

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

Алексей Александрович Вихлинин

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ
КАНДИДАТОВ В ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ.
ГЛУБОКИЕ ОБЗОРЫ В МЯГКОМ РЕНТГЕНЕ, ИССЛЕДОВАНИЯ
АКТИВНЫХ ЯДЕР ГАЛАКТИК И СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК.

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
академик РАН Р.А.Сюняев

Москва
1995

Во время работы над диссертацией автор получал поддержку от Российского Фонда фундаментальных исследований, Международного Научного фонда и Соросовской программы образования в области точных наук.

Большая часть представленной в диссертации работы была выполнена в тесном сотрудничестве с Биллом Форманом, Кристиной Джонс и Стивом Муррэйем в Гарвард-Смитсоновском Центре астрофизики. Спасибо им и Центру астрофизики за гостеприимство во время моих визитов.

Постоянное и продуктивное общение со старшими товарищами по отделу Астрофизики высоких энергий Максимом Маркевичем, Маратом Гильфановым и Женей Чуразовым, а так же многими другими, очень помогало в моей работе.

И, самое главное, огромное спасибо моему научному руководителю Рашиду Алиевичу Сюняеву за постоянное внимание к моей работе и прекрасную научную школу!

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	1
I QPO кандидатов в черные дыры	5
1 Математические методы	7
1.1 Вычисление спектров мощности	7
1.2 Статистическая значимость детектирования деталей на спектре мощности	8
2 Открытие QPO	9
2.1 Введение	9
2.2 Описание прибора, наблюдений и методов анализа данных	10
2.3 Квазипериодические осцилляции в Лебеде X–1	12
2.3.1 Модель спектра мощности	13
2.3.2 Параметры QPO и значимость детектирования	13
2.4 Квазипериодические осцилляции в GRO J0422+32	14
2.4.1 Источник и его наблюдения телескопом SIGMA	14
2.4.2 Открытие пика QPO в спектре мощности	15
2.5 Обсуждение	16
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ПЕРВОЙ ЧАСТИ	17
II ГЛУБОКИЕ ОБЗОРЫ	19
Введение	21
3 Методы измерений	22
3.1 Вводные замечания	22
3.2 Оптимальный фильтр	23
3.3 Калибровка метода	24
3.3.1 Пределы детектирования	25
3.3.2 Эффективность детектирования	26
3.3.3 Измерение интенсивности источников	28
3.3.4 Измерение положения источников	30
3.4 Определение кривой подсчетов источников	30
3.4.1 Аналитическое рассмотрение коррекции к $\log N - \log S$	31
3.4.2 Моделирование коррекций к $\log N - \log S$	32
3.5 Заключение	35
4 Подсчеты точечных источников	36
4.1 Введение	36
4.2 Наблюдения	37
4.3 Кривая подсчетов и доля разрешенного рентгеновского фона	39
4.4 Заключение	43
5 Спектры источников	43
5.1 Введение	43
5.2 Функция жесткости и внутренние проверки	44

5.3	Метод фитирования средних спектров	47
5.4	Выделение галактической компоненты	48
5.5	Эволюция спектров	50
5.6	Обсуждение эволюции спектров	52
5.6.1	Появление новой популяции или эволюция спектров?	53
5.6.2	Почему совпадают сломы в кривых подсчетов и эволюции спектров источников?	54
5.6.3	Внутреннее или межгалактическое поглощение?	56
5.7	Заключение	59
6	Угловая корреляция	60
6.1	Введение	60
6.2	Метод измерения функции корреляции и «сырые» результаты	61
6.3	Коррекция на усиление корреляции из-за конечного пространственного разрешения	63
6.4	Сравнение с оптическими и предыдущими рентгеновскими измерениями	64
6.5	Заключение	67
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ КО ВТОРОЙ ЧАСТИ	68
III	КВАЗАРЫ И ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ	71
7	Квazarы и рентгеновский фон	73
7.1	Введение	73
7.2	Квazarы, Сейферты I и рентгеновский фон	74
7.3	Описание модели и основные формулы	75
7.3.1	Модель	75
7.3.2	Суммарный спектр источников	78
7.3.3	Кривые подсчетов источников	79
7.4	Результаты вычислений	80
7.4.1	Спектр	80
7.4.2	Подсчеты	82
7.5	Заключение	83
8	Квazarы и УФ фон	84
8.1	Введение	84
8.2	Обзор наблюдений	84
8.3	Ограничения на спектр источников, дающих основной вклад в ультрафиолетовый фон	86
8.4	Обсуждение	87
	СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ЧАСТИ III	88
IV	ПОИСК ДАЛЕКИХ СКОПЛЕНИЙ ГАЛАКТИК	91
	Введение	93
9	Вэйвлет-метод	93
9.1	Основная идея применения вэйвлет-преобразования для анализа рентгеновских изображений	93
9.1.1	Иллюстрация: протяженные рентгеновские источники вокруг центральных галактик в скоплении в созвездии Волос Вероники	95
9.2	Вэйвлет-декомпозиция рентгеновских изображений	97
9.2.1	Иллюстрация: остаток слияния группы галактик и скопления в созвездии Волос Вероники	101
10	Эволюция скоплений	104
10.1	Применение вэйвлетов для детектирования скоплений в рентгеновских изображениях	104

10.1.1 Метод детектирования и измерения параметров скоплений . . .	105
10.2 Зависимость поток — видимый угловой радиус и эволюция скоплений . .	108
10.2.1 Моделирования скоплений	109
10.2.2 Эволюция рентгеновских свойств скоплений: результаты	113
10.3 Будущие исследования	117
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ЧАСТИ IV	119
А Сводка космологических формул	120
В Автомодельная эволюция скоплений	122

Список Рисунков

2.1	Спектры мощности Лебедя X-1	12
2.2	Кривая блеска GRO J0422+32 в августе – сентябре 1992 г.	15
2.3	Спектр мощности GRO J0422+32	15
3.1	Число ложных источников как функция порога детектирования.	26
3.2	Вероятность детектирования вблизи оптической оси как функция интенсивности источника	27
3.3	Смещенность оценки интенсивности.	29
3.4	Точность определения потока	30
3.5	Коррекция зависимости $\log N - \log S$	34
4.1	Распределение по времени экспозиции.	37
4.2	Распределение по толщине галактического поглощения.	38
4.3	Распределение по галактической широте.	39
4.4	Эффективная площадь обзора	39
4.5	Число детектированных источников как функция интенсивности	40
4.6	Дифференциальное соотношение $\log N - \log S$	41
4.7	Относительные отклонения кривой подсчетов от модели двойного степенного закона	41
4.8	Интегральная функция $\log N - \log S$	42
5.1	Распределение по жесткости для источников с низкой и высокой интенсивностями	44
5.2	Средняя жесткость как функция интенсивности источников	45
5.3	Средняя жесткость как функция интенсивности для источников с низкой и высокой значимостью	46
5.4	Средняя жесткость источников, детектированных в полях с меньшим и большим поглощением	46
5.5	Средняя жесткость источников детектированных вблизи и вдали от оптической оси	47
5.6	Суммарный спектр звезд, не являвшихся мишенями наблюдений	49
5.7	Суммарные спектры в нескольких диапазонах интенсивностей	50
5.8	Средний спектральный индекс в полосе 0.6–2 кэВ в зависимости от интенсивности источников	51
5.9	Доля звезд в общем числе источников	53
5.10	Надстатистический разброс спектральных индексов	53
5.11	Распределение источников по красным смещениям для нескольких диапазонов интенсивностей	55
5.12	Суммарный спектр источников с низкой интенсивностью	56
5.13	Параметры модели степенного спектра с поглощением	57
5.14	Параметры модели смеси поглощенных и непоглощенных АЯГ	59
6.1	Угловая двухточечная функция корреляции детектированных рентгеновских источников	62
6.2	Усиление детектированной корреляции по сравнению с заложенной	64
6.3	Параметры пространственной функции корреляции	66

7.1	Суммарный спектр квазаров, вносящих вклад в рентгеновский фон	81
7.2	Предсказанные кривые подсчетов источников на энергиях 1, 5 и 10 кэВ . .	82
9.1	Изображение скопления Coma, обработанное вэйвлет-преобразованием на основе мексиканской шляпы	96
9.2	Остаток группы галактик в изображении скопления Coma	101
10.1	Использование характеристики формы для отличия действительных от ложных скоплений	107
10.2	Функции светимости скоплений	111
10.3	112
10.4	Разброс измеренных значений радиуса и интенсивности скоплений	113
10.5	Иллюстрация метода исследования эволюции скоплений	114
10.6	Плоскость допустимых параметров $p_A - p_L$ для модели ФС Burg	115
10.7то же, для модели ФС Henry	116
10.8то же, для «правильной» модели ФС	117
10.9	Оптическая фотография одного из идентифицированных скоплений	118

Список Таблиц

2.1	Параметры QPO в Лебеде X-1	14
2.2	Параметры QPO в GRO J0422+32	16
3.1	Отношение измеренного к действительному наклону $\log N - \log S$	35
5.1	Параметры аппроксимации суммарных спектров	52
8.1	Предсказанная интенсивность рентгеновского фона	87
10.1	Видимость скопления галактик в созвездии Волос Вероники с различных красных смещений	104
10.2	Список скоплений галактик, детектированных в глубоком обзоре	108

ВВЕДЕНИЕ

Исследования релятивистских объектов, таких как черные дыры и нейтронные звезды всегда были одной из главных целей наблюдений рентгеновской астрономии, а одним из основных методов исследования было изучение переменности излучения источников во времени. Достаточно сказать, что Цуг X-1 был отождествлен с нейтронной звездой именно на основании открытия рентгеновских пульсаций, а одним из основных аргументов в пользу того, что Цуг X-1 является черной дырой служило открытие переменности с характерным временным масштабом 1 миллисекунд, что сразу дает верхний предел на размер источника излучения $10^{-3} \times c = 300$ км. Одним из очень красивых открытий рентгеновской астрономии, сделанных в начале 80-х годов, было обнаружение явления квазипериодических осцилляций излучения нескольких маломассивных рентгеновских двойных. Излучение этих объектов менялось не совсем регулярно, но и не полностью хаотически: существенная часть излучения испытывала «квазиколебания» с «квазипериодом» от ~ 0.1 до ~ 0.01 Гц. Открытие сразу привлекло внимание теоретиков, так как такие колебания дают характерный временной масштаб неустойчивых процессов, идущих вблизи компактных объектов и сопровождающихся значительным выделением энергии. Было предложено несколько моделей, наиболее успешные из которых связывали возникновение квазипериодических осцилляций с взаимодействием достаточно слабой и вращающейся магнитосферы с веществом аккреционного диска. Таким образом, эти модели существенно использовали «нейтроннозвездную» природу компактного объекта. Тем более неожиданным и важным было открытие очень похожих квазипериодических осцилляций у нескольких кандидатов в черные дыры, про два из которых пойдет речь в первой части диссертации.

Космический рентгеновский фон, открытый в 1962 году «отцом» рентгеновской астрономии Р. Джиаккони, был не только первым обнаруженным источником внегалактического рентгеновского излучения, но и первым известным науке фоновым излучением Вселенной. Однако, судьба распорядилась так, что, в отличие от своего знаменитого последователя, теплового реликтового излучения с температурой ЗК, природа рентгеновского фона до сих пор полностью не выяснена. Известно то, что этот фон в высокой степени однороден, что позволяет предположить, что он имеет внегалактическое происхождение. Известно также, что дискретные источники составляют значительную часть общей интенсивности фона в мягком диапазоне вблизи энергии 1 кэВ. Однако, спектр этих источников значительно мягче спектра фона. Известно, что спектр рентгеновского фона в диапазоне 2–60 кэВ поразительно хорошо напоминает спектр тормозного излучения оптически тонкой плазмы с температурой 30 кэВ. Логично было бы предположить, что источником

фона является горячий газ, равномерно распределенный в межгалактическом пространстве. Однако, наличие такого газа приводило бы к существенному искажению планковского спектра реликтового фона. Высокоточные измерения спутника *COBE*, поставившие очень хороший предел на возможные отклонения спектра реликтового фона от чернотельного, ограничивают возможный вклад излучения горячего межгалактического газа в жесткий рентгеновский фон величиной порядка 10%.

Среди дискретных источников, дающих вклад в мягкий рентгеновский фон, основную долю составляют квазары и другие типы активных ядер галактик. Изучение этих ярчайших во Вселенной объектов имеет своей целью не только установить, какой вклад они дают в фоновое рентгеновское излучение Вселенной. Легко видимые с красных смещений $z = 2 - 3 - 4$, квазары являются своеобразными маяками, указывающими нам на крупномасштабное распределение вещества во Вселенной. Они просвечивают межгалактическую среду на громадных расстояниях, поэтому изучение их спектров дает возможность исследовать свойства вещества, находящегося за пределами видимых областей галактик. Наконец, природа активности ядер галактик до сих пор до конца не установлена. Наиболее модные теории считают, что там находятся сверхмассивные черные дыры. Поэтому изучение спектров и эволюции АЯГ является составной частью одной из самых интересных областей астрофизики — исследования черных дыр.

Наиболее интересными с точки зрения космологии (во всяком случае, самыми большими из известных) объектами во Вселенной являются скопления галактик. Они имеют в своем составе вплоть до нескольких тысяч галактик, обладают массой $10^{15} M_{\odot}$. В них впервые было установлено существование «скрытой» массы — невидимой формы материи, составляющей подавляющее большинство от суммарной массы скопления. Скопления галактик являются продуктами образования структуры Вселенной. Их сегодняшние свойства и эволюция этих свойств сильно зависят от таких глобальных свойств Вселенной, как средняя плотность, наличие отличной от нуля космологической постоянной, природа скрытой массы. Например, Луппино и Джойа (1995) показали, что обнаружение всего лишь 5–10 (!) рентгеновски ярких скоплений на $z \simeq 0.8$ позволяет отсеять значительное количество космологических моделей.

Межгалактическое пространство в скоплениях галактик заполнено горячим газом с температурой несколько десятков миллионов градусов. Этот газ светит в рентгеновских лучах, делая скопления галактик одними из самых рентгеновски ярких внегалактических объектов. Характерное время установления динамического (а во многих случаях, и теплового) равновесия газа мало по сравнению со временем динамической эволюции скоплений, поэтому распределение рентгеновской яркости является прекрасным индикатором распределения гравитационного потенциала. Изучение неоднородностей изображения дает информацию о недавней истории слияния скопления с более мелкими структурными единицами. Такое слияние не только является само по себе достаточно интересным явлением, но еще и может иметь достаточно серьезные космологические следствия. Например, если бы мы обнаружили в большинстве скоплений сложную структуру, говорящую о недавнем слиянии с достаточно крупными группами галактик или мелкими скоплениями, это означало бы, что скопления активно образуются в настоящее время, что могло бы

быть только если средняя плотность Вселенной достаточно велика.

Наблюдение эволюции рентгеновских скоплений в недавнем прошлом является очень мощной проверкой различных космологических моделей. К сожалению, ситуация как с наблюдениями, так и с их теоретической интерпретацией в настоящее время достаточно неясна. На рентгеновские наблюдения далеких скоплений сильно влияют селекционные эффекты, что часто приводит к ошибочным выводам об их эволюции. Например, Edge et al. (1990) обнаружили значительное уменьшение рентгеновской светимости скоплений в совсем недавнем прошлом — результат, который не подтвердился существенно более полной подборкой скоплений обзора средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна. Последний, в свою очередь, обнаружил уменьшение рентгеновской светимости в более далеком прошлом, что было объяснено рядом авторов как результат специфики обзора, в котором обнаружение новых объектов проводилось с использованием метода, оптимизированного для детектирования точечных, а не протяженных источников, какими являются скопления галактик. В теории ситуация не менее сложна. Результаты аналитических вычислений эволюции скоплений, которые в большинстве случаев представляют собой автомодельные решения, полученные с использованием формализма Пресса-Шехтера, находятся в существенном противоречии как с наблюдениями, так и с результатами численных экспериментов. С другой стороны, в численных экспериментах либо недостаточно пространственное разрешение, чтобы детально и надежно следить за эволюцией рентгеновских параметров скоплений, либо недостаточен объем моделируемого пространства. Однако, и аналитические, и численные методы говорят о том, что эволюция скоплений в высшей степени чувствительна к космологической модели и спектру начальных возмущений. Поэтому, хотя в настоящее время интерпретация наблюдений не может быть однозначна, тем не менее ясно, что любой наблюдательный факт имеет важное значение. Имея ввиду стремительный рост мощности компьютеров в последние годы, можно ожидать, что достаточно точные численные эксперименты станут возможными в течении нескольких ближайших лет.

Часть I

**КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ
ОСЦИЛЛЯЦИИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ
ЧЕРНЫХ ДЫР**

1. Математические методы

1.1 Вычисление спектров мощности

Спектром мощности называется квадрат преобразования Фурье кривой блеска источника. В условиях, типичных для рентгеновской астрономии, исследователи встречаются со следующими проблемами:

- данные доминируются пуассоновским шумом, т.е. «быстрая» переменность источника имеет меньшую амплитуду, чем флуктуации \sqrt{n} ;
- существенную роль может играть наличие «мертвого» времени у детектора;
- временное разрешение недостаточно тонко, т.е. часто разрешение по порядку величины равно времени развития интересующей переменности;
- непосредственно измеряется не мгновенное значение интенсивности, а ее интеграл за какое-то время.

Поэтому важными являются вопросы о вычитании вклада пуассоновского шума, вычисления распределения точек на спектре мощности в отсутствии «сигнала», учета искажений, вызванных наличием эффектов «мертвого» времени, конечного временного разрешения и т.д. Вопрос интенсивно обсуждался в работах Leahy et al. (1983) и van der Klis (1989), поэтому ниже я просто привожу сводку известных результатов.

Итак, спектр мощности равен квадрату преобразования Фурье измеренной кривой блеска $s(t) + n(t)$, где $s(t)$ — «сигнал», а $n(t)$ — «шум». Если сигнал и шум не скоррелированы, то спектр мощности суммы равен сумме спектров мощности

$$P(f) = P_s(f) + P_n(f), \quad (1.1)$$

поэтому можно просто вычитать вклад шума из получившегося спектра мощности. Вычисления Leahy et al. (1983) показывают, что если спектр мощности нормировать на среднюю скорость счета

$$P'(f) = 2 \frac{P(f)}{CT}, \quad (1.2)$$

где C — средняя скорость счета, а T — общая продолжительность наблюдения, то среднее значение вклада пуассоновского шума равно 2, а разброс точек на спектре мощности в отсутствии сигнала подчиняется распределению χ^2 с двумя степенями свободы. Таким образом, можно отнормировать спектр мощности согласно уравнению 1.2, вычесть вклад пуассоновского шума, равный 2, и затем перенормировать остаточный спектр мощности так что полный интеграл от него по всем частотам будет иметь размерность относительной интенсивности *источника*.

Наличие «мертвого» времени у детектора вызывает искажения спектра мощности. В простейшем (и наиболее часто встречающемся случае) эффект «мертвого» времени заключается в том, что после детектирования фотона детектор не может зарегистрировать другие фотоны в течение промежутка времени τ_d . Vikhlinin et al. (1994b) получили точную формулу для искажений спектра мощности в этом случае, которую мы приводим для справки:

$$P(\omega) = 2 \left(1 - 2 \frac{\nu^2 [1 - \cos(\omega\tau_d)] + \nu\omega \sin(\omega\tau_d)}{\nu^2 [1 - \cos(\omega\tau_d)]^2 + [\nu \sin(\omega\tau_d) + \omega]^2} \right) \quad (1.3)$$

где $P(\omega)$ — спектр мощности чисто пуассоновского сигнала, искаженный эффектом «мертвого» времени (в отсутствии искажений он был бы равен 2), а ν — средняя скорость счета с учетом уменьшения эффективной экспозиции из-за наличия «мертвого» времени.

