the Local Universe. *ApJL*, 513:L17–L20, March 1999.
- [31] R. Cruddace, W. Voges, H. Böhringer, C. A. Collins, A. K. Romer, H. MacGillivray, D. Yentis, P. Schuecker, H. Ebeling, and S. De Grandi. The ROSAT All-Sky Survey: a Catalog of Clusters of Galaxies in a Region of 1 steradian around the South Galactic Pole. *ApJS*, 140:239–264, June 2002.
- [32] S. L. Snowden, D. McCammon, D. N. Burrows, and J. A. Mendenhall. Analysis procedures for ROSAT XRT/PSPC observations of extended objects and the diffuse background. *ApJ*, 424:714–728, April 1994.
- [33] A. Vikhlinin, W. Forman, and C. Jones. Outer Regions of the Cluster Gaseous Atmospheres. *ApJ*, 525:47–57, November 1999.
- [34] D. Fabricant, M. Lecar, and P. Gorenstein. X-ray measurements of the mass of M87. *ApJ*, 241:552–560, October 1980.
- [35] J. C. Raymond and B. W. Smith. Soft X-ray spectrum of a hot plasma. *ApJS*, 35:419–439, December 1977.
- [36] J. M. Dickey and F. J. Lockman. H I in the Galaxy. *ArA&A*, 28:215–261, 1990.
- [37] M. Arnaud, R. Rothenflug, O. Boulade, L. Vigroux, and E. Vangioni-Flam. Some Constraints on the Origin of the Iron Enriched Intracluster Medium. *A&A*, 254:49–+, February 1992.
- [38] M. Markevitch. The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited. *ApJ*, 504:27–+, September 1998.
- [39] A. Vikhlinin, B. R. McNamara, W. Forman, C. Jones, H. Quintana, and A. Hornstrup. A Catalog of 200 Galaxy Clusters Serendipitously Detected in the ROSAT PSPC Pointed Observations. *ApJ*, 502:558–+, August 1998.
- [40] R. Mewe, E. H. B. M. Gronenschild, and G. H. J. van den Oord. Calculated X-radiation from optically thin plasmas. V. *A&AS*, 62:197–254, November 1985.
- [41] A. C. Fabian, E. M. Hu, L. L. Cowie, and J. Grindlay. The distribution and morphology of X-ray-emitting gas in the core of the Perseus cluster. *ApJ*, 248:47–54, August 1981.
- [42] C. L. Sarazin. X-ray emission from clusters of galaxies. *Reviews of Modern Physics*, 58:1–115, January 1986.

- [43] J. J. Mohr, B. Mathiesen, and A. E. Evrard. Properties of the Intracluster Medium in an Ensemble of Nearby Galaxy Clusters. *ApJ*, 517:627–649, June 1999.
- [44] S. De Grandi and S. Molendi. Metallicity Gradients in X-Ray Clusters of Galaxies. *ApJ*, 551:153–159, April 2001.
- [45] Vikhlinin A. готовится к публикации. 2005.
- [46] D. Fabricant, G. Rybicki, and P. Gorenstein. X-ray measurements of the non-spherical mass distribution in the cluster of galaxies A2256. *ApJ*, 286:186–195, November 1984.
- [47] T. C. Beers, M. J. Geller, J. P. Huchra, D. W. Latham, and R. J. Davis. Seven poor clusters of galaxies. *ApJ*, 283:33–49, August 1984.
- [48] V. Hradecky, C. Jones, R. H. Donnelly, S. G. Djorgovski, R. R. Gal, and S. C. Odewahn. Mass-to-Light Ratios of Groups and Clusters of Galaxies. *ApJ*, 543:521–529, November 2000.
- [49] N. A. Bahcall. Core radii and central densities of 15 rich clusters of galaxies. *ApJ*, 198:249–254, June 1975.
- [50] M. Fukugita, C. J. Hogan, and P. J. E. Peebles. The Cosmic Baryon Budget. *ApJ*, 503:518–+, August 1998.