То, что в дискретные моменты времени измеряется непосредственно не мгновенная скорость счета, а ее интеграл за некоторое время Δt , эквивалентно свертке мгновенной скорости счета с прямоугольной функцией шириной Δt и умножению результата на последовательность δ -функций $\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - 2\pi k/\Delta t)$. В пространстве частот это преобразование эквивалентно умножению спектра мощности на «функцию окна» и свертке результата с последовательностью δ -функций:

$$P(\omega) = |[P_0(\omega) (\sin(\omega\Delta t/2)/(\omega\Delta t/2))] * [\sum_{k=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - 2\pi k/\Delta t)]|^2 \quad (1.4)$$

где $P_0(\omega)$ — спектр мощности «истинного» сигнала. Умножение на функцию окна эквивалентно падению эффективности измерения при приближении к частоте Найквиста $\nu_N = 2\pi/\Delta t$, а свертка — эффекту «отражения», т.е. тому, что в области частот $(0, \nu_N)$ в измерениях дает вклад спектр мощности из других диапазонов частот. Однако из-за быстрого падения эффективности этот вклад обычно мал; тем не менее мы учитывали эффект «отражения» при фитировании спектров мощности аналитическими моделями.

1.2 Статистическая значимость детектирования деталей на спектре мощности

Для вычисления параметров модели и значимости детектирования QPO принципиально важное значение имеет правильное определение ошибок индивидуальных точек на спектре мощности. Как известно, значение спектральной плотности на данной частоте распределено в соответствии с распределением χ_n^2 , масштабированным на среднее значение: $P = (\chi_n^2/n) (1 + \langle p \rangle / 2)$, где n — число усредненных спектров. Стандартное отклонение измеренного значения, следовательно, равно $\sigma^2 = 2 (1 + \langle p \rangle / 2) / \sqrt{n}$. Таким образом, ошибка индивидуальной точки зависит от значения спектральной плотности сигнала на данной частоте, которое неизвестно. Это не является серьезной проблемой, если сигнал слаб, т.е. $\langle p \rangle$ мало по сравнению с «фоновым» значением 2, так как в этом случае распределение значения ошибки практически не меняется. В случае Лебеда X-1 и Новой в созвездии Персея, результаты наблюдений которых приводятся в диссертации, $p \sim 1$ и ошибки меняются довольно сильно. Одними из возможных подходов были бы определение величины стандартного отклонения по среднему значению или дисперсии измеренной выборки значений спектральной плотности на данной частоте. Оба этих

метода неудачны (особенно в случае малого числа усредненных спектров) из-за плохой точности определения σ и сильной корреляции между оценками $\langle p \rangle$ и σ . Для того избежания этой проблемы мы определяли параметры модели методом максимального правдоподобия. Для составления функции правдоподобия истинное χ_n^2 распределение можно с достаточной степенью точности приблизить гауссовым с зависящим от значения модели дисперсией $L = A \exp -(p - p_m)^2 / 2\sigma^2 / \sqrt{2\pi\sigma^2}$, где $\sigma^2 = 2 (1 + \langle p \rangle / 2) / \sqrt{n}$.

Значимость детектирования деталей на спектре мощности можно оценить, сравнивая улучшение функции правдоподобия при введении в фитируемую модель соответствующей компоненты, например, лоренцовской линии.

2. Открытие квазипериодических осцилляций у двух кандидатов в черные дыры

2.1 Введение

Со времени открытия квазипериодических осцилляций (QPO) рентгеновского излучения нескольких ярких галактических маломассивных рентгеновских двойных (LMXB) (van der Klis et al. 1985, Hasinger et al. 1986, Middleditch & Priedhorski 1986) их наличие рассматривалось как характерный признак нейтронных звезд. Этой точке зрения немало способствовал успех модели, связывающей возникновение квазипериодических осцилляций с процессами, происходящими на границе магнитосферы слабо замагниченной нейтронной звезды (Beat Frequency model) (Alpar & Shaham 1985, Lamb et al. 1985, Lamb 1986, Shibazaki & Lamb 1987). Эта модель, связывающая частоту QPO с разницей угловых частот вращения нейтронной звезды и кеплеровского вращения на границе магнитосферы, оказалась способной объяснить некоторые особенности наблюдательных проявлений QPO, таких как зависимость центральной частоты и ширины пика от интенсивности источника.

Тем не менее, в ходе наблюдений обсерваториями *ГРАНАТ* и *Ginga* были обнаружены квазипериодические осцилляции в спектре мощности рентгеновского излучения таких хорошо известных кандидатов в черные дыры, как GX 339-4 (Гребенев и др. 1991: 0.83 Гц; Miyamoto et al. 1990: 6 Гц) и LMC X-1 (Ebisawa et al. 1989: 0.08 Гц). Недавно *ГРАНАТ*, *Ginga* и *GRO/BATSE* открыли QPO от двух рентгеновских Новых: Новой в созвездии Мухи (GRS 1124-684) (Гребенев и др. 1991: 10 Гц; Tanaka et al. 1991: 6-12 Гц) и Новой в созвездии Персея (GRO J0422+32) (Kouveliotou et al. 1992b и Vikhlinin et al. 1992b: 0.035 и 0.3 Гц). По крайней мере три объекта, принадлежащих к классу рентгеновских новых: A0620-00 (McClintock & Remillard 1986), GS2032+338 (Casares et al. 1992) и GRS1124-684 (McClintock & Remillard 1992), имеют функцию масс, превышающую $3 M_{\odot}$, что является сильным аргументом в пользу отождествления этого типа источников с черными дырами. В связи с этими открытиями, свидетельствующими о том, что квазипериодические осцилляции являются обычным явлением

и для черных дыр, было удивительно, что они не обнаружены у такого хорошо известного и признанного кандидата, как Лебедь X-1.

Временная переменность излучения Лебеда X-1 изучалась уже в ходе первых экспериментов по рентгеновской астрономии. Типичный спектр мощности источника (наблюдавшийся как в «стандартном» (1–20 кэВ), так и жестком (10–140 кэВ) рентгеновских диапазонах) хорошо описывался константой ниже 0.1 Гц и фликкер-шумом ($\sim f^{-1}$) выше этой частоты (Suserland et al. 1978, Nolan et al. 1981, Meekins et al. 1984, Miyamoto & Kitamoto 1989, Belloni & Hasinger 1990). Хаотически переменная составляющая излучения, согласно этим наблюдениям, составляла от 10 до 30% полной рентгеновской светимости источника.

При анализе наблюдений Лебеда X-1 телескопом SIGMA обсерватории ГРАНАТ, выполненных в течение 1990–1992 годов, нам в нескольких случаях удалось найти пик квазипериодических осцилляций на частотах вблизи 0.04–0.07 Гц (Vikhlinin et al. 1994a). Этот результат в настоящее время подтвержден полностью независимыми наблюдениями GRO/BATSE в жестком (20–320 кэВ) (Kouveliotou et al. 1992a) и EXOSAT в стандартном (1–20 кэВ) (Angellini et al. 1992) рентгеновском диапазоне. Наличие 0.04 Гц QPO в наблюдениях EXOSAT, выполненных начиная с 1983 года, демонстрирует удивительную стабильность частоты осцилляций. В этой связи стоит упомянуть наблюдения Frontera et al. (1975), сообщивших о свидетельствах наличия квазипериода с почти той же частотой в переменности 30–200 кэВ излучения Лебеда X-1.

2.2 Описание прибора, наблюдений и методов анализа данных

Телескоп SIGMA, предназначенный для построения изображений звездного неба в жестком рентгеновском/мягком γ -диапазоне (35–1300 кэВ), является одним из двух основных приборов обсерватории ГРАНАТ. Поле зрения телескопа на уровне чувствительности 0.5 от максимальной составляет $11^{\circ}.5 \times 10^{\circ}.6$, из них $4^{\circ}.7 \times 4^{\circ}.3$ составляет область полного кодирования с постоянной чувствительностью. Геометрическая площадь позиционно-чувствительного сцинтилляционного детектора на основе кристалла NaI(Tl) составляет 794 см. Детальное описание телескопа можно найти в статье Paul et al. (1991).

Наблюдения Лебеда X-1 выполнялись в двух режимах работы телескопа SIGMA. В стандартном режиме («спектроскопия/изображение») в бортовую память записывается три типа научной информации: 1) «тонкое изображение» (FI) — изображение на детекторе в четырех широких спектральных интервалах с угловым разрешением $1'.6$. Время накопления изображения определяется телекомандами с Земли и может меняться в пределах от 1 до 4 часов. 2) «спектральное изображение» (SI) — изображение на детекторе в 95 последовательных спектральных интервалах с угловым разрешением $3'.2$. Время накопления изображения вдвое больше времени накопления «тонкого изображения». 3) «переменность потока» (SV) — полное число отсчетов на детекторе в четырех спектральных интервалах (аналогичных FI) с временным разрешением 4 секунды. Информация об изображении недоступна. Типичная продолжительность сеанса наблюдений телескопа SIGMA в режиме «спектроскопия/изображение» составляет 20–25 часов. Для временного анализа использовалась SV-информация.

Другой режим работы телескопа SIGMA, использованный для временного анализа, это — «быстрая переменность» (T). В этом режиме определяется время прихода

(с разрешением $1/1024$ секунды) и энергия каждого фотона (128 линейных каналов, покрывающих энергетический диапазон 35–1300 кэВ), но информация об изображении недоступна (как и для SV-информации, см. выше). Типичная продолжительность сеанса наблюдений в этом режиме составляет приблизительно 3 часа и ограничена емкостью бортовой памяти.

За период 1990–1992 годов телескоп SIGMA выполнил 15 сеансов наблюдений Лебеда X–1, из них три — в режиме «быстрая переменность». В трех случаях были отмечены плохие фоновые условия (из-за сильных солнечных вспышек) и соответствующие наблюдения были опущены из нашего анализа. Для исследования временной переменности были выбраны два низко-энергетических канала SV-информации, в которых Лебедь X–1 достаточно ярко.

Для построения спектров мощности скорость счета, определенная для SI-наблюдений с временным разрешением 4 секунды была, разбита на интервалы продолжительностью 4096 секунд. В случае T-наблюдений мы выбрали временное разрешение 20/1024 секунды и продолжительность индивидуального интервала 80 секунд. Спектры мощности, вычисленные для каждого интервала, затем усреднялись по всему наблюдению. После стандартной нормировки (Leahy et al. 1983) вычитался вклад пуассоновского шума в спектр мощности ($= 2$), скорректированный на «мертвое» время телескопа (~ 20 мксек) (Vikhlinin et al. 1994b). Интенсивность источника определялась из информации «спектральное изображение» для наблюдений в режиме «спектроскопия/изображение» или из близлежащих сеансов «спектроскопия/изображение», когда мы анализировали наблюдения, выполненные в режиме «быстрая переменность». После этого спектры мощности были нормированы на интенсивность источника и одновременно скорректированы на падение чувствительности вблизи частоты Найквиста (т.н. «diffraction effect», см. Лехи и др. 1983 и выше). Сразу же за наблюдениями, выполненными в режиме «быстрая переменность», следовали сеансы «спектроскопия/изображение», и спектры мощности в широком интервале частот от 4×10^{-4} до 25 Гц были получены как комбинация этих наблюдений (в перекрывающейся области частот спектры мощности хорошо соответствовали друг другу). Примеры получившихся спектров мощности показаны на рисунке 2.1.

Так как чувствительность телескопа постоянна во всей области полного кодирования (поле зрения $4^\circ.7 \times 4^\circ.3$) и Лебедь X–1 всегда находился в центре поля зрения, небольшой дрейф осей космического аппарата во время сеанса наблюдений ($\pm 20'$), а также возможные характерные колебания с резонансной частотой (следует отметить, что они до сих пор не зарегистрированы) не могут влиять на измеренную скорость счета фотонов. Хотя все наблюдения телескопом SIGMA проводятся, когда ГРАНАТ находится значительно выше радиационных поясов Земли, мы тщательно проанализировали возможность искажения результатов, связанную с вариациями фона детектора в течение сеанса наблюдений. Сравнение со спектрами мощности, полученными во время наблюдений, когда в поле зрения телескопа отсутствовали яркие источники, а фоновыми условиями были номинальными, показало, что уровень низкочастотного шума, вызванного вариациями фона, по крайней мере, на порядок величины ниже, чем сигнал от Лебеда X–1 в диапазоне частот $4 \times 10^{-4} - 1$ Гц. Исключения составляют несколько сеансов, проведенных во время или сразу же после сильных солнечных вспышек. Тем не менее, в отличие от наблюдений Лебеда X–1, в этих случаях сильные вариации фона были заметны также и в высоко-энергетических каналах (> 150 кэВ). Тщательный анализ наблюдений Лебеда X–1 показал, что они были проведены при нормальных фоновых условиях (за исключением трех случаев, когда наблюдения не анализировались), и, следовательно, сильное искажение результатов исключено. Кроме того, мы провели по той же методике анализ наблюдений Крабовидной туманно-

сти — источника почти той же яркости в энергетическом диапазоне телескопа SIGMA, как Лебедь X-1. Для этих наблюдений уровень низкочастотного шума в диапазоне частот $4 \times 10^{-4} - 1$ Гц был также ниже порога детектирования.

2.3 Квазипериодические осцилляции в Лебеде X-1

Типичные спектры мощности жесткого рентгеновского излучения Лебеда X-1, полученные во время различных наблюдений, показаны на рисунке 2.1. Высоко-частотная часть этих спектров (данные трех наблюдений в режиме «Быстрая Переменность») хорошо описываются степенным законом с показателем $\sim 0.85 - 1$, что согласуется с «номинальным» спектром мощности источника. Ниже частоты $\sim 3 \times 10^{-2}$ Гц в спектре доминирует сверхнизкочастотный шум, растущий в сторону низких частот. В промежуточном интервале частот от $\sim 3 \times 10^{-2}$ до ~ 0.1 Гц наблюдается либо широкий и довольно сложный QPO-пик, либо почти плоский спектр мощности.

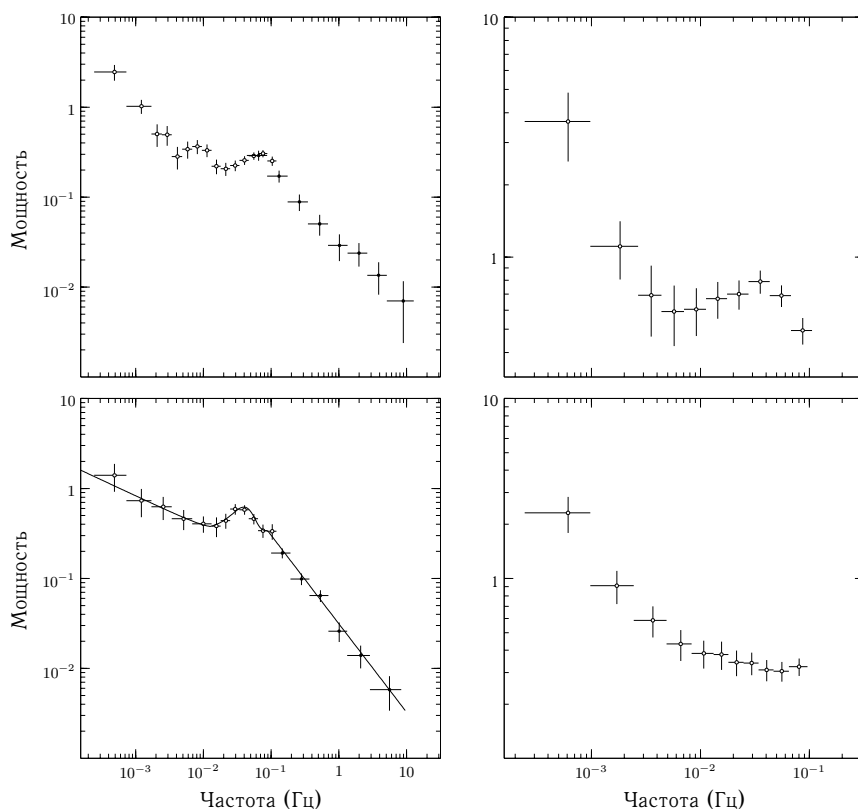


Рисунок 2.1: Спектры мощности Лебеда X-1, полученные телескопом SIGMA в 1990–1992 г. Каждый график соответствует отдельной серии наблюдений. Высоко-частотная часть спектра (сплошные кружки на левых панелях) получена по результатам наблюдений в режиме «Быстрая переменность». На левом нижнем графике показана также аналитическая модель, которой фитировались спектры мощности.

2.3.1 Модель спектра мощности

Характеристики QPO-пика (центральная частота, полуширина и амплитуда), а также значимость его детектирования оцениваются при фитировании измеренных спектров мощности какой-либо модельной зависимостью. Несмотря на то, что общая форма спектра мощности Лебеда X–1 очень сложна, можно выделить несколько характерных частотных интервалов, и в них удовлетворительно описать измеренные значения простыми функциями. За основу мы приняли самую простую модель, применимую практически ко всем предыдущим наблюдениям Лебеда X–1: константа ниже частоты слома и степенной спектр для более высоких частот. В спектрах мощности также присутствует сильный «сверхнизкочастотный» шум, который был промоделирован дополнительным степенным законом на частотах ниже граничной. Окончательно, модель спектра мощности описывается формулой:

$$P(f) = X_0(f) + X_{\text{QPO}}(f) \quad (2.1)$$

$$X_0(f) = \begin{cases} C (f_1/f)^{\alpha_1} & f < f_1 \\ C & f_1 < f < f_2 \\ C (f_2/f)^{\alpha_2} & f > f_2 \end{cases} \quad (2.2)$$

$$X_{\text{QPO}}(f) = A \exp \left[-\frac{(f - f_c)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (2.3)$$

2.3.2 Параметры QPO и значимость детектирования

Статистическая значимость детектирования пиков QPO может быть оценена по разности логарифмов функции правдоподобия для моделей с гауссовским QPO пиком и без него. Как известно, в случае модели, линейно зависящей от параметров, величина $\Delta = 2 \log L/L_0$ имеет распределение χ_k^2 , где k — число параметров, введенных в «нулевую» модель. Параметры, описывающие пик QPO (центральная частота, ширина и амплитуда), являются сугубо нелинейными, особенно для не слишком большой амплитуды линии, и, следовательно, распределение $\Delta = 2 \log L/L_0$ могло бы существенно отклоняться от χ_k^2 . Тем не менее, моделирование методом Монте-Карло позволили установить, что различия между ожидаемым (χ_k^2) и действительным распределением несущественны практически для любых значений Δ . Исходя из этого результата, значимость детектирования равна 99.97%, 95.6% и 97.6% для сеансов 62, 252 и 373 соответственно. Как известно из наблюдений маломассивных рентгеновских двойных, частота QPO-пика может сильно зависеть от интенсивности источника. Детали на спектре мощности 40–150 кэВ потока излучения Лебеда X–1 с относительной амплитудой около 10% в присутствии мощного континуума (см. Таблицу 2.1) могут быть надежно детектированы телескопом SIGMA за время не короче 10 часов. С другой стороны, источник сильно переменен на временах порядка одного часа поэтому наблюдаемые широкие ($\Delta f/f \sim 1$) QPO-детали могут являться результатом суперпозиции более узких пиков переменной во времени частоты. К сожалению, одновременные наблюдения Лебеда X–1 телескопом АРТ-П в стандартном (1–20 кэВ) рентгеновском диапазоне не позволяют исследовать хаотическую переменность излучения с характерными временами больше, чем несколько десятков секунд из-за частого выключения прибора для передачи информации в основную бортовую память обсерватории ГРАНАТ. Как было отмечено выше, во время сеансов, выполняемых в режиме «Спектроскопия/Изображение» изображение участка звездного неба записывается с временным разрешением ~ 4 часа. На интенсивность источника, полученную из восстановленных изображений, не оказывают влияние вариации

фона, что дает возможность независимо оценить спектральную плотность шума на самых низких (~ 10 Гц) частотах. Соответствующая спектральная плотность шума, $= 8 \times 10^2$ Гц на частоте 10^{-5} Гц, находится в хорошем согласии с экстраполяцией сверхнизкочастотного шума, показанного на рисунке 2.1. В среднем этот шум следует закону $f^{-0.75}$ в диапазоне частот $5 \times 10^{-4} - 0.01$ Гц.

Таблица 2.1: Параметры QPO в Лебеде X-1

Сеанс	f_c^a (Гц)	$FWHM^a$ (Гц)	rms^a (%)	C^b (Гц ⁻¹)	f_1^c (10^{-2} Гц)	α_1^d	f_2^e (10^{-1} Гц)	α_2^d
61,62	0.073 ± 0.006	0.064 ± 0.020	10.1 ± 2.6	0.17 ± 0.03	2.2 ± 0.7	0.52 ± 0.09	1.0 ± 0.4	0.68 ± 0.11
249-252	0.040 ± 0.004	0.033 ± 0.016	10.7 ± 3.9	0.31 ± 0.06	1.5 ± 0.9	0.38 ± 0.17	1.0 ± 0.3	1.0 ± 0.1
373	0.035 ± 0.004	0.042 ± 0.019	15.0 ± 5.9	0.46 ± 0.17	0.8 ± 0.3	0.57 ± 0.21	1.25^e	1.0^f
375				0.41 ± 0.15	0.3 ± 0.1	1.26 ± 0.11	1.25^e	1.0^f
428-431				0.32 ± 0.07	1.4 ± 0.5	0.47 ± 0.15	1.25^e	1.0^f
All ^g				0.35 ± 0.03	0.4 ± 0.1	0.75 ± 0.10	0.72 ± 0.3	1.0^f

^a Центральная частота, ширина и относительная среднеквадратическая мощность QPO пика.

^b Значение спектральной мощности (за вычетом QPO пика) между частотами f_1 и f_2 .

^c Первая и вторая «частоты слома»

^d Индекс степенных компонент

^e Найденное значение частоты слома близко к частоте Найквиста, поэтому ошибки не приводятся.

^f Нет информации в режиме «Быстрая переменность»; высокочастотный степенной наклон (α_2) был зафиксирован на значении 1.

^g Сумма всех наблюдений в режиме «Спектроскопия изображений».

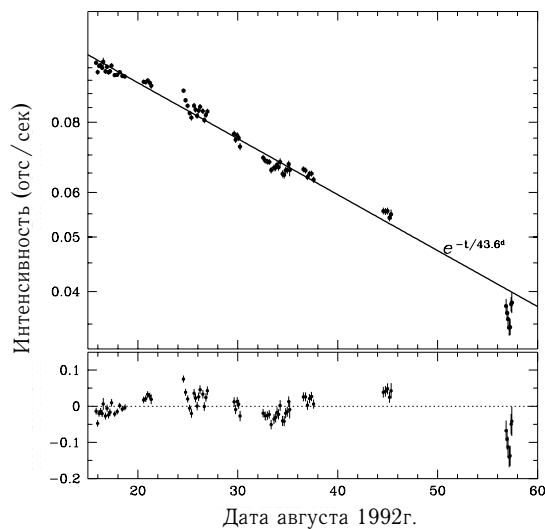
2.4 Квазипериодические осцилляции в GRO J0422+32

2.4.1 Источник и его наблюдения телескопом SIGMA

Рентгеновская Новая в созвездии Персея (GRO J0422+32), вспыхнувшая в августе 1992 г. является самым ярким источником, когда-либо наблюдавшимся телескопом SIGMA. Источник был открыт GRO/BATSE 5 августа 1992 г. (Paciesas et al. 1992a). Его интенсивность росла очень резко и к 8 августа достигла ≈ 3 Crab. ГРАНАТ/SIGMA начал наблюдения GRO J0422+32 15 Августа. Источник был локализован в точке $\alpha = 4^h 18^m 27^s$, $\delta = +32^\circ 48'.0$ (эпоха B1950.0), с ошибкой на положение около $2'$ (Goldwurm et al. 1992), что согласуется с положением, измеренным IUE (Shrader et al. 1992). Жесткость рентгеновского спектра источника (Roques et al. 1994, Sunyaev et al. 1994) и сильная хаотическая переменность на малых временных масштабах сильно напоминали свойства двух других рентгеновских Новых (GS 2023+338: Sunyaev et al. 1991, Tanaka et al. 1989, Nova Muscae 1991 (GRS 1124-68): Sunyaev et al. 1992, Goldwurm et al. 1992) и Лебеда X-1 (Sunyaev & Trümper, 1979, Ling et al. 1987, Nolan et al. 1981). Так как Лебедь X-1, GS 2023+338 и Новая в созвездии Мухи рассматриваются как «надежные» кандидаты в черные дыры, несколько групп (например, Sunyaev et al. 1994, Roques et al. 1994) предположили, что Новая Персея является четвертым кандидатом в черные дыры среди ярких рентгеновских Новых, [ранее функции масс, превышающие $\sim 3 M_\odot$ были измерены для A0620-00 (McClintock & Remillard 1986), GS2023+338 (Casares, Charles & Naylor 1992) и GRS1124-68 (Remillard, McClintock & Bailyn 1992)].

SIGMA наблюдала источник в течении примерно месяца в августе — сентябре 1992 г. Кривая блеска представлена на рисунке 2.2. В районе 24 августа было

Рисунок 2.2: Кривая блеска GRO J0422+32 в августе — сентябре 1992 г. Экспоненциальный фит хорошо описывает данные. Относительные отклонения от фита, показанные на нижней панели, малы (меньше 10% - 15%).

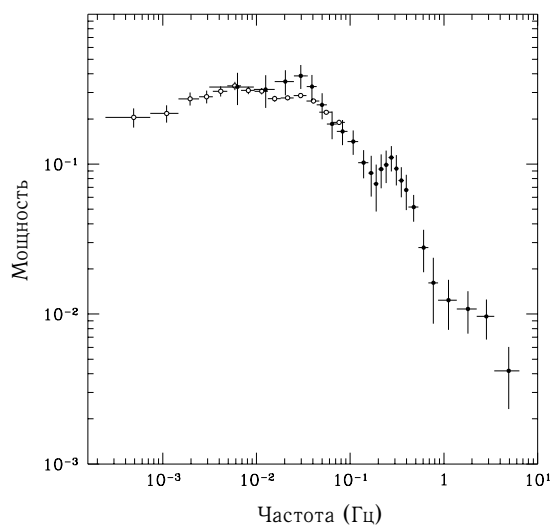


проведено наблюдение источника в режиме «Быстрая переменность», которое позволило открыть квазипериодические осцилляции на частоте 0.3 Гц.

2.4.2 Открытие пика QPO в спектре мощности

Спектр мощности в широком диапазоне частот ($3.6 \times 10^{-4} - 12.5$ Гц), полученные по данным нескольких наблюдений, одно из которых было выполнено в режиме «Быстрая переменность», показан на рисунке 2.3. Выше частоты 0.03 Гц спектр

Рисунок 2.3: Спектр мощности GRO J0422+32. Выше 0.03 Гц мощность спадает по степенному закону $\propto f^{-0.9}$, на который наложен пик QPO на частоте 0.3 Гц. Полная мощность осцилляций составляет 12%.



мощности спадает по степенному закону, на который наложен широкий пик ква-

зипериодических осцилляций с частотой 0.3 Гц. *GRO/BATSE* детектировал QPO на почти той же частоте (Kouveliotou et al. 1992b).

В частотном диапазоне 0.03–5 Гц данные могут быть описаны простой аналитической моделью, состоящей из степенного закона и лоренцевской кривой. Значимость детектирования квазипериодических осцилляций, оцененная из отношения логарифмов функции правдоподобия для моделей с пиком QPO и без него, соответствует вероятности случайного появления 9.5×10^{-5} ($2\Delta \log L = 21.2$). Параметры аналитической модели даны в таблице 2.2.

Таблица 2.2: Параметры QPO в GRO J0422+32

Частота QPO f_c , Гц	0.31 ± 0.02
FWHM, Гц	$0.16^{+0.09}_{-0.04}$
Относительная мощность QPO, %	$12.3^{+7.0}_{-3.5}$
Наклон степенной компоненты α	0.89 ± 0.05

Квазипериодические осцилляции в GRO J0422+32 являются пятым примером такого явления у кандидатов в черные дыры (ранее QPO были обнаружены у LMC X-1 (Ebisawa et al. 1989), GX 339-4 (Гребенев и др. 1991a, Dotani 1992), Новой в созвездии Мухи (Grebenev et al. 1991b, Tanaka et al. 1991), Лебедь X-1 (Vikhlinin et al. 1994, Kouveliotou et al. 1992a, Angellini, White & Stella 1992).

2.5 Обсуждение

Открытие квазипериодических осцилляций рентгеновского излучения пяти кандидатов в черные дыры имеет важное значение. Теперь доказано, что явление QPO может определяться процессами, происходящими в аккреционных дисках. Весьма вероятно, что многие из QPO-пиков, наблюдавшихся у маломассивных рентгеновских двойных, также обусловлены аналогичными процессами в самих аккреционных дисках, а не являются результатом взаимодействия магнитосферы слабомагнитной нейтронной звезды с падающим на нее веществом. Исследование процессов в аккреционных дисках и, особенно, различных неустойчивостей имеет теперь важный источник информации в явлении квазипериодических осцилляций. Важно отметить, что характерные частоты, наблюдающиеся у Лебедя X-1, LMC X-1 и GRO J0422+32 значительно ниже, чем любая характерная частота в зоне основного энерговыделения (5–12 гравитационных радиусов, Шакура и Сюняев 1973).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ПЕРВОЙ ЧАСТИ

- Angelini, L., 1989, in Proc. of the 23rd ESLAB Symposium, p.81
 Angelini, L., White, N. E., and Stella, L. 1992, IAU Circular 5580
 Belloni, T., and Hasinger, G. 1990, A&A, 90, L33
 Casares, J., Charles, P. A., and Naylor, T. 1992, Nature, 614, 92
 Dotani, T., 1992, in "Frontiers of X-ray Astronomy", p.151, ed, Y.Tanaka and K.Koyama, University Academy Press, Tokyo, Japan.
 Ebisawa, K., Mitsuda, K., Inoue, H. 1989, PASJ, 159, 89
 Goldwurm et al. 1992, ApJ, 389, L79
 Гребенев, С., Сюняев, Р., Павлинский, М. и Деханов, И. 1991а, Письма в Астрономический Журнал, 17, 985
 Grebenev, S., Sunyaev, R., and Pavlinsky, M. 1991b, in Proc. of Workshop on Nova Muscae, ed. Brandt, S., (Lingby), p.125
 Kouveliotou, C., Finger, M. H., Fishman, G. J. 1992a, IAU Circular 5576
 Kouveliotou, C., Finger, M. H., Fishman, G. J. 1992b, IAU Circular 5592
 Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., Weisskopf, M. C., Sutherland, P. G., Kahn, C., Grindlay, J. E. 1983, ApJ, 266, 160
 Ling J. et al. 1987, ApJ, 321, L117
 Lochner, J. C., Swank, J. H., and Szymkowiak, A. E. 1991, ApJ, 376, 295
 McClintock, J. E., and Remillard, R. A. 1986, ApJ, 308, 110
 Meekins, J. F., Wood, K. S., Hedler, R. L., Bryam, E. T., Yentis, D. J., Chubb, T. A., and Friedman, H. 1984, ApJ, 278, 288
 Miyamoto, S., Kitamoto, S., Iga, S., Negoro, H., and Terada, K. 1992, ApJ, 391, L21
 Nolan, P. L., Gruber, D. E., Matteson, J. L., et al. 1981, ApJ, 246, 494
 Paciesas et al. 1992a, IAU Circular 5580
 Paul, J., et al. 1991, Advances In Space Research, 11, 289.
 Remillard, R., McClintock, J., and Bailyn, C. 1992, ApJ, 399, L145.
 Shrader et al. 1992, IAU Circular 5591.
 Sunyaev, R. A., and Truemper, J. 1979, Nature, 279, 506.
 Sunyaev, R. A. et al. 1992, ApJ, 389, L95.
 Sunyaev, R. A. et al. 1993, A&A, 280, L1.
 Tanaka, Y., Makino, F., Dotani, T. *et al.* 1991, in Proc. of Workshop on Nova Muscae, ed. Brandt, S., (Lingby), p.19
 Terrel, N.J. 1972, ApJ, 174, L35.
 van der Klis, M. 1989, in Timing neutron stars, eds. H. Ögelman, and E. P. J. van den Heuvel, 27
 van der Klis, M. 1994, ApJ Suppl, 92, 511.
 Vikhlinin, A. et al. 1994, ApJ, 424, 395.

Часть II

ГЛУБОКИЕ ОБЗОРЫ

Введение

С запуском в 1990 г. западногерманского спутника ROSAT началась новая эпоха в исследовании рентгеновского фона и популяции слабых внегалактических рентгеновских источников. Спутник имеет на борту зеркальный рентгеновский телескоп, чувствительный в полосе 0.1–2.4 кэВ и имеющий угловое разрешение 5". Основной детектор представляет из себя позиционно-чувствительную пропорциональную камеру (PSPC), обеспечивающую угловое разрешение 25" и ощутимое энергетическое разрешение ($\Delta E/E \sim 0.4$). Квантовая эффективность PSPC близка к единице, что в сочетании с очень низким внутренним фоном обеспечивает прекрасную чувствительность инструмента.

В течение первых месяцев работы ROSAT выполнил обзор всего неба в мягких рентгеновских лучах, детектировав более 50000 источников, принадлежащих к различным классам небесных объектов. Затем в продолжении четырех лет ROSAT работал в режиме наведения на различные мишени. За это время была осуществлена программа глубоких наблюдений выбранных участков неба (Глубокие обзоры), а также многочисленных наблюдений сравнительно ярких объектов, однородно разбросанных по небесной сфере. Эти наведения, после исключения районов неба, непосредственно прилегающих к мишеням, составляют основу обзора Средней чувствительности.

Эта часть диссертации посвящена анализу рентгеновских источников, детектированных в Глубоких обзорах и обзорах средней чувствительности. Здесь уместно представить «подоплеку» нашего исследования. Популяцию слабых рентгеновских источников начали изучать по наблюдениям, выполненным в конце 70-х и начале 80-х годов обсерваторией им. Эйнштейна. Тогда стало ясно, что совокупное излучение таких источников в мягком рентгеновском диапазоне может дать интенсивность, сравнимую с интенсивностью изотропного рентгеновского фона. Одно из самых известных исследований, выполненных обсерваторией им. Эйнштейна — это Обзор средней чувствительности. Авторы этой работы детектировали и оптически отождествили более 800 неизвестных ранее рентгеновских источников. Зависимость числа этих источников от потока замечательно хорошо следовала закону, ожидаемому для изотропного распределения незволюционирующих источников в евклидовом пространстве: $N(> S) \propto S^{-3/2}$. Однако выяснилось, что такая зависимость является достаточно случайным результатом суперпозиции быстро растущей зависимости $\log N - \log S$ для сильно эволюционирующей популяции активных ядер галактик и пологой зависимости $\log N - \log S$ для скоплений галактик. По результатам наблюдений обсерватории им. Эйнштейна было написано большое количество работ, посвященных изучению космологической эволюции АЯГ и скоплений галактик, а так же вкладу этих объектов в рентгеновский фон. Оказалось, что хотя АЯГ являются самым многочисленным классом среди рентгеновских источников в диапазоне интенсивности Эйнштейна, их спектр слишком мягок, чтобы объяснить жесткий спектр рентгеновского фона, что таким образом добавляет загадочности к природе последнего.

Спектр рентгеновского фона сейчас достаточно хорошо измерен в диапазоне от 1 до нескольких сотен кэВ. Оказалось, что в диапазоне 1–60 кэВ он замечательно хорошо описывается спектром тормозного излучения оптически тонкой плазмы с температурой 40 кэВ. Такое совпадение заставляло думать, что за рентгеновский фон ответственен разреженный и горячий межгалактический газ. Однако, такой газ из-за обратного комптоновского рассеяния вызвал бы заметные искажения планковского спектра реликтового фона. Данные спутника COBE, который не обнаружил заметных отклонений от чернотельного спектра, исключают существование межгалактического газа, ответственного за рентгеновский фон.

В Глубоких обзорах ROSATa мы имеем возможность исследовать рентгеновские источники на уровне интенсивностей почти на полтора порядка величины ниже доступных обсерватории им. Эйнштейна. Первоначальные результаты анализа данных Глубоких обзоров показали, что АЯГ становятся еще более многочисленным классом источников в этом диапазоне интенсивностей. Например, Boyle et al. (1993) оптически отождествили более 60% источников с квазарами со средним красным смещением 2–2.5. В зависимости $\log N - \log S$ был обнаружен слом, вызванный частично космологическими эффектами и частично замедлением темпов эволюции АЯГ.

В главе 3 я описываю метод, наиболее пригодный для детектирования и измерения параметров слабых рентгеновских источников. В главе 4 приводятся наиболее точные на сегодняшний день измерения зависимости $\log N - \log S$ непосредственно детектируемых источников. Анализ спектров этих источников представлен в главе 5, а в главе 6 исследуется их пространственное распределение.

3. Детектирование и измерение характеристик источников

3.1 Вводные замечания

В этой главе я исследую возможность построения оптимального детектирующего фильтра для поиска точечных рентгеновских источников в изображениях, полученных зеркальными инструментами с низким фоном, подобными позиционно-чувствительному пропорциональному счетчику (PSPC) на западногерманском спутнике *ROSAT*. Проводится калибровка метода детектирования с определением важнейших функций, определяющих статистику детектирования и измерения параметров источника, таких как вероятность «ложной тревоги», вероятность детектирования действительного источника, искажение измеренной интенсивности источника, точность определения положений. Проблема представляет большой интерес для правильного определения кривой подсчетов рентгеновских источников, изучения эволюции внегалактических объектов и природы рентгеновского фона.

Описание нового метода детектирования приводится в сравнении с традиционно используемым в рентгеновской астрономии методом «бегущей ячейки» (Sliding Box, SB). Метод SB успешно использовался ранее для анализа изображений, полученных обсерваторией им. Эйнштейна. В ряде статей с его помощью был получен список источников, использованный для изучения популяции слабых рентгенов-

ских объектов и рентгеновского фона (Giacconi et al. 1979; Massacaro et al. 1982; Gioia et al. 1990; Primini et al. 1991). Несмотря на то, что метод SB основан на использовании прямоугольного фильтра и, конечно, не является оптимальным в большинстве случаев, обычно считается, что он имеет преимущество перед другими методами в том, что допускает простую оценку значимости детектирования источника (основанную на пуассоновской статистике). Тем не менее, тот факт, что детектирующий фильтр передвигается по изображению с шагом меньшим своего размера, приводит к тому, что соседние точки на свернутом изображении не являются статистически независимыми. Более того, обычно требуется найти положение источника одновременно с установлением факта его существования, следовательно, всегда есть свобода выбрать положение в области положительной флуктуации фона. Поэтому правильное значение предела детектирования должно быть получено из статистических моделирований.