- [51] J. J. Feldmeier, J. C. Mihos, H. L. Morrison, S. A. Rodney, and P. Harding. Deep CCD Surface Photometry of Galaxy Clusters. I. Methods and Initial Studies of Intracluster Starlight. *ApJ*, 575:779–800, August 2002.
- [52] J. J. Feldmeier, J. C. Mihos, H. L. Morrison, P. Harding, N. Kaib, and J. Dubinski. Deep CCD Surface Photometry of Galaxy Clusters II: Searching for Intracluster Starlight in non-cD clusters. *astro-ph/0403414*, 2004.
- [53] B. Mathiesen, A. E. Evrard, and J. J. Mohr. The Effects of Clumping and Substructure on Intracluster Medium Mass Measurements. *ApJL*, 520:L21–L24, July 1999.
- [54] N. Kaiser. Evolution and clustering of rich clusters. *MNRAS*, 222:323–345, September 1986.
- [55] G. M. Voit. Tracing cosmic evolution with clusters of galaxies. *astro-ph/0410173*, 2004.
- [56] T. J. Ponman, D. B. Cannon, and J. F. Navarro. The thermal imprint of galaxy formation on X-ray clusters. *Nature*, 397:135–137, 1999.

- [57] G. L. Bryan. Explaining the Entropy Excess in Clusters and Groups of Galaxies without Additional Heating. *ApJL*, 544:L1–L5, November 2000.
- [58] A. Vikhlinin, L. VanSpeybroeck, M. Markevitch, W. R. Forman, and L. Grego. Evolution of the Cluster X-Ray Scaling Relations since  $z > 0.4$ . *ApJ*, 578:L107–L111, October 2002.
- [59] B. Binggeli, A. Sandage, and G. A. Tammann. The luminosity function of galaxies. *ARAA*, 26:509–560, 1988.
- [60] A. A. Воеводкин, А. А. Вихлинин, and Павлинский М. Н. Распределение барионных масс близких скоплений галактик. *Письма в АЖ*, 28:76–83, 6 2002.
- [61] A. Vikhlinin, A. Voevodkin, C. R. Mullis, L. VanSpeybroeck, H. Quintana, B. R. McNamara, I. Gioia, A. Hornstrup, J. P. Henry, W. R. Forman, and C. Jones. Cosmological Constraints from the Evolution of the Cluster Baryon Mass Function at  $z \sim 0.5$ . *ApJ*, 590:15–25, June 2003.
- [62] E. Komatsu, A. Kogut, M. R.olta, C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, L. Verde, E. Wollack, and E. L. Wright. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Tests of Gaussianity. *ApJS*, 148:119–134, September 2003.
- [63] A. H. Guth and S.-Y. Pi. Fluctuations in the new inflationary universe. *Physical Review Letters*, 49:1110–1113, October 1982.
- [64] A. A. Starobinskii. Dynamics of phase transition in the new inflationary universe scenario and generation of perturbations. *Phys. Lett.*, 117B:175, 1982.
- [65] S. W. Hawking. The development of irregularities in a single bubble inflationary universe. *Phys. Lett.*, 115B:295, 1982.
- [66] U. Seljak and M. Zaldarriaga. A Line-of-Sight Integration Approach to Cosmic Microwave Background Anisotropies. *ApJ*, 469:437–+, October 1996.
- [67] D. J. Eisenstein and W. Hu. Baryonic Features in the Matter Transfer Function. *ApJ*, 496:605–+, March 1998.
- [68] Peacock J. A. Large-scale surveys and cosmic structure. *astro-ph/0309240*, 2003.
- [69] Peebles P. J. E. Principles of physical cosmology. *Princeton University Press*, 1993.

- [70] M. Davis and P. J. E. Peebles. A survey of galaxy redshifts. V - The two-point position and velocity correlations. *ApJ*, 267:465–482, April 1983.