В наш метод детектирования точечных источников основан на свертке двумерного изображения с функцией отклика на точечный источник (Point Spread Function, PSF). Детектирующий фильтр конструируется таким образом, что фон изображения вычитается локально. Мы называем этот метод методом Оптимального Фильтра (ОФ). Как показано ниже, метод ОФ не имеет никаких недостатков по сравнению с SB, но в то же время допускает надежное детектирование и определение параметров источников в области гораздо более слабых потоков. В разделе 3.2 описывается построение оптимального фильтра. Калибровка метода описана в разделе 3.3, в котором определяются основные величины, влияющие на статистику детектирования: пределы детектирования (3.3.1), эффективность детектирования (3.3.2), искажения измеренной интенсивности источников (3.3.3), точность определения положения источников (3.3.3). Наконец, в разделе 3.4 описывается способ получения несмещенной оценки кривой подсчетов рентгеновских источников.

3.2 Оптимальный фильтр

Оптимальный метод детектирования должен использовать тот факт, что фотоны от настоящего источника всегда распределены на детекторе в соответствии с PSF, $P(r)$. Оптимальное детектирование в этом случае основано на свертке изображения с $P(r)$ (см., например, Irwin 1985). Обычно мы хотим, в дополнение к оптимальности детектирования, вычитать фон локально, что дает возможность работать с изображениями, обладающими неоднородным фоном. Требуемый детектирующий фильтр можно построить следующим образом:

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

Для того чтобы полностью вычесть (локально) плоский фон, постоянная C должна быть выбрана так что $\int_0^\infty f(r) r dr = 0$, и поэтому она определяется уравнением:

$$C = \frac{\int_0^{r_1} P(r) r dr}{\int_{r_1}^{r_2} r dr} \quad (3.2)$$

В центре источника среднее (по реализациям) значение свернутого изображения («сигнал») может быть записано как интеграл от $f(r)$ (уравнения (3.1), (3.2))

умноженной на профиль источника $IP(r)$, где I — полное число фотонов от источника. Это значение равно

$$S = 2\pi I \int_0^{r_1} P^2(r) r dr - 2\pi I C \int_{r_1}^{r_2} P(r) r dr \quad (3.3)$$

где S — среднее значение «сигнала».

Так как интеграл $f(r)$ равен нулю, среднеквадратичное отклонение (по разным реализациям) в данной точке свернутого изображения равно $(\int_0^\infty B f^2(r) r dr)^{1/2}$, где B — среднее значение интенсивности фона на единицу площади (мы в основном интересуемся детектированием слабых источников, когда можно пренебречь вкладом самого источника в шум). Подставляя уравнение 3.1, получаем, что «шум» равен

$$N = \left(2\pi B \int_0^{r_1} P^2(r) r dr + 2\pi B C^2 \int_{r_1}^{r_2} r dr \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Таким образом, для заданного значения (слабой) интенсивности источника и фона отношение сигнал-шум на свернутом изображении есть функция радиусов r_1 и r_2 . Для заданного r_2 можно найти из уравнений (3.2), (3.3) и (3.4) значение внутреннего радиуса r_1 , которое максимизирует отношение сигнал-шум (S/N). Для таких оптимально выбранных значений r_1 S/N зависит только от внешнего радиуса r_2 . Чем больше этот радиус, тем больше значение S/N . Тем не менее, при достаточно больших значениях r_2 S/N практически постоянно (это происходит, когда большая часть интенсивности источника сконцентрирована в пределах r_1). С другой стороны, значение r_2 определяет тот радиус, внутри которого точки на свернутом изображении не являются статистически независимыми. Было решено зафиксировать значение r_2 в той точке, где отношение S/N достигает 0.9 своего максимума (при $r_2 \rightarrow \infty$), для того, чтобы добиться одновременно достаточного пространственного разрешения и высокой эффективности детектирования.

Функция отклика *ROSAT* PSPC расширяется от центра к краям изображения и меняется с энергией фотона (Hasinger et al. 1993a, далее Н93а). Таким образом, параметры ОФ меняются для разных отклонений от оптической оси и разной формы спектра источников. Для анализа данных были использованы детектирующие фильтры, оптимизированные для отклонений от оптической оси $0'$, $5'$, $10'$ и $15'$. Для построения фильтров использовалась аппроксимация PSPC PSF на энергии 1 кэВ, данная Н93а. Каждый из этих фильтров был использован в кольце, где он дает максимальное (по сравнению с другими) значение S/N . Детальные значения параметров ОФ являются специфическими для *ROSAT* PSPC. Они могут быть найдены на WWW странице <http://hea.iki.rssi.ru/~alexey/rds.html>.

3.3 Калибровка метода

В этом разделе я описываю компьютерные моделирования, использованные для определения базовых характеристик метода ОФ: пределов детектирования, эффективности детектирования, искажения интенсивности источников, точности измерения положения источников. Перед изложением результатов я хотел бы описать сами моделирования.

Предел детектирования обычно устанавливается как уровень «сигнала», вероятность получить который мала, если нет «источника». Соответственно, пределы

детектирования должны быть получены при анализе пустых изображений, не содержащих никаких источников. Это было сделано следующим образом. Сначала были промоделированы пустые изображения с равномерным фоном, причем число фотонов в каждом пикселе разыгрывалось из распределения Пуассона. Моделированные изображения были свернуты с детектирующим фильтром, и затем была определена статистика локальных максимумов на свернутых изображениях.

Для калибровки определения характеристик источников были промоделированы изображения, на которых присутствовали и фон, и источник. Общее число фотонов от источника разыгрывалось из пуассоновского распределения, фотоны затем разбрасывались по «детектору» в соответствии с пространственным откликом PSPC. Затем моделированные изображения сворачивались с ОФ. Если максимум на свернутом изображении превышал предел детектирования (см. раздел 3.3.2 ниже), источник считался зарегистрированным. Положение такого источника определялось по максимуму на свернутом изображении, а его интенсивность — по разнице между общим числом фотонов внутри кружка, в котором сконцентрировано 90% мощности PSF, и средним числом фоновых фотонов в этом кружке. Заметим, что кружок 90% мощности не является оптимальным с точки зрения максимального соотношения сигнал-шум. Он был выбран из-за того, что практически устраняет возможные неопределенности в измерении интенсивности, связанные с калибровкой PSF.

Для того, чтобы метод ОФ можно было применять в реальной неидеализированной ситуации, он должен быть откалиброван для целого ряда интенсивностей источника и фона, различных отклонений от оптической оси, и для всех четырех детектирующих фильтров. Поэтому моделирования были проведены на 4-мерной сетке параметров. Линейная интерполяция по этой сетке позволяет определить все необходимые функции для любых значений параметров, встречаемых в реальной ситуации. Результаты моделирований, которые можно использовать для обработки изображений PSPC, можно найти на WWW странице <http://hea.iki.rssi.ru/~alexey/rds.html>.

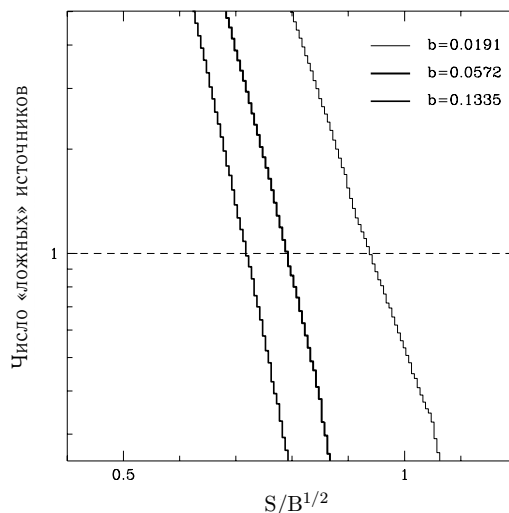
3.3.1 Пределы детектирования

Как описано в статье Schmitt & Massaro (1986), существует два подхода к выбору предела детектирования. Первый подход (использованный в обзоре средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (EMSS), Massaro et al. 1982, Gioia et al. 1990) заключается в том, что «принимаются» только источники с большим отношением сигнал-шум, т.е. отношением измеренного потока к ошибке измерения. В EMSS порог был установлен на уровне $S/N = 4.5$. При таком высоком пороге детектирования некоторые из реальных источников попадают под принятое пороговое значение S/N . Предположим, например, что полной число фотонов в ячейке детектирования равно 16, в то время как фон дает в среднем 4 фотона. Вероятность получить более 15 отсчетов, если ожидается 4, равно 4.9×10^{-6} , что соответствует значимости более чем 4.5σ для гауссова распределения. Таким образом, источник реален, хотя его S/N равен всего лишь $(16 - 4)/\sqrt{16} = 3$. Эта проблема становится особенно важной для детекторов с низким собственным фоном, таким как PSPC. Поэтому мы выбрали другой подход к выбору порога детектирования, основанный на определении уровня, который редко превышает флуктуациями фона. Такой подход был использован Hasinger et al. (1993b, далее H93b) для анализа изображений из обзоров высокой и средней чувствительности спутника ROSAT. Они использовали порог детектирования, соответствующий вероятности детектирования ложного источника 4.5×10^{-5} , что дает в среднем

порядка одного ложного источника во внутренней части поля зрения PSPC.

Для алгоритма ОФ пределы детектирования, соответствующие желаемому числу ложных источников в поле зрения, были определены из статистических моделирований (см. описание выше). Пример зависимости числа пиков на моделированном изображении, не содержащем реальных источников, от интенсивности пиков показан на рисунке 3.1.

Рисунок 3.1: Число ложных источников как функция порога детектирования. Пороги (ось x) показаны в единицах «сигнал-шум», которые вычислены как отношение значения на свернутом изображении и корня из локальной интенсивности фона, \sqrt{b} . Порог, при котором число ложных источников на поле 512×512 пикселей размером $5''$ каждый равно 1, принимается за порог детектирования. Каждая кривая соответствует разной интенсивности фона (слева направо: $b = 1.91, 5.72, 13.35 \times 10^{-2}$ отсчетов на пиксел. ОФ был оптимизирован для детектирования вблизи оптической оси телескопа.



Значение интенсивности, соответствующее вероятности найти лишь один ложный источник на площади $42' \times 42'$, было выбрано как порог детектирования. Заметим, что пороги детектирования, определенные в статистическом моделировании, правильным образом включают ошибку определения интенсивности фона.

С помощью моделирований пороги детектирования были определены для всех четырех фильтров и нескольких значений интенсивности фона b . Они хорошо аппроксимируются функцией¹

$$D(b)/\sqrt{b} = a_1 + a_2 \exp(-b/a_3) + a_4 b + a_5 b^{1/2} \quad (3.5)$$

что дает возможность определять значения порога детектирования для любой интенсивности фона. Следует подчеркнуть, что пороги детектирования, определенные в моделированиях, верны, даже если реальная функция отклика отличается от той функциональной формы, которая была использована для определения ОФ (уравнение (3.1)), так как пуассоновские флуктуации *в отсутствие* источника не могут превышать пределы, которые были определены из моделированных изображений (т.е. в таком случае лишь снижается эффективность фильтра, а не надежность детектирования источников).

3.3.2 Эффективность детектирования

В дополнении к частоте детектирования фальшивых источников детектирующий алгоритм еще характеризуется вероятностью детектировать *реальный* источник.

¹Функция $D(b)$ в уравнении 3.5, также как и другие функции, используемые для непрерывного определения параметров из дискретного ряда моделирований, выбраны так, что они дают хороший фит к данным, без всякой физической мотивации.

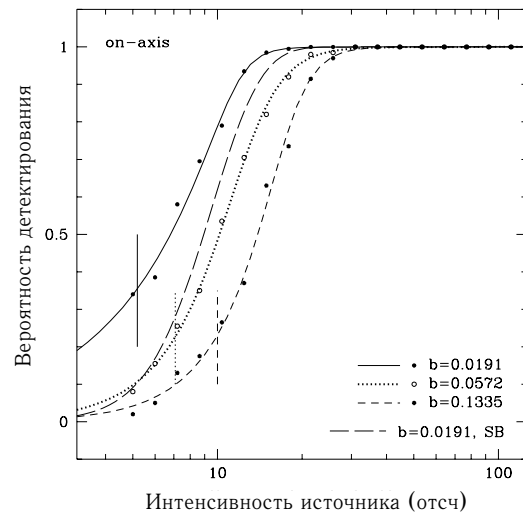
Дело в том, что некоторые источники с интенсивностью, превышающей порог детектирования, за счет статистических флуктуаций попадают *под* порог детектирования и, следовательно, не регистрируются. В идеале хотелось бы иметь 100%-ую вероятность детектирования источников с интенсивностью выше порога и нулевую ниже порога. Однако ясно, что такого добиться нельзя. Например, в стандартном варианте алгоритма SB источник принимается, если его измеренная интенсивность превышает некоторый порог. Источник с интенсивностью, равной этому порогу, следовательно, будет регистрироваться 50% случаев. В области интенсивностей шириной порядка ошибки измерения потока вероятность детектирования будет меняться от нуля до 100%. Если порог выбран достаточно высоко (как это было сделано в EMSS), то такой эффект влияет лишь на узкую область интенсивностей, и поэтому им можно пренебречь. Для ROSAT/PSPC, имеющего низкий и однородный фон, возможно надежное детектирование источников с очень низкой интенсивностью, порядка 10 фотонов. Отношение сигнал-шум таких источников мало, поэтому необходимо учитывать эффект потери реальных источников вблизи порога детектирования.

Абсолютно похожая ситуация возникает при использовании алгоритма ОФ. Учесть уменьшение эффективности детектирования в нашем случае можно с помощью статистических моделирований. Вероятность детектирования была эмпирически измерена (как функция интенсивности источника) для нескольких значений интенсивности фона, отклонения от оптической оси, и каждого из четырех фильтров; ее можно аналитически аппроксимировать функцией вида

$$P(I) = \left(1 + \frac{p_3}{I^{p_1}} + \frac{p_4}{I^{2p_1}} \right)^{-p_2} \quad (3.6)$$

Пример такой аппроксимации показан на рисунке 3.2. Для промежуточных значений интенсивности фона и отклонения от оптической оси вероятность детектирования может быть получена интерполяцией этих функций.

Рисунок 3.2: Вероятность детектирования вблизи оптической оси как функция интенсивности источника; зависимости определены для трех значений интенсивности фона. Точки на рисунке были определены из моделирований, а линии показывают аналитическую аппроксимацию (ур. 3.6). Штриховая линия показывает вероятность детектирования источника в методе SB для одного из значений интенсивности фона. Вертикальные линии соответствуют пороговым интенсивностям, которые были использованы в моделированиях искажений соотношения $\log N - \log S$ (см. текст и рисунок 3.5).



Следует сравнить вероятность детектирования в алгоритмах ОФ и SB. Без учета ошибок в определении положения источника вероятность детектирования в алгоритме SB может быть вычислена из пуассоновского распределения как $P_d(I) =$

$P(N_{\text{th}}|B + \alpha I)$, где $P(n|x)$ — пуассоновская вероятность получить больше n отсчетов, если среднее их число равно x , B — число фоновых отсчетов в пределах ячейки детектирования, α — интеграл от PSF по ячейке детектирования, а N_{th} — пороговое значение числа отсчетов в ячейке, после которого источник считается детектированным. Вероятность детектирования в алгоритме SB посчитана для фоновой интенсивности 0.0191 отсчетов на пиксел; результат показан на рисунке 3.2. Хотя вероятность детектирования в алгоритме SB меняется от нуля до единицы в более узком интервале интенсивностей, она существенно ниже вероятности детектирования в алгоритме ОФ, особенно для малых отклонений от оптической оси.

3.3.3 Измерение интенсивности источников

Другая общая проблема, встречающаяся при детектировании слабых источников — это смещенная оценка интенсивности. Рассмотрим, например, источник с интенсивностью, равной порогу детектирования. Как уже упоминалось, такой источник будет зарегистрирован в $\sim 50\%$ случаев. Всякий раз, когда это произойдет, его измеренная интенсивность превышает пороговую. Таким образом, средняя по детектированиям измеренная интенсивность превышает реальную. По мере того, как вероятность детектирования падает, смещенность оценки интенсивности растет. Так же как и с падением эффективности детектирования вблизи порога, этот эффект наиболее существенен для случаев, когда можно работать с источниками, имеющими низкое отношение S/N . Так как используя ROSAT/PSPC, мы имеем дело как раз с таким случаем, надо провести коррекцию, устраняющую смещенность оценки интенсивности источника.

Измеренная интенсивность также искажается из-за необходимости определять положение нового регистрируемого источника одновременно с измерением его потока. При определении положений практически все алгоритмы стремятся «поместить» источник в точку, где его измеренная интенсивность максимальна. Это является дополнительным источником смещенности оценки потока.

В моделированиях мы эмпирически определили среднюю измеренную интенсивность источников (I_m) как функцию их действительных интенсивностей (I_r). Полученные зависимости можно аппроксимировать аналитически функциями вида:

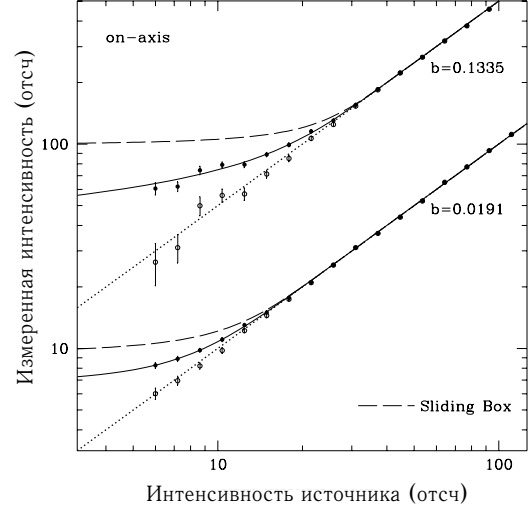
$$I_m(I_r) = a_1 I_r + a_2 \exp(-a_3 I_r^2 - a_4 I_r) \quad (3.7)$$

с параметрами a_1 , a_2 , a_3 и a_4 зависящими от интенсивности фона, отклонения от оптической оси и использованного ОФ. Пример результатов моделирования и аналитической аппроксимации показан на рисунке 3.3.

Используя функции, обратные к уравнению 3.7, возможно получить несмещенную оценку интенсивности источника. Действительно, применение подобной коррекции дает практически несмещенную оценку потока, пока зависимость $I_m(I_r)$ не становится слишком плоской (см. открытые кружки на рисунке 3.3).

Давайте сравним смещенность оценки интенсивностей для ОФ и SB алгоритмов детектирования. Пренебрегая разбросом измеренного положения источника, смещенность оценки для метода SB может быть легко вычислена аналитически по формулам для вероятности распределения Пуассона. Пусть интенсивность фона равна B отсчетов на ячейку детектирования, и источник считается зарегистрированным, если общее число отсчетов в ячейке превышает N_{min} . Для источника с интенсивностью I вероятность получить n отсчетов в ячейке равна $P(n|B + \alpha I)$,

Рисунок 3.3: Измеренная интенсивность источника как функция действительной интенсивности для двух значений фона b , выраженного в единицах отсчетов на пиксел. Источники были промоделированы в соответствие с PSF вблизи оптической оси. Пунктирные линии соответствуют $I_m = I_r$, а сплошные линии показывают аналитическую аппроксимацию (уравнение 3.7). Применение обратного к уравнению 3.7 преобразования к измеренным интенсивностям практически полностью устраняет смещенность оценки (открытые кружки). Штриховая линия показывает среднюю измеренную интенсивность для метода SB (см. текст). Для $b = 0.1335$ данные умножены на 5 для ясности рисунка.



где $P(n|x)$ — пуассоновская вероятность получить более n отсчетов, если математическое ожидание равно x , и α — интеграл от PSF по ячейке детектирования. Тогда средняя измеренная интенсивность вычисляется как:

$$I_{m,SB} = \frac{1}{\alpha} \left(\frac{\sum_{n>N_{min}} n P(n|B + \alpha I)}{\sum_{n>N_{min}} P(n|B + \alpha I)} - B \right) \quad (3.8)$$

Измеренная интенсивность для алгоритма SB, вычисленная по этой формуле, отложена как функция реальной интенсивности источника на рисунке 3.3. Ясно, что метод SB дает более смещенную оценку интенсивностей, которую труднее скорректировать. Как было упомянуто в начале этого раздела, неопределенность в определении положений, игнорированная в этих вычислениях, может только увеличить смещенность оценки для алгоритма SB.

Смещенность оценки интенсивностей и последующие коррекции уменьшают точность определения потоков источника по сравнению с тем, что можно было бы ожидать для случая чисто пуассоновской статистики. Чем больше зависимость $I_m(I_r)$, тем больше рост ошибки на измеренный поток. Если бы относительные ошибки были малы, окончательную (после коррекций) неопределенность потока можно было бы вычислить по формуле переноса ошибок: $\sigma_{corr} = \sigma_P(dI_m/dI_r)$, где σ_{corr} — стандартное отклонение измеренной интенсивности и σ_P пуассоновская ошибка, равная \sqrt{N} , где N — полное число отсчетов в области, использованной для определения потока. Тем не менее, коррекция измеренной интенсивности наиболее важна в области, где отношение S/N мало и поэтому поток источника лишь в несколько раз превышает пуассоновскую ошибку. Поэтому мы определили стандартное отклонение измеренной интенсивности по результатам моделирования. Для этого мы прикладывали к «сырым» интенсивностям коррекцию, следующую из уравнения (3.7) и после этого вычисляли дисперсию скорректированных интенсивностей как функцию действительного потока. Аналитическая функция вида

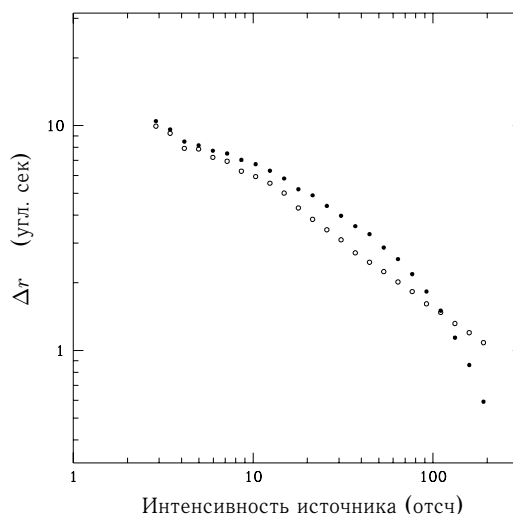
$$\sigma_{corr} = a_1 \sqrt{I_r} (1 + a_2 \exp(-I_{real}/a_3)) \quad (3.9)$$

дает приемлемый фит к измеренной зависимости. Значения параметров в уравнении (3.9) были затабулированы в узлах сетки, и с помощью линейной интерполяции уравнение (3.9) может быть использовано для определения ошибки на поток при анализе реальных данных.

3.3.4 Измерение положения источников

Наш метод измерения положения источника (по максимуму на изображении, свернутом с ОФ) отличается от обычно используемого метода максимального правдоподобия (ML, Harnden et al. 1984, Cruddace et al. 1988). В случае постоянных гауссовских ошибок можно показать, что положение максимума на изображении, свернутом с ОФ, совпадает с оценкой по методу максимального правдоподобия (Boyce et al. 1993). Так как наши ОФ были получены в основном из функции отклика PSPC, можно ожидать, что точность определения положений в нашем методе приближается к точности в методе максимального правдоподобия. Точность

Рисунок 3.4: Среднеквадратичное отклонение измерения положения источника. Одни и те же изображения были проанализированы алгоритмом ОФ (сплошные кружки) и «стандартным» методом — сочетанием SB и ML фитирования положения (открытые кружки). Источники моделировались с помощью PSF вблизи оптической оси, интенсивность фона была равна 13.75 отсч/кв. минуту (или 25000 фотонов на полное изображение).



определения положений в обоих методах можно определить с помощью статистических моделирований. Моделированные изображения, содержащие единственный источник, «пропускались» через алгоритм ОФ. Всякий раз, когда источник детектировался, его положение определялось и по положению максимума на свернутом изображении, и методом максимального правдоподобия. Среднеквадратичное отклонение измеренных положений для интенсивности фона 0.0191 отсчетов на пиксел и детектирования вблизи оптической оси показано на рисунке 3.4. Фитирование по методу ML не дает существенно более точной оценки положения источника по сравнению с методом ОФ, и наиболее сильная разница получается, когда ошибка в определении положения уже достаточно мала.

3.4 Определение кривой подсчетов источников

Schmitt и Массасаго (1986) исследовали смещенность оценки $\log N - \log S$ для метода SB. Они показали, что измеренный логарифмический наклон существенно

превышает истинный, когда пороговое значение S/N мало (меньше чем ~ 4). Для *ROSAT* PSPC очень низкий фон делает возможным надежное детектирование источников с $S/N < 4$ (где S/N — относительная ошибка измерения потока). Например, порог детектирования, использованный H93б, соответствует вероятности ложного детектирования 4.5×10^{-5} или $\sim 4.5\sigma$ значимости, но соответствующее значение S/N может быть мало (~ 2.5). Основная причина, которая вызывает искажение измеренной зависимости $\log N - \log S$ состоит в том, что больше источников с малым потоком (ниже порога детектирования) имеют измеренный поток выше порогового, чем наоборот.

Именно этот эффект вызывает смещенность оценки интенсивности источников и падение эффективности детектирования вблизи порога. Ниже мы описываем, как соответствующие коррекции этих эффектов позволяют получить разумные оценки зависимости $\log N - \log S$ в области потоков, соответствующих $S/N \sim 2$.

3.4.1 Аналитическое рассмотрение коррекции к $\log N - \log S$

Основная идея может быть проиллюстрирована рассмотрением простейшего случая, когда ошибки измерения малы, но в то же время смещенность оценки потока и падение эффективности детектирования существенны. Для реального дифференциального распределения по потокам $(\partial N / \partial f)_r$, измеренное распределение может быть записано как

$$\left(\frac{\partial N}{\partial f}\right)_m = \int_0^\infty \left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r P_d(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(f - I_m(f'))^2}{2\sigma^2}\right) df' \quad (3.10)$$

где $P_d(f)$ обозначает вероятность детектирования для источника с интенсивностью f , а $I_m(f)$ описывает смещенность оценки потока. Это уравнение говорит, что источник с интенсивностью f' будет детектирован с вероятностью $P_d(f')$, и всякий раз, когда он детектирован, вероятность получить измеренный поток f может быть описана гауссовым распределением $\exp(-(f - I_m(f'))^2 / 2\sigma^2) / \sqrt{2\pi\sigma^2}$. Если ошибки достаточно малы, гауссиану можно заменить δ -функцией $\delta(f - I(f'))$, и тогда уравнение 3.10 принимает вид:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial f}\right)_m = \left[\left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r P_d(f') \frac{\partial I_m^{-1}(f')}{\partial f'} \right]_{f'=I_m^{-1}(f)} \quad (3.11)$$

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

$$\left(\frac{\partial N}{\partial F}\right)_m = \left[\left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r P_d(f') \right]_{f'=F} \quad (3.12)$$

Таким образом, для малых ошибок на поток нам надо сначала корректировать измеренную интенсивность, а потом поделить измеренное распределение по потокам на вероятность детектирования, и такой алгоритм дает правильную зависимость $\log N - \log S$. Уравнение (3.12), выведенное в предположении малых ошибок на поток, может быть использовано для иллюстрации того, как смещенности оценки

потока и падение эффективности детектирования влияет на измеренную зависимость $\log N - \log S$, и почему необходимо учитывать эти эффекты.

Рассмотрим случай конечных ошибок измерения потока. Скорректируем смещенность оценки интенсивности, при этом уравнение 3.10 принимает вид:

$$\left(\frac{\partial N}{\partial f}\right)_m = \int_0^\infty \left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r P_d(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(f')}} \exp\left(-\frac{(f-f')^2}{2\sigma^2(f')}\right) df' \quad (3.13)$$

где распределение измеренных интенсивностей аппроксимировано гауссовским распределением с ошибкой σ определенной в разделе 3.3.3 (уравнение 3.9). Корректирующий фактор к измеренному распределению источников по потокам (который, вообще говоря, аналогичен эффективной площади обзора) равен:

$$A(f) = \int_0^\infty \frac{\left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r}{\left(\frac{\partial N}{\partial f}\right)_r} P_d(f') \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2(f')}} \exp\left(-\frac{(f-f')^2}{2\sigma^2(f')}\right) df' \quad (3.14)$$

Другими словами, корректирующий фактор есть вероятность детектирования источника умноженная на действительное распределение по потокам нормированное на единицу в точке интереса и свернутое с распределением ошибок измерения. Таким образом, корректирующий фактор зависит от действительного распределения $\log N - \log S$. Эта зависимость, однако, не сильна, так как $\log N - \log S$ нормировано на единицу в интересующей нас точке, а все линейные члены в $\left(\frac{\partial N}{\partial f'}\right)_r / \left(\frac{\partial N}{\partial f}\right)_r$ уничтожаются при свертке с гауссианой. Ниже мы показываем, что возможно ввести некоторую «калибровочную» функцию $\log N - \log S$ для того чтобы вычислить корректирующий фактор из уравнения 3.14. После прикладывания корректирующего фактора разница между определенным и действительным распределением по потокам мала, и, следовательно, искажение $\log N - \log S$ является приемлемым.

3.4.2 Моделирование коррекций к $\log N - \log S$

В этом разделе исследуются свойства алгоритмов ОФ и SB, связанные с определением зависимости $\log N - \log S$. Для того, чтобы устранить эффекты связанные с перекрытием источников (важные лишь при анализе густонаселенных полей), мы смоделировали большое число изображений, содержащих единственный источник, интенсивность которого разыгрывалась из степенного распределения. За среднюю интенсивность фона была взята величина из реальных изображений, полученных PSPC при умеренной (10000 сек) и длинной (70000 сек) экспозициях. Общее число фотонов от источника отсчетов разыгрывалось из пуассоновского распределения, и они затем были разбросаны по детектору в соответствии с функцией отклика. Положения источников разыгрывались случайно в круге $\theta < 14'$ от оптической оси. Каждое изображение было проанализировано алгоритмами ОФ и SB. Вариант алгоритма SB был похож на тот, который использовался H93б: сначала детектирующая ячейка $50'' \times 50''$ двигалась по изображению в поиске существенных превышений над фоном; для каждого источника с интенсивностью, превышающей пороговую, положение определялось по методу максимального правдоподобия; поток от источника и окончательная значимость детектирования затем определялись по полному числу отсчетов внутри кружка, в котором сконцентрировано 90% мощности PSF (радиус этого кружка является функцией отклонения от оптической оси); источник считался зарегистрированным, если вероятность получить (при пуассоновском распределении) наблюдаемое число отсчетов из чисто фоновых флуктуаций была меньше 4.5×10^{-5} , что дает в среднем менее 0.5 фальшивых

источников в поле зрения. Для алгоритма ОФ измеренные интенсивности источников корректировались как описано в разделе 3.3.3, и источник окончательно считался детектированным, если его формально вычисленное $S/N (= S/\sqrt{S+B})$, где под S обозначена корректированная интенсивность, а B — среднее число фоновых отсчетов) превышало 2. Это последнее условие служит для того, чтобы отсеять источники, для которых необходимая коррекция интенсивности является слишком большой (для источников с $S/N \approx 2$ корректирующий фактор примерно равен 1.5).

Изображения, полученные спутником *ROSAT*, которые анализируются в последующих разделах диссертации, имеют пороги детектирования на потоках ниже 2×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в полосе энергий 0.5–2 кэВ. Ниже этого потока дифференциальное соотношение $\log N - \log S$ существенно уплощается и следует степенному закону с наклоном 2 или меньше (H93б). Поэтому мы проверили алгоритм коррекции измерения $\log N - \log S$ для степенных зависимостей $N(> S) = KS^{-\alpha+1}$, с $\alpha = 1.5, 2.0, 2.5$, и для фоновой интенсивности, соответствующей короткой (≤ 10 ксек) и длинной (~ 70 ксек) экспозициям. За калибровочное распределение по интенсивностям, необходимое для вычисления корректирующего фактора по формуле 3.14, была взята степенная зависимость $N_0(> S) = K_0S^{-2+1}$. Для каждого значения α и интенсивности фона было смоделировано $\sim 5 \times 10^6$ изображений. Детектированные источники были сгруппированы в узкие интервалы потока, расположенные в диапазоне интенсивностей от 1 до 300 отсчетов. После этого была вычислена «эффективная площадь» по уравнению 3.14 в случае алгоритма ОФ, и обычным образом (как сумма всех пикселей на изображении, в которых порог детектирования был меньше данной интенсивности) в случае метода SB. Число детектированных источников в данном диапазоне интенсивностей было поделено на «эффективную площадь» в этом диапазоне. Наконец, полученные зависимости $\log N - \log S$ были поделены на действительное $\log N - \log S$ и результаты показаны на рисунке 3.5. В идеале, в отсутствие искажений, все точки на этом рисунке должны быть равны 1.

Для алгоритма SB хорошо известное эддингтоновское искажение (показанное на этих рисунках пунктирными и штриховыми линиями для случаев нулевой и действительной интенсивности фона и отсутствия порога детектирования) приводит к существенным искажениям зависимости $\log N - \log S$ когда порог детектирования меньше, чем $S/N \approx 4.5$ — результат полученный в ранней работе Murchioch, Crawford & Jauncey (1973) и подтвержденный в применении к рентгеновской астрономии Schmitt & Massacaro (1986). Чисто эддингтоновское искажение для ненулевого фона адекватно описывает точки в методе SB для интенсивностей, существенно превышающих порог детектирования, в то время как вблизи самого порога кривые подсчетов идут существенно ниже эддингтоновских. Можно легко вычислить аналог Эддингтоновского искажения в присутствии порога детектирования, которое хорошо описывает кривую подсчетов, измеренную по методу SB во всем диапазоне интенсивностей (сплошные линии на рисунке 3.5). Заметим, что присутствие порога детектирования приводит к $\sim 50\%$ -ому уменьшению числа детектированных источников, подобно тому, что можно было бы ожидать от падения эффективности детектирования, описанного в разделе 3.3.2. Для алгоритма ОФ измеренное соотношение $\log N - \log S$ в точности равно действительному при $\alpha = 2$, что вызвано использованием именно такого калибровочного соотношения при вычислении эффективной площади (уравнение 3.14). Измеренное соотношение недооценено для $\alpha = 1.5$ и переоценено для $\alpha = 2.5$, но отклонения в обоих случаях меньше 10%, что сравнимо со статистическими ошибками в глубоких обзорах (см. ниже).

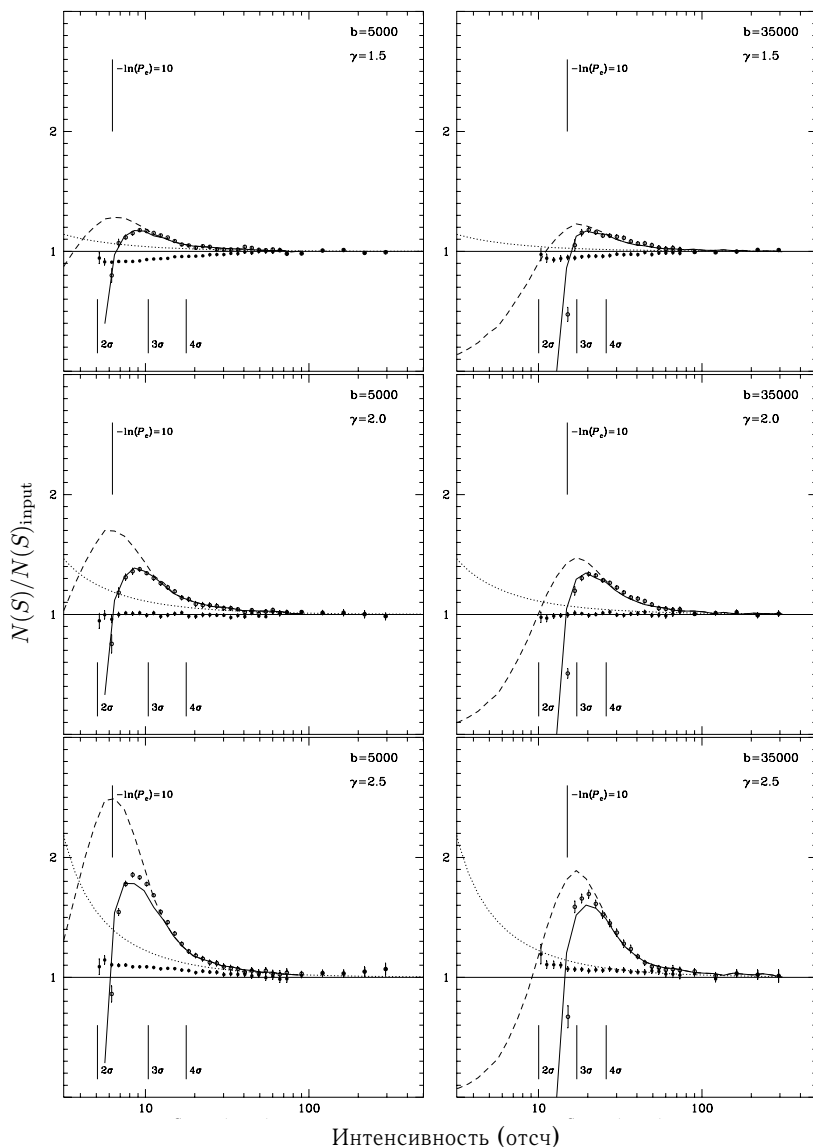


Рисунок 3.5: Измеренная зависимость $\log N - \log S$ для двух интенсивностей фона, поделенная на действительную степенную зависимость $N(> S) = S^{-\gamma+1}$ (так что в идеале все точки должны быть равны 1). Точки, полученные методом ОФ показаны сплошными кружками, а методом SB — открытыми. Порог детектирования в методе SB показан линией $-\ln(P_d) = 10$. Пунктирные и штриховые линии показывают ожидаемые чисто эддингтоновские искажения *без* наличия порога детектирования в условиях нулевого фона (пунктирная линия) и действительного фона (штриховая линия). Сплошная линия соответствует эддингтоновскому искажению, пересчитанному для случая с ненулевым порогом детектирования.

Мы применили три существенные коррекции, которые позволяют практически полностью устранить смещенность оценки соотношения $\log N - \log S$ вплоть до очень низких потоков: (1) коррекция измеренных интенсивностей (раздел 3.3.3), (2) коррекция на падение эффективности детектирования и (3) коррекция на ожидаемое искажение $\log N - \log S$ для степенного наклона 2. Важность первой коррекции можно проиллюстрировать следующим образом: предположим, мы хотим исполь-

зовать алгоритм SB и выполняем только коррекцию (3). Из рисунка 3.5 ясно, что поделив на эффективную площадь, правильно корректирующую точки для $\alpha = 2$, мы недооценим действительное $\log N - \log S$ на 20% для $\alpha = 1.5$ и переоценим его на 20% для $\alpha = 2.5$.