- [71] V. de Lapparent, M. J. Geller, and J. P. Huchra. A slice of the universe. *ApJL*, 302:L1–L5, March 1986.
- [72] W. Saunders, C. Frenk, M. Rowan-Robinson, A. Lawrence, and G. Efstathiou. The density field of the local universe. *Nature*, 349:32–38, January 1991.
- [73] W. H. Press and P. Schechter. Formation of Galaxies and Clusters of Galaxies by Self-Similar Gravitational Condensation. *ApJ*, 187:425–438, February 1974.
- [74] A. Jenkins, C. S. Frenk, S. D. M. White, J. M. Colberg, S. Cole, A. E. Evrard, H. M. P. Couchman, and N. Yoshida. The mass function of dark matter haloes. *MNRAS*, 321:372–384, February 2001.
- [75] K. Shimasaku. Measuring the Density Fluctuation from the Cluster Gas Mass Function. *ApJ*, 489:501–+, November 1997.
- [76] W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, R. C. Kennicutt, H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri, and P. B. Stetson. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553:47–72, May 2001.
- [77] Вихлинин А. Наблюдательная космология и изучение межгалактической среды по рентгеновским данным о скоплениях галактик. *Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук*, 2002.
- [78] A. Voevodkin and A. Vikhlinin. Constraining Amplitude and Slope of the Mass Fluctuation Spectrum Using a Cluster Baryon Mass Function. *ApJ*, 601:610–620, February 2004.
- [79] S. Burles, K. M. Nollett, and M. S. Turner. Big Bang Nucleosynthesis Predictions for Precision Cosmology. *ApJL*, 552:L1–L5, May 2001.
- [80] M. Arnaud and A. E. Evrard. The L-X-T relation and intracluster gas fractions of X-ray clusters. *MNRAS*, 305:631–640, May 1999.
- [81] S. W. Allen, R. W. Schmidt, and A. C. Fabian. Cosmological constraints from the X-ray gas mass fraction in relaxed lensing clusters observed with Chandra. *MNRAS*, 334:L11–L15, August 2002.

- [82] S. Ettori, S. Borgani, L. Moscardini, G. Murante, P. Tozzi, A. Diaferio, K. Dolag, V. Springel, G. Tormen, and L. Tornatore. Evolution at  $z \geq 0.5$  of the X-ray properties of simulated galaxy clusters: comparison with observational constraints. *MNRAS*, 354:111–122, October 2004.
- [83] A. J. R. Sanderson and T. J. Ponman. The Birmingham-CfA cluster scaling project - II. Mass composition and distribution. *MNRAS*, 345:1241–1254, November 2003.
- [84] A. Castillo-Morales and S. Schindler. Distribution of dark and baryonic matter in clusters of galaxies. *A&A*, 403:433–442, May 2003.
- [85] J. J. Bialek, A. E. Evrard, and J. J. Mohr. Effects of Preheating on X-Ray Scaling Relations in Galaxy Clusters. *ApJ*, 555:597–612, July 2001.
- [86] H. L. Marshall, H. Tananbaum, Y. Avni, and G. Zamorani. Analysis of complete quasar samples to obtain parameters of luminosity and evolution functions. *ApJ*, 269:35–41, June 1983.
- [87] J. P. Henry. Measuring Cosmological Parameters from the Evolution of Cluster X-Ray Temperatures. *ApJ*, 534:565–580, May 2000.
- [88] А. А. Воеводкин, А. А. Вихлинин, and Павлинский М. Н. Корреляция массы барионов и температуры межгалактического газа в близких скоплениях галактик. *Письма в АЖ*, 28:1–6, 12 2002.
- [89] M. Sun, W. Forman, A. Vikhlinin, A. Hornstrup, C. Jones, and S. S. Murray. Chandra Observations of the NGC 1550 Galaxy Group: Implication for the Temperature and Entropy Profiles of 1 keV Galaxy Groups. *ApJ*, 598:250–259, November 2003.