В заключении мы приводим табулированные отклонения в измеренном наклоне $\log N - \log S$ для обоих методов (Таблица 3.1). Для алгоритма SB смещенность оценки наклона $\log N - \log S$ находится в разумном согласии с результатами Schmitt and Massacaro (1986). Для алгоритма ОФ еще раз хотелось бы подчеркнуть, что очень малое искажение для $\alpha = 1$ вызвано выбором калибровочного соотношения $\log N - \log S$ для вычисления эффективной площади. Этот выбор обусловлен нашим *априорным* знанием того, что подсчеты рентгеновских источников уплощаются вблизи или ниже типичных порогов детектирования в ROSATовских обзорах. Для менее чувствительных обзоров разумно выбирать калибровочную зависимость $\log N - \log S$ с наклоном 1.5. Наконец, мы отмечаем, что в принципе возможно использование итеративной процедуры для вычисления эффективной площади с использованием на каждом шаге измеренного соотношения $\log N - \log S$ в качестве калибровочного для следующей итерации.

Таблица 3.1: Отношение измеренного к действительному наклону $\log N - \log S$

В	Оптимальный фильтр			Sliding Box		
	$\alpha = 0.5$	1.0 ^(a)	1.5	0.5	1.0	1.5
5	0.944	0.998	1.025	1.102	1.123	1.209
35	0.956	0.997	1.018	1.130	1.133	1.188

^(a) Очень малые отклонения измеренного α вызваны выбором калибровочного соотношения $\log N - \log S$ при вычислении эффективной площади (см. текст).

3.5 Заключение

Мы исследовали возможность улучшения чувствительности алгоритма детектирования точечных источников при использовании зеркальных рентгеновских телескопов типа ROSAT PSPC путем комбинации оптимального детектирования и локального алгоритма вычитания фона изображения. С использованием интенсивных математических моделирований мы определили параметры, необходимые для применения алгоритма ОФ в реальной ситуации. Эти параметры включают в себя точные значения порогов детектирования, коэффициенты в функциях, определяющих вероятность детектирования источников, смещенность оценки потока, точность определения положения и потока от источника.

В целом, наш метод позволяет проводить надежное детектирование значительно более слабых (в 1.5 раза) рентгеновских источников, чем обычный метод бегущей ячейки. Варьируя «масштаб» фильтров, можно наиболее эффективно использовать всю внутреннюю часть поля зрения PSPC, где ширина функции отклика на точечный источник плавно возрастает от 25'' в центре до 60'' на расстоянии 20' от оптической оси. Мы определяем положение источников одновременно с их детектированием (никаких последующих фитирований не требуется) и достигаем почти такой же точности в определении потока, как и в классическом методе ML. После соответствующих коррекций мы даем несмещенную оценку интенсивности

источника и ошибки на нее.

Большинство вычислений, которые были проведены выше используют определенную форму функции отклика детектора (за исключением порогов детектирования). Функция отклика PSPC в зависимости от отклонения от оптической оси и энергии хорошо откалибрована (H93a). Следовательно, только недостаток информации о спектре источников может повлиять на качество применения алгоритма ОФ.

Основным преимуществом метода ОФ в нашей реализации является его способность существенно уменьшить искажение измеренного распределения источников по потокам в широком диапазоне степенных наклонов $\log N - \log S$. Абсолютные отклонения в измерении дифференциального соотношения $\log N - \log S$ не превосходят 10–15%, а искажение в измерении степенного наклона $\log N - \log S$ меньше 6% для порогов, соответствующих очень низким значениям S/N (~ 2). Используя *априорную* информацию о наклоне кривой подсчетов (например, 1.5 для обзора всего неба спутником *ROSAT*), можно еще больше уменьшить смещенность оценки.

4. Подсчеты точечных источников

4.1 Введение

Понимание природы и происхождения рентгеновского фона была одной из основных задач рентгеновской астрономии начиная с его открытия в 1962 г. (Giacconi et al. 1962). Исследователи использовали два основных подхода для исследования его природы. Первый из них заключался в попытках глубоких обзоров с целью определить вклад популяции дискретных источников в рентгеновский фон. Подобные попытки достигли своей кульминации с развитием рентгеновской оптики с секундным угловым разрешением и привели к тому, что значительная доля фона, действительно, была непосредственно разрешена на точечные источники (Giacconi et al. 1979; Griffiths et al. 1983; Primini et al. 1990; Hasinger et al. 1993b). Большинство из детектированных рентгеновских источников было оптически отождествлено с активными ядрами галактик (Boyle et al. 1993).

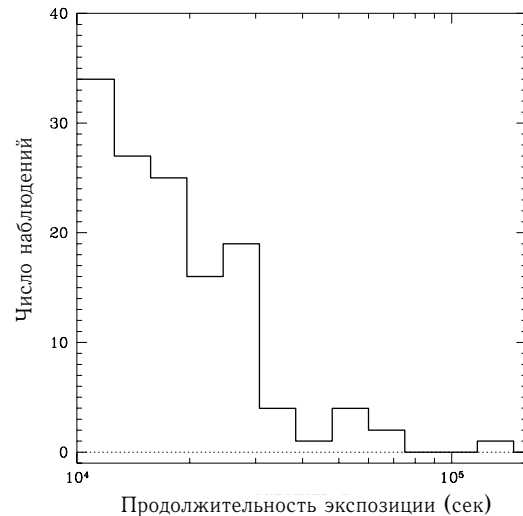
В этой части диссертации я фокусируюсь на изучении вклада дискретных источников в XRB посредством измерения подсчетов слабых источников. Алгоритм детектирования был описан в главе 3. Этот алгоритм позволяет детектировать источники с низким отношением сигнал-шум и в то же время получать несмещенную оценку кривой подсчетов.

Представленный анализ не учитывает полностью присутствие протяженных источников на *ROSAT*овских изображениях. В частности, метод анализа данных был оптимизирован для детектирования точечных источников, и поэтому является менее эффективным для детектирования протяженных источников, которые могут быть упущены. Тем не менее, предварительные результаты поиска протяженных источников в использованных изображениях показывают, что менее половины из них было в действительности упущено, а общее число таких источников *намного* меньше числа точечных источников, поэтому соответствующие коррекции к кривой подсчетов пренебрежимо малы.

Используя 2678 детектированных источников, мы получаем уточненные значения параметров соотношения $\log N - \log S$ для внегалактических источников, определенного Hasinger et al. (1993b, далее по тексту H93b). Дифференциальное соотношение $\log N - \log S$ в диапазоне потоков от 1.5×10^{-15} до 4×10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ достаточно точно описывается двойным степенным законом, который в области больших потоков имеет логарифмический наклон $\alpha_b = 2.55 \pm 0.08$, переходящий в $\alpha_f = 1.86 \pm 0.06$ ниже «слома» в распределении источников по потокам, происходящим вблизи потока $S_{br} = (2.2 \pm 0.2) \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Логарифмический наклон в области малых потоков находится в хорошем согласии с наклоном, полученным H93a, которые дают значение 1.94 ± 0.19 из прямых подсчетов источников и 1.80 ± 0.08 из анализа флуктуаций. На пределе чувствительности нашего обзора доля интенсивности рентгеновского фона, разрешенного на точечные источники равна $66 \pm 7\%$ в полосе энергий 1–2 кэВ. Если кривую подсчетов проинтегрировать до нулевого потока, доля разрешенного фона становится равной 110–220%. Это означает, что кривая подсчетов должна претерпеть дальнейшее уплощение ниже нашего предела чувствительности. Таким образом, известная сегодня популяция источников способна полностью объяснить рентгеновский фон.

4.2 Наблюдения

Рисунок 4.1: Число наблюдений в зависимости от времени экспозиции.

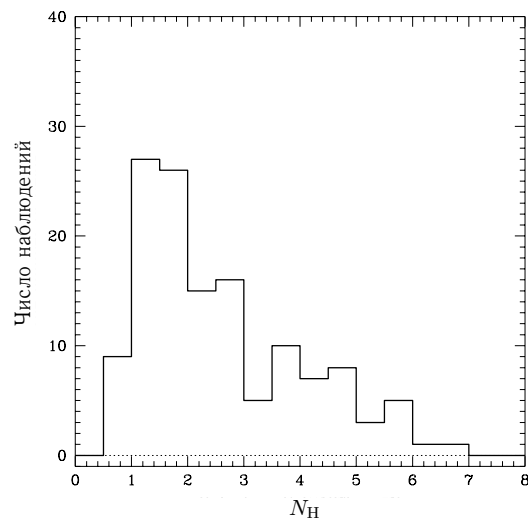


Из *ROSAT*овских архивов в GSFC и MPE мы извлекли все нацеленные наблюдения PSPC, публично доступные к апрелю 1994, которые удовлетворяли следующим критериям: 1) большое время экспозиции (> 10000 сек), 2) высокая галактическая широта ($|b| > 30^\circ$) и 3) толщина галактического нейтрального водорода в направлении на мишень меньше $6 \times 10^{20} \text{см}^{-2}$. Мы исключили все наведения на скопления галактик, близкие галактики с большим угловым размером, звездные скопления, остатки вспышек Сверхновых и все другие мишени, которые могут или вызвать проблемы с определением фона изображения, или же «загрязнить» подборку источников большим количеством источников переднего фона. Всего было найдено 130 наблюдений, из которых 14 анализировалось в работе Hasinger et al. (1993b).

Рисунок 4.1 показывает распределение длительностей экспозиций. Основная часть

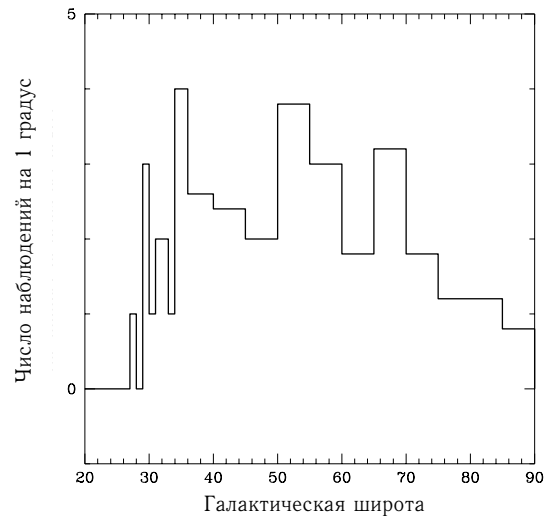
проанализированных наблюдений имеет экспозиции от 10000 до 30000 сек, хотя есть довольно большое число наблюдений с экспозицией, превышающей 50000 сек. Распределение по галактической толщe водорода показано на рисунке 4.2, а распределение по галактической широте — на рисунке 4.3. Это распределение практически однородно для $|b| > 30^\circ$. Для целей спектрального анализа (глава 5) нам потребовалось некоторое количество наблюдений с относительно большой галактической толщой водорода ($n_H \sim (4-6) \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$). Так как было слишком мало наблюдений, удовлетворяющих одновременно $|b| > 30^\circ$ и $n_H > 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, несколько полей с нужным n_H , но $|b|$ слегка меньше 30° было включено в список. С той же целью мы также включили одно поле с $n_H = 6.3 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ и $l = -48^\circ$ (ROSAT #200559). Следует подчеркнуть, что *все* наблюдения с низкой галактической широтой ($|b| < 40-45^\circ$), включенные в список, имеют относительно низкую экспозицию, а доля таких полей меньше $\lesssim 25\%$. Следовательно любые возможные искажения, привнесенные включением этих наблюдений (повышение доли галактических источников, неточное знание галактического поглощения) может повлиять только на небольшую долю самых ярких источников и не может исказить (наиболее интересное) соотношение $\log N - \log S$ в области малых потоков. Детальные характеристики использованных полей и список детектированных источников можно найти на WWW страничке <http://hea.iki.rssi.ru/~alexey/rds.html>.

Рисунок 4.2: Число наблюдений в зависимости от толщи галактического поглощения.



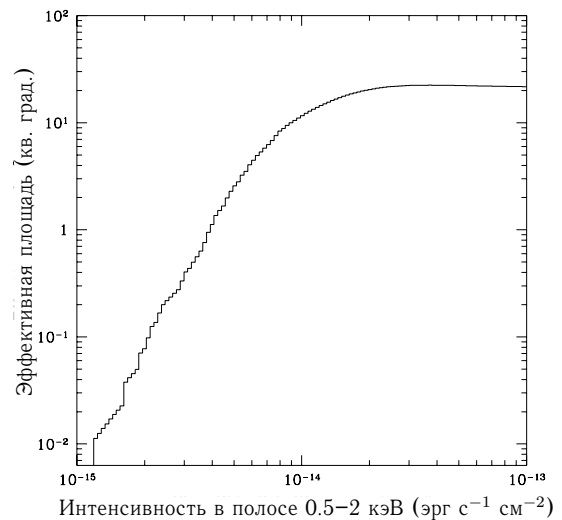
На всем протяжении анализа мы использовали списки фотонов и карты экспозиций, произведенные Standard Analysis Processing System (SASS), Rev0. Периоды высокого фона и очень короткие индивидуальные интервалы наблюдений были исключены из анализа. Эксперименты с оптимизацией полосы энергий для детектирования источников привели к выбору полосы 0.6–2 кэВ, которая сочетает низкий фон и практически независимый от спектра источника перевод отсчетов в поток энергии. Изображения (512×512 пикселей размером $5''$) были получены из списков фотонов и затем пропущены через детектирующий алгоритм.

Рисунок 4.3: Число наблюдений в зависимости от галактической широты.



4.3 Кривая подсчетов и доля разрешенного рентгеновского фона

Рисунок 4.4: Эффективная площадь обзора. Площадь, на которой могут быть детектированы источники с интенсивностью выше заданной, показана как этой функция интенсивности.

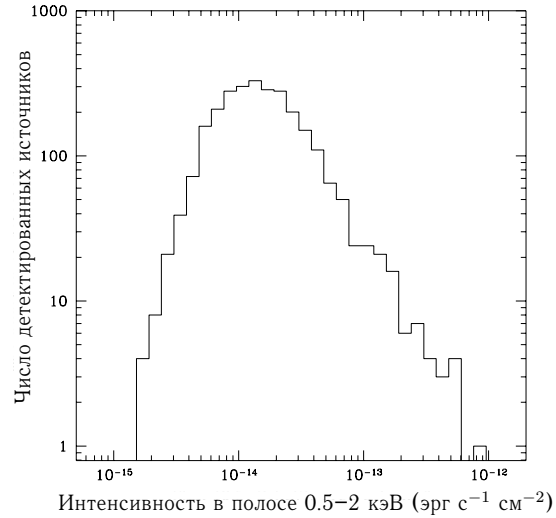


Эффективная площадь обзора, вычисленная как описано в разделе 3.4, показана на рисунке 4.4. Эффективная площадь постоянна со значение примерно 20 кв. градусов выше потока 2×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и монотонно падает на меньших потоках. При значении потока 4×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ эффективная площадь равна одному кв. градусу.

Число детектированных источников с $S/N > 2$ в соответствующем диапазоне интенсивностей показано на рисунке 4.5. Все эти диапазоны имеют одинаковую логарифмическую ширину $\Delta \log S = 0.1$, начиная с потока 1.2×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, ниже которого эффективная площадь обзора обращается в ноль. Общее чи-

сло детектированных источников равно 2678, самый слабый из них дает поток 1.7×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, в то время как самый яркий — 2.6×10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Кривая подсчетов вычисляется делением числа детектированных источников на эффективную площадь. Результат (после умножения на $S^{5/2}$, S в единицах 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$) показан на рисунке 4.6, так что эвклидовская кривая подсчетов выглядела бы константой. Нормировка дифференциального соотношения $\log N - \log S$ сохраняется при $S = 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Рисунок 4.5: Число детектированных источников в данном диапазоне интенсивностей. Диапазоны имеют равную логарифмическую ширину $\Delta \log S = 0.1$ и начинаются с минимального потока 1.2×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, ниже которого эффективная площадь обращается в ноль. Всего детектировано 2678 источников; самый слабый источник имеет интенсивность 1.7×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.



Для фитирования кривой подсчетов был применен двойной степенной закон:

$$\frac{dN(> S)}{dS} = \begin{cases} N_0 S^{-\alpha_f} / S_{\text{br}}^{-\alpha_f}, & S < S_{\text{br}} \\ N_0 S^{-\alpha_b} / S_{\text{br}}^{-\alpha_b}, & S > S_{\text{br}} \end{cases} \quad (4.1)$$

Фитирование проводилось методом максимального правдоподобия, без какой-либо группировки индивидуальных значений интенсивности, в том виде, как это описано в работе Murdoch, Crawford & Jauncey (1973). Параметры наилучшей аппроксимации равны: $\alpha_f = 1.86 \pm 0.06$, $\alpha_b = 2.55 \pm 0.08$, $S_{\text{br}} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и нормировка $\log N - \log S$ на потоке 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ равна 112 ± 3 источников на кв. градус. Соответствующий двойной степенной закон показан на рисунке 4.6, вместе с зависимостью $\log N - \log S$ полученной в EMSS (Della Ceca et al. 1992) и ROSATовскими результатами H93b. Наши данные находятся (в пределах статистических ошибок) в хорошем согласии с результатами H93b. EMSS $\log N - \log S$, экстраполированная в область меньших потоков, проходит существенно ниже подсчетов ROSATa. Тем не менее, EMSS был полностью оптически идентифицирован, и поэтому не содержит вклада от галактических источников. Вклад от галактических источников (звезд) оценен при анализе спектров источников (раздел 5.5). В области самых больших потоков можно ожидать, что 20–30% источников являются звездами. На потоках меньших 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ оцененная доля звезд становится меньше примерно 10%. EMSS $\log N - \log S$, умноженное на 1.2–1.3, находится в хорошем согласии с ROSATовскими подсчетами в перекрывающейся области потоков ($\sim 10^{-13} - \sim 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$).

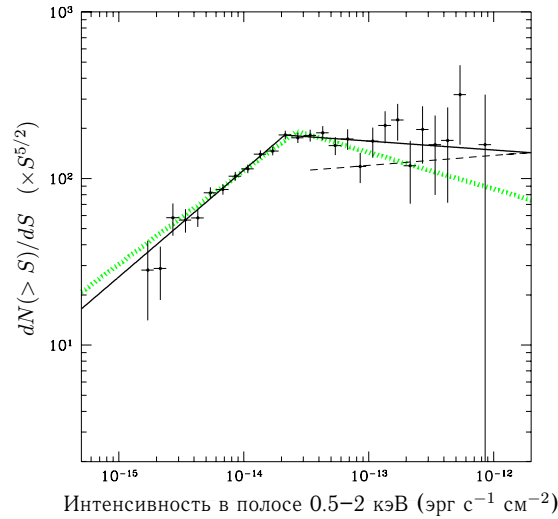
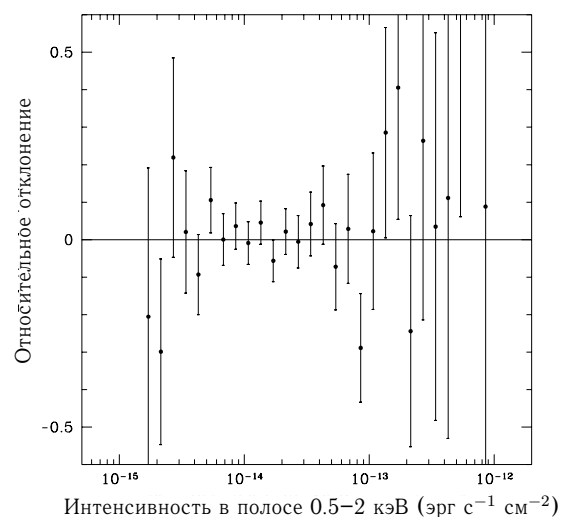


Рисунок 4.6: Дифференциальное соотношение $\log N - \log S$. Зависимость получена делением числа детектированных источников в заданном диапазоне интенсивностей (рисунок 4.5) на эффективную площадь обзора (рисунок 4.4). Данные затем умножены на $S^{5/2}$ (где S — поток в единицах 10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$), так что эвклидовская кривая подсчетов была бы константой, а нормировка при потоке $S = 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ сохранилась. Сплошная линия показывает фит двойного степенного закона к данным; степенной индекс равен 1.86 в области малых потоков и 2.55 в области больших потоков. Штриховая и толстая серая линии показывают дифференциальное соотношение $\log N - \log S$, полученное в EMSS, и фит двойного степенного закона к *ROSAT*овским подсчетам Hasinger et al. 1993б.

Рисунок 4.7: Относительные отклонения кривой подсчетов от модели двойного степенного закона. В пределах статистических ошибок данные совместимы с моделью во всем диапазоне потоков. Вблизи слома в зависимости $\log N - \log S$ (на потоках $1 \times 10^{-14} - 3 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$) относительные отклонения от модели не превышает нескольких процентов.



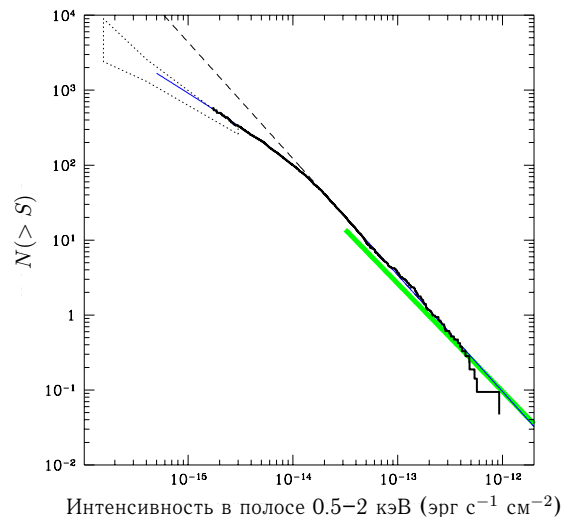
Двойной степенной закон очень точно описывает дифференциальную кривую подсчетов во всем диапазоне потоков $1.5 \times 10^{-15} - 4 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, т.е. там,

где мы имеем достаточное число источников в индивидуальном интервале. Отклонения данных от модели показаны на рисунке 4.7. Очевидно, что уплощение кривой подсчетов очень резко, как это следует из двойного степенного закона. В диапазоне потоков $1 \times 10^{-14} - 3 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, т.е. вблизи слома в кривой подсчетов, относительные отклонения данных от модели не больше нескольких процентов.

В заключение мы показываем интегральную кривую $\log N - \log S$ на рисунке 4.8. Полученная зависимость покрывает область шириной почти три порядка по потоку и более четырех порядков по поверхностной плотности источников.

Суммарная интенсивность рентгеновского фона, произведенная детектированными источниками, может быть получена интегрированием кривой подсчетов. На пределе чувствительности обзора 1.2×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ непосредственно детектированные источники дают $(66 \pm 7)\%$ интенсивности рентгеновского фона в полосе энергий 1–2 кэВ [мы подразумеваем, что интенсивность рентгеновского фона равна 1.25×10^{-8} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{ср}^{-1}$ (H93b)]. Если на самом деле интенсивность фона ниже, как это следует из недавних наблюдений ASCA (Gendreau et al. 1995), доля уже разрешенного фона может быть выше.

Рисунок 4.8: Интегральная функция $\log N - \log S$. Тонкая сплошная линия показывает аппроксимацию данных моделью двойного степенного закона. Штриховая линия — экстраполяция степенного закона из области больших потоков. Пунктирная линия соответствует результатам анализа флуктуаций изображения Lockman Hole (Hasinger et al. 1993). Толстая серая линия показывает степенной фит к данным EMSS.



Мы также можем экстраполировать измеренную кривую подсчетов в область более слабых потоков. При продлении до нулевого потока получается, что от 110% до 220% наблюдаемого рентгеновского фона может быть разрешено на точечные источники. Фон полностью разрешается на потоке 2.5×10^{-17} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что меньше двух порядков по интенсивности от нашего предела чувствительности. Следовательно, кривая $\log N - \log S$ должна и дальше уплощаться. Анализ флуктуаций на двух изображениях с наибольшей экспозицией (H93b, Varcons et al. 1994) показывает, что в области потоков \sim несколько 10^{-16} — несколько 10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ наклон $\log N - \log S$ равен 1.8, что совместимо с нашим значением и может означать дальнейшее уплощение кривой подсчетов.

4.4 Заключение

Мы описали результаты рентгеновского обзора большой площади небесной сферы, использующего улучшенный алгоритм детектирования. Был получен список из 2678 источников с несмещенной оценкой потока вплоть до 1.7×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Из этого списка источников мы определили распределение $\log N - \log S$, которое проявляет резкий слом на потоке $S_{\text{br}} = (2.1 \pm 0.2) \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, где наклон дифференциального соотношения $\log N - \log S$ резко уменьшается от $\alpha_b = 2.55 \pm 0.08$ до $\alpha_f = 1.86 \pm 0.06$. Наше соотношение $\log N - \log S$, полученное из существенно более расширенной базы данных и с использованием нового алгоритма анализа, находится в хорошем согласии с предыдущими исследованиями — Einstein EMSS (Della Ceca et al. 1992), подсчетами источников из глубоких обзоров *ROSAT*a (H93б), анализом флуктуаций глубоких *ROSAT*овских изображений (H93б и Varcons et al. 1994). Экстраполяция наблюдаемого соотношения $\log N - \log S$ до нулевого потока превышает суммарную интенсивность рентгеновского фона. Следовательно, кривая подсчетов должна и далее уплощаться.

5. Спектры источников

5.1 Введение

Исследования спектров источников дают дальнейшую информацию об их эволюции и вкладе в рентгеновский фон. Ранние обсуждения в литературе привели к выводу, что спектры детектируемых источников несовместимы с наблюдаемым наклоном спектра $\alpha = 0.4$ жесткого рентгеновского фона в полосе 2–10 кэВ (см. Holt 1992). Massaro et al. (1988) определили средний спектральный индекс $\alpha \sim 0.95$ для 599 внегалактических источников, а для подгруппы АЯГ они дают значение $\alpha = 1.03^{+0.05}_{-0.06}$. Wilkes & Elvis (1987; см. также Canizares & White 1989) показали, что радиояркость сильно скоррелирована со спектром источников, так что радиояркие квазары имеют более плоские спектры ($\alpha \sim 0.5$), в то время как квазары без заметного радио излучения имеют мягкие спектры ($\alpha \sim 1$). Изучение спектров слабых рентгеновских источников *ROSAT*ом показало, что их спектр достаточно мягок ($\alpha = 0.96 \pm 0.11$ для источников с потоком меньше 4×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$; Hasinger et al. 1993b). В более жесткой полосе энергий спектры индивидуальных АЯГ с малой светимостью обладают «каноническим» степенным спектром с наклоном $\alpha = 0.7$ (Mushotzky 1984; Turner & Pounds 1989; Rothschild et al. 1983). Таким образом, считается, что известные классы АЯГ не могут объяснить наблюдаемый спектр рентгеновского фона (Boldt 1987).

В этой главе мы исследуем спектры детектированных в обзоре источников. Анализ основан как на вычислении функции жесткости для индивидуальных источников, так и на фитировании суммарных спектров источников в нескольких диапазонах интенсивностей, расположенных от 10^{-15} до 10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Оба подхода свидетельствуют о том, что спектры источников в среднем становятся более жесткими по мере уменьшения потока, и проверим, что наблюдаемое ужесточение не является «приборным» или селекционным эффектом. Качественно, на потоках выше примерно 2×10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ средний спектр имеет энергетический индекс $\alpha = 1.4$. Начиная с этой интенсивности энергетический индекс постепенно умень-

шается по мере того, как поток от источников падает, и доходит до $\alpha = 0.4$ вблизи 1.5×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Таким образом, на самых низких потоках мы, возможно, наблюдаем источники, вносящие основной вклад в жесткий (2–10 кэВ) рентгеновский фон. Мы обсуждаем приложение этих результатов к теоретическим моделям, объясняющим происхождение рентгеновского фона.

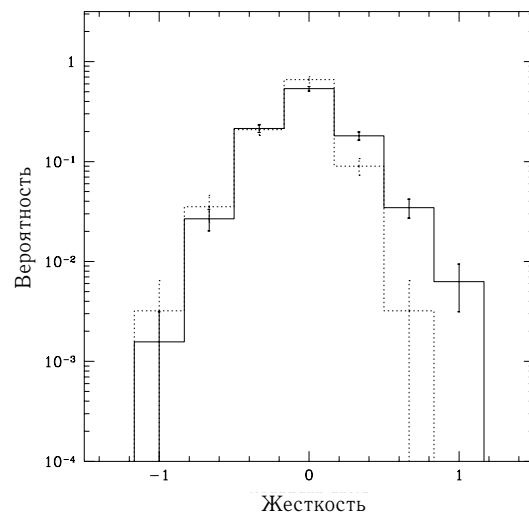
5.2 Функция жесткости и внутренние проверки

Большинство источников из нашего списка имеют слишком низкую интенсивность для того, чтобы было возможно фитировать индивидуальные спектры. Для таких слабых источников спектр может быть охарактеризован с помощью функции жесткости, выражаемой через число фотонов в «мягкой» (0.6–1 кэВ) и «жесткой» (1–2 кэВ) полосе энергий как

$$HR = \frac{H - S}{H + S}, \quad (5.1)$$

где H и S — интенсивности в «жесткой» и «мягкой» полосе. Значение функции жесткости было приведено к одному и тому же галактическому поглощению (основная коррекция) и скорректирована на пространственную неоднородность спектрального отклика детектора (меньшая коррекция), так что все индивидуальные функции жесткости можно сравнивать непосредственно. Галактическое поглощение было определено из обзора Stark et al. (1992) для северной половины неба, а для южной части неба ($\delta < -40^\circ$) — из компиляции нескольких обзоров (см. Marshall & Clark 1984).

Рисунок 5.1: Распределение по жесткости для источников с интенсивностями слабее 4×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ (сплошная гистограмма) и ярче этого потока (пунктирная гистограмма). В то время как для отрицательных значений жесткости два распределения хорошо согласуются, на малых потоках есть намного больше жестких источников.

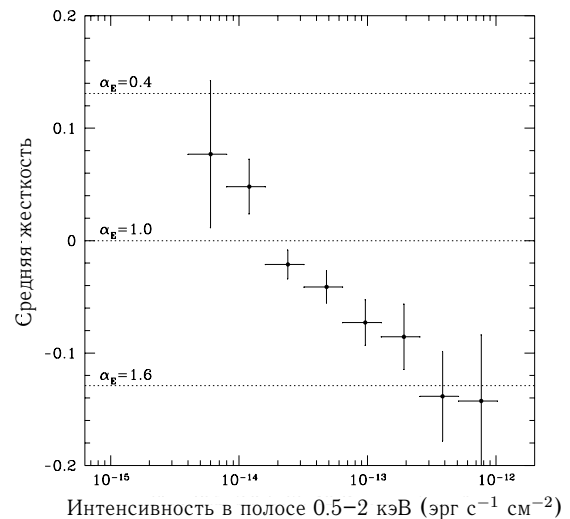


Чтобы продемонстрировать, как спектральные свойства источников меняются с потоком, полный набор был разделен на две группы: с потоками ниже и выше 4×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Мы использовали только источники с $S/N > 4.5$. Гистограммы распределения жесткостей для этих двух групп показаны на рисунке 5.1. Ясно виден сдвиг в сторону больших значений функции жесткости для источников

с малой интенсивностью, говорящий о том, что *на малых потоках больше источников с жестким спектром*. Подобное ужестчение было подмечено Hasinger et al. (1993b) для источников в поле Lockman Hole. Наши данные содержат намного большее число источников, поэтому возможно детально исследовать спектральную эволюцию.

Зависимость средней жесткости от интенсивности источников показана на рисунке 5.2. Средние значения были вычислены в каждом диапазоне интенсивностей без какого бы то ни было взвешивания. Полученные при усреднении оценки среднеквадратичного отклонения показаны на рисунке в качестве ошибок. Ошибки, вычисленные таким образом, включают и статистическую неопределенность, и внутренний разброс спектральных свойств источников. На рисунке 5.2 видно непрерывное ужестчение спектра источников в направлении от больших к малым интенсивностям. В области самых больших потоков средняя жесткость соответствует спектральному индексу $\alpha \approx 1.6$. На самых малых потоках, показанных на рисунке, жесткость соответствует $\alpha \approx 0.6 - 0.7$. Экстраполяция наблюдаемого тренда до предела чувствительности обзора дает $\alpha \approx 0.4$ для среднего спектра наиболее слабых источников.

Рисунок 5.2: Средняя жесткость как функция интенсивности источников. Индивидуальные значения функции жесткости были усреднены в пределах каждого диапазона по потоку с равными весами. Ошибки вычислены по среднеквадратичным отклонениям индивидуальных значений жесткости, и таким образом, включают и статистический и внутренний разброс спектров. Пунктирные линии показывают уровни жесткости, соответствующие степенным спектрам с энергетическими индексами $\alpha = 0.4, 1.0, 1.6$.



Чувствительность PSPC различна для источников с разным спектром. Вообще говоря, источники с жесткими спектрами детектируются легче. Этот эффект мог бы привести к искусственному «ужестчанию» суммарного спектра слабых источников. Для того чтобы проверить, что наблюдаемая закономерность не вызвана подобным селекционным эффектом, весь набор источников был разделен на две группы, с $S/N > 6.5$ и $4.5 < S/N < 6.5$. Зависимость средней жесткости от потока для этих двух групп показано на рисунке 5.3. Из этого рисунка видно, что две группы проявляют практически ту же самую зависимость в перекрывающейся области потоков. Полное согласие источниками с высоким и относительно низким отношением сигнал-шум показывает, что селекционный эффект, основанный на более высокой чувствительности детектора к источникам с жестким спектром не влияет на представленные результаты.

Рисунок 5.3: Средняя жесткость как функция интенсивности для источников с более низкой значимостью ($4.5 < S/N < 6.5$) и более высокой значимостью ($S/N > 6.5$). Согласие данных для этих групп показывает, что эволюция жесткости не является систематическим эффектом, связанным с тем, что на малых потоках средняя значимость источников падает.

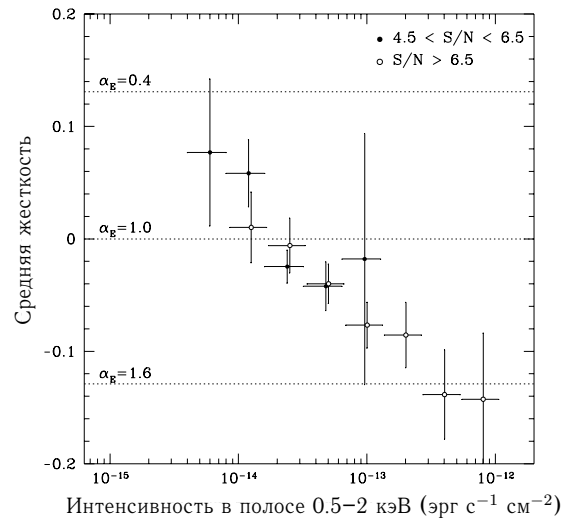
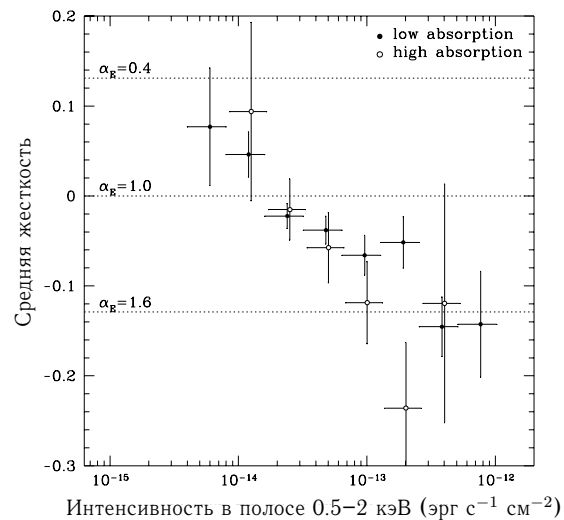


Рисунок 5.4: Средняя жесткость источников, детектированных в полях с меньшим поглощением ($N_{\text{H}} < 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$) и большим поглощением ($N_{\text{H}} > 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$). Источники в полях с большим поглощением слегка мягче в области высоких интенсивностей, что, вероятно, связано с большим числом звезд (см. текст).

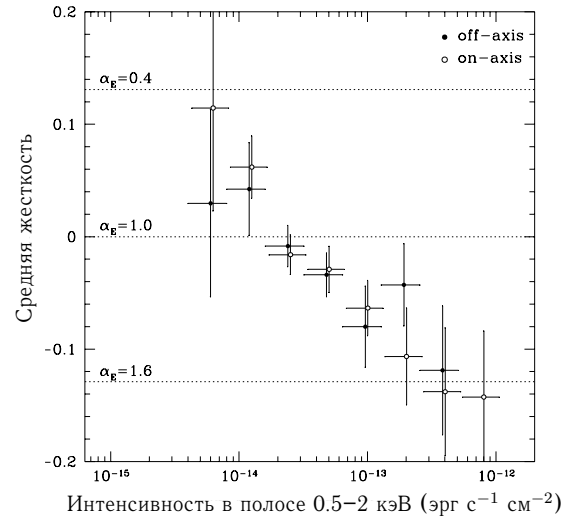


Похожим образом было проверено, что различное галактическое поглощение не дает сильной селекции жестких источников на слабых потоках, равно как и слабо пространственно неоднородный спектральный отклик детектора. Полный список источников был поделен на группы с большим и малым поглощением, на источники, находящиеся близко и сравнительно далеко от оптической оси. Сравнение функций жесткости этих групп показано на рисунках 5.4 и 5.5. Источники, находящиеся близко и далеко от оптической оси, дают прекрасно согласующуюся зависимость жесткости от интенсивности. В то же время, источники, детектированные в полях с большим галактическим поглощением, в среднем слегка мягче, чем источники в полях с малым поглощением. Однако, поля с высоким поглощением расположены на меньших галактических широтах, и, следовательно, содержат больше обычных звезд, спектр которых мягок. На слабых потоках вклад звезд становится меньше, и мы наблюдаем прекрасное согласие ниже $\sim 5 \times 10^{-14}$ эрг

$\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Три теста, описанных выше, показывают, что систематические эффекты не вносят решающего вклада в представленные результаты по функциям жесткости. В последующих разделах мы представляем результаты фитирования суммарных спектров для источников с различным потоком. Успех внутренних проверок, представленных в этом разделе, убеждает нас, что результаты и дальнейшего спектрального анализа не сильно искажены (возможным) наличием систематических эффектов.

Рисунок 5.5: Средняя жесткость источников детектированных “on-axis” (внутренние $10'$ поля зрения телескопа) и “off-axis” (в кольце между отклонениями $10'$ и $14'$ от оптической оси).



5.3 Метод фитирования средних спектров

Для извлечения спектра каждого источника его интенсивность источника и фона в каждом энергетическом канале определялась соответственно в кружке $r < 2r_{90}$ и кольце $2r_{90} < r < 4r_{90}$, где r_{90} — радиус, внутри которого сосредоточено 90% мощности источника. Спектры источников с $S/N > 4.5$, которые не были идентифицированы как обычные звезды при кросс-корреляции с базой данных SIMBAD, были просуммированы в тех же диапазонах интенсивностей, которые были использованы для исследования функций жесткости. В дополнение к этому, спектры источников с $S/N > 3$ были просуммированы в диапазоне потоков $1.5 \times 10^{-15} - 4 \times 10^{-15} \text{ эрг с}^{-1} \text{см}^{-2}$.

Каждый суммарный спектр содержит спектры большого числа источников, расположенных в областях с разным галактическим поглощением и на различных отклонениях от оптической оси. Поэтому фитирование таких суммарных спектров требует специальных вычислений эффективной площади и коррекции на поглощение. Отклик детектора на источник с непоглощенным спектром $S(E)$ можно записать как

$$C(N) = \{S(E) A(E, \theta) a(E, N_H)\} \otimes R(N, E), \quad (5.2)$$

где N — номер энергетического канала, E — энергия фотона, $C(N)$ — наблюдаемый спектр, $A(E, \theta)$ — эффективная площадь детектора как функция энергии и отклонения от оптической оси θ , $a(E, N_H)$ — коэффициент галактического поглощения, а $R(N, E)$ — матрица отклика, т.е. вероятность того, что фотон с энергией

E будет детектирован в энергетическом канале N . Если все источники имеют примерно один и тот же спектр $S_0(E)$, тогда их суммарный наблюдаемый спектр может быть записан как

$$\begin{aligned} C(N) &= \sum_{i=1}^N \{F_i S_0(E) A(E, \theta_i) a(E, N_{Hi})\} \otimes R(N, E) \\ &= \left(S_0(E) \sum_{i=1}^N F_i \frac{\sum_{i=1}^N F_i A(E, \theta_i) a(E, N_{Hi})}{\sum_{i=1}^N F_i} \right) \otimes R(N, E), \end{aligned} \quad (5.3)$$

где F_i — интенсивность i -го источника. Из уравнения 5.3 следует, что функция

$$A_{\text{eff}}(E) = \frac{\sum_{i=1}^N F_i A(E, \theta_i) a(E, N_{Hi})}{\sum_{i=1}^N F_i} \quad (5.4)$$

имеет смысл эффективной площади детектора. Таким образом вычисленная эффективная площадь включает в себя как вариации спектрального отклика по детектору, так и галактическое поглощение, и поэтому суммарные спектры можно фитировать с использованием «стандартного» программного обеспечения (XSPEC). Так как определение эффективной площади уже включает в себя галактическое поглощение, его можно не учитывать при последующем фитировании.

5.4 Выделение галактической компоненты

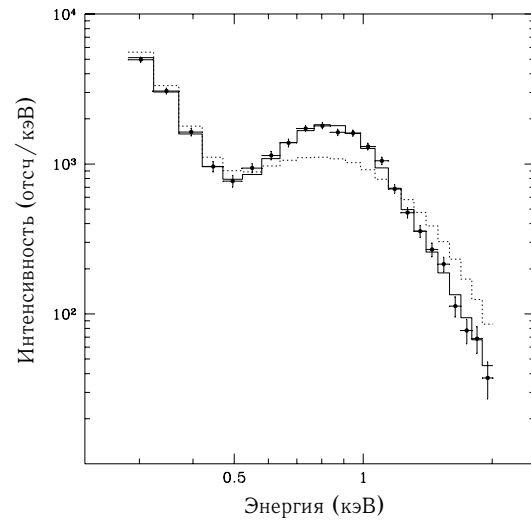
Известно, что звезды имеют рентгеновские спектры, которые существенно отличаются от спектров АЯГ. Так как оптические идентификации для нашей подборки источников в высшей степени неполны, необходимо попытаться исключить вклад звездной компоненты, используя лишь анализ рентгеновских спектров. Чтобы выполнить эту задачу, мы сначала определяем средний звездный спектр, используя имеющиеся оптические идентификации и затем проверяем, что этот спектр действительно может быть использован для того, чтобы отличить звезды от других типов источников.

Для того чтобы описать средний «звездный» спектр, нам потребовалась подборка оптически идентифицированных источников. Для каждого поля из баз данных NASA NED и SIMBAD был извлечен список оптических кандидатов, попадающих в кружки радиусом $25''$ вокруг положений рентгеновских источников. Всего было идентифицировано 187 источников, не являющихся мишенью наблюдения, (т.е. около 7% от полного числа). Из них 58 — звезды, 63 — квазары, 24 являются нормальными галактиками, 3 — скоплениями галактик, и оставшиеся 30 источников классифицируются как радио, инфракрасные, ультрафиолетовые источники и т.д.

Чтобы увеличить число идентифицированных звезд, мы проанализировали дополнительно 4 поля с наведениями на рассеянные звездные скопления. В них содержалось еще 40 идентифицированных источников, большинство из которых являются звездами. Для того, чтобы определить средний «звездный» спектр, мы используем подборку из ярких ($S/N > 12$) звезд, не являющихся мишенями наблюдений, всего 23 объекта.

Средний спектр представляет собой сумму спектров 8 наиболее ярких звезд, чьи потоки превышали 10^{-13} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Этот суммарный спектр, показанный на рисунке 5.6, не может быть описан простым степенным законом (см. пунктирную

Рисунок 5.6: Суммарный спектр звезд, не являвшихся мишенями наблюдений. Степенной закон не может описать этот спектр в диапазоне 0.3–2 кэВ (наилучший степенной фит показан пунктирной гистограммой). Модель степенной закон + Raymond-Smith с параметрами $\alpha = 1.69$ и $kT = 0.64$ кэВ дает отличное описание данных во всем диапазоне энергий (сплошная гистограмма).



линию). Простейшая модель, которая удовлетворительно описывает данные в полосе энергий 0.3–2 кэВ — это степенной закон плюс тепловой спектр оптически тонкой плазмы (Raymond-Smith) с космическим обилием тяжелых элементов. Параметры модели таковы: логарифмический индекс степенной компоненты $\alpha = 1.69$, температура $kT = 0.64$ кэВ; ошибки на оба параметра пренебрежимо малы. Отношение потоков степенной и тепловой компоненты примерно равно единице в полосе 0.5–2 кэВ. Мы определяем эту модель как «звездный спектр» (“Stellar Spectrum”, SS).

Так как мы хотим использовать SS как дополнительную компоненту фитуемой модели, надо проверить, что 1) SS действительно дает хорошее описание спектров *индивидуальных* звезд, 2) спектры известных внегалактических источников не могут быть спутаны с SS, и что 3) параметры наилучшей аппроксимации спектров индивидуальных звезд имеют близкие значения. Для проверки мы офитировали спектры всех ярких (с $S/N > 12$) идентифицированных источников, включая мишени наблюдений, двумя моделями: степенной закон и степенной закон + Raymond-Smith ($kT = 0.64$ кэВ). Модель степенной закон + Raymond-Smith ($kT = 0.64$ кэВ) имеет три свободных параметра: нормировку степенной и тепловой компоненты и степенной индекс. Мы называем этот многокомпонентный спектр PL+RS($kT = 0.64$ кэВ).

Для сравнения значений χ^2 для степенного закона и модели PL+RS($kT = 0.64$ кэВ) был использован F -тест. «Спектральной звездой» назывался источник, у которого наличие тепловой компоненты требовалось на уровне значимости 99%. При фитировании модели PL+RS($kT = 0.64$ кэВ) почти всегда получались приемлемые значения χ^2 . Из 77 источников неприемлемые (на уровне значимости 95%) значения χ^2 были получены для 15 объектов, большинство из которых (11) являются очень яркими мишенями наблюдений (которые, вероятно, имеют более сложный спектр).

Среди 77 рентгеновски ярких оптически идентифицированных источников было обнаружено 20 «спектральных звезд». Из них 16 действительно являются звездными объектами, 3 — нормальными галактиками, и 1 — инфракрасным источником. В обратную сторону, из 17 оптически идентифицированных звезд 16 было классифицировано как «спектральные звезды» (т.е. для них требовалось присут-

стии тепловой компоненты в спектре на уровне значимости 99%). Оставшийся объект имел относительно низкое $S/N = 12$, и для него присутствие тепловой компоненты требовалось на уровне значимости примерно 90%. Для «спектральных звезд» мы провели дополнительно фитирование моделью степенной закон + Raymond-Smith (все параметры свободны) для того, чтобы определить диапазон температур среди звезд. Температуры распределены в диапазоне 0.5–0.7 кэВ с типичными ошибками примерно 0.1 кэВ. Степенные наклоны имеют большой разброс, что обсуждается ниже. Таким образом, оптически идентифицированные звезды тесно связаны со «спектральными звездами» — объектами, спектры которых характеризуются моделью SS.

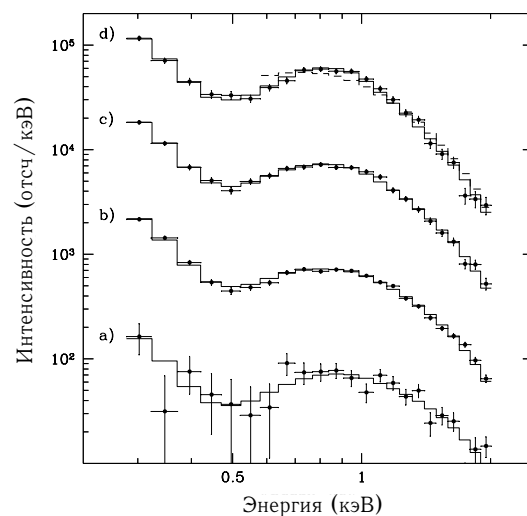
Рассмотрим теперь внегалактические источники. Из 23 идентифицированных АЯГ ни одно не требовало наличия дополнительной тепловой компоненты RS ($kT = 0.64$ кэВ), т.е. ни один источник не был классифицирован как «спектральная звезда». Дополнительно к АЯГ наша подборка содержит 22 нормальных галактики. Из них 3 имеют рентгеновские спектры типичные для «спектральных звезд», вероятно из-за существенного вклада нормальных звезд в общее рентгеновское излучение этих галактик. Можно сделать вывод, что звезды можно надежно выделить с помощью фитирования суммарных спектров. Более того, лишь малый процент внегалактических источников (и ни одно из АЯГ) может быть ошибочно идентифицировано как звезды на основании анализа спектров.

Наконец, стоит сказать, что модель PL+RS ($kT = 0.64$ кэВ) довольно стабильно описывает спектры индивидуальных звезд. Для одиночных спектров не только степенной закон плюс тепловая компонента, но и двухкомпонентная модель Raymond-Smith дает приемлемую аппроксимацию. Однако, низкая температура оказывается сильно разбросанной: ее значения распределены от 0.05 до 0.2 кэВ. Следовательно, степенная компонента в модели SS может рассматриваться как суперпозиция низкотемпературных тепловых спектров с широким разбросом параметров. Параметры же высокотемпературной компоненты довольно стабильны.

5.5 Эволюция спектров

Рисунок 5.7: Суммарные спектры в диапазонах потоков:

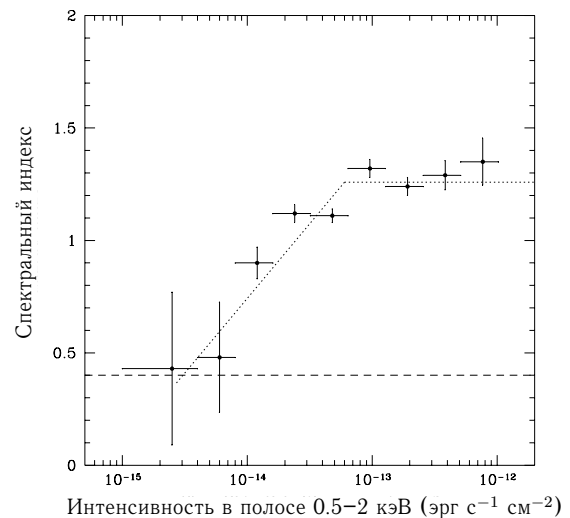
- a) $4.0 \times 10^{-15} - 8.0 \times 10^{-15}$,
- b) $1.6 \times 10^{-14} - 3.2 \times 10^{-14}$,
- c) $2.6 \times 10^{-13} - 5.1 \times 10^{-13}$ и
- d) $5.1 \times 10^{-13} - 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.



Для того чтобы определить средние спектры внегалактических источников, мы отфитировали суммарные спектры объектов моделью степенной закон плюс SS. Так как источники с мягкими спектрами хуже детектируются с помощью PSPC, для того чтобы избежать селекционных эффектов, лучше измерять спектры в той же полосе энергий, которая была использована для детектирования источников (0.6–2 кэВ). С другой стороны, разница между степенным и SS спектрами проявляется в основном в относительно мягкой полосе (ниже ~ 0.8 кэВ). Для того чтобы обеспечить одновременно хорошее разделение спектральных компонент, и в то же время получить несмещенную оценку среднего степенного индекса, мы предприняли двухшаговую процедуру фитирования спектров. На начальном шаге спектр фитировался в широкой полосе энергий 0.3–2 кэВ моделью степенной закон плюс SS со степенным наклоном, нормировкой степенной компоненты и нормировкой SS в качестве свободных параметров. На втором шаге фитирование было повторено в полосе 0.6–2 кэВ, причем нормировка SS была фиксирована на значении, определенном на первом шаге.

На рисунке 5.7 показаны четыре суммарных спектра вместе с наилучшей аппроксимацией. Для спектра в области наибольших потоков на рисунке 5.7 показана также аппроксимация степенной моделью, полученная в жесткой полосе (штриховая линия). Простая степенная модель не может описать этот спектр даже в сравнительно узкой жесткой полосе энергий ($\chi^2 = 124$ для 16 степеней свободы). Численные значения параметров модели содержатся в таблице 5.1.

Рисунок 5.8: Средний спектральный индекс в полосе 0.6–2 кэВ в зависимости от интенсивности источников. Пунктирная линия соответствует спектральному индексу жесткого рентгеновского фона. Спектр источников (после учета вклада галактической компоненты) примерно постоянен выше уровня интенсивности $\sim 5 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Ниже этого потока спектр значительно ужестчается. На самых низких потоках средний спектр источников сравним со спектром жесткого рентгеновского фона.



Значения степенного наклона суммарных спектров внегалактических источников, показанные на рисунке 5.8 (см. также таблицу 5.1), с полной ясностью подтверждают факт эволюции спектров источников с уменьшением потока. Более того, после исключения галактической компоненты становится очевидно, что существует слом в зависимости спектр-поток, который расположен вблизи $\sim 2 - 3 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Выше этого потока степенной наклон постоянен или очень медленно растет, в то время как ниже потока $\sim 2 - 3 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, средний спектральный индекс монотонно падает и достигает значения 0.4 на пределе чувствительности обзора.

По фракции SS компоненты в общем потоке можно оценить процентное содержание звезд в нашем списке. С этой целью мы отфитировали (по описанной выше

Таблица 5.1: Параметры аппроксимации суммарных спектров

Диапазон потоков (10^{-14} эрг с^{-1} см^{-2})	$N_{\text{sp}}^{(a)}$	$S_{\text{st}}/S_{\text{pl}}^{(b)}$	Спектральный индекс	90% дов. интервал	χ^2 (15 ст.св.)
0.17 – 0.4	30	< 0.09	0.43	–0.15 0.97	17.7
0.4 – 0.8	23	< 0.11	0.48	0.06 0.88	23.4
0.8 – 1.6	154	< 0.07	0.90	0.79 1.01	13.2
1.6 – 3.2	381	< 0.09	1.12	1.06 1.19	25.6
3.2 – 6.4	292	< 0.06	1.11	1.05 1.17	17.2
6.4 – 12.8	96	< 0.05	1.32	1.27 1.39	12.6
12.8 – 25.6	42	0.16	1.24	1.18 1.31	25.5
25.6 – 51.2	15	0.30	1.29	1.19 1.40	16.3
51.2 – 100	3	0.28	1.35	1.12 1.60	19.7

^a Число усредненных спектров.

^b Отношение потоков звездной и степенной компонент, которое было определено фитированием суммарного спектра *всех* источников, включая те, которые были отождествлены со звездами. Верхние пределы установлены на уровне достоверности 90%. Доля звезд в последнем диапазоне интенсивностей определена достаточно плохо из-за слишком малого числа усредненных спектров.

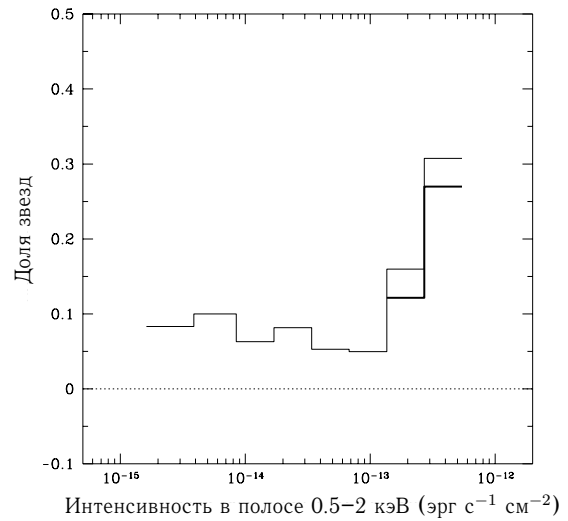
процедуре) спектры *всех* источников, не исключая оптически идентифицированных звезд. Доля SS компоненты в общем потоке перечислена в таблице 5.1 и показана на рисунке 5.9. Ниже потока $\sim 10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2} возможно лишь получить 90% верхний предел на вклад звезд, который примерно равен 10%. В области больших интенсивностей излучение SS компоненты легко детектируется, причем ее вклад равен 20–30%. Эти числа хорошо согласуются с процентным содержанием обычных звезд в EMSS ($\sim 25\%$, Gioia et al. 1990). Наши данные показывают, что звездная фракция становится меньше 10% примерно на пороге чувствительности EMSS, $\sim 10^{-13}$ эрг с^{-1} см^{-2} . SS компонента не детектируется на малых потоках (ее вклад совместим с нулевым), и поэтому нормировка SS компоненты была взята нулем на всех потоках, кроме трех последних диапазонов. Это дает уверенность в том, что наблюдаемое поведение среднего спектрального индекса не есть артефакт достаточно сложной двухшаговой процедуры фитирования. Вычитание SS компоненты влияет лишь на три точки с наибольшим потоком. Попытки фитировать спектры в этих точках простым степенным законом приводят к неприемлемым значениям χ^2 и большим спектральным индексам ($\sim 1.6 - 1.7$). Сравнение рисунков 5.2 и 5.8 показывает разницу в поведении для точек с большим потоком — функция жесткости падает монотонно, в то время как спектральный индекс внегалактической компоненты постоянен. Эта разница обусловлена учетом влияния галактической компоненты при фитировании спектров, в то время как такой учет невозможен для анализа функций жесткости.

Суммируя результаты этого раздела, можно сказать, что средний спектр внегалактических источников проявляет существенную эволюцию в области малых потоков. В области больших потоков средний спектр более или менее постоянен. Ниже мы обсуждаем наблюдаемое поведение спектров.

5.6 Обсуждение эволюции спектров

Сравнение зависимости $\log N - \log S$ полученной в главе 4, с поведением среднего спектра показывает, что вблизи слома в распределении $\log N - \log S$ также меня-

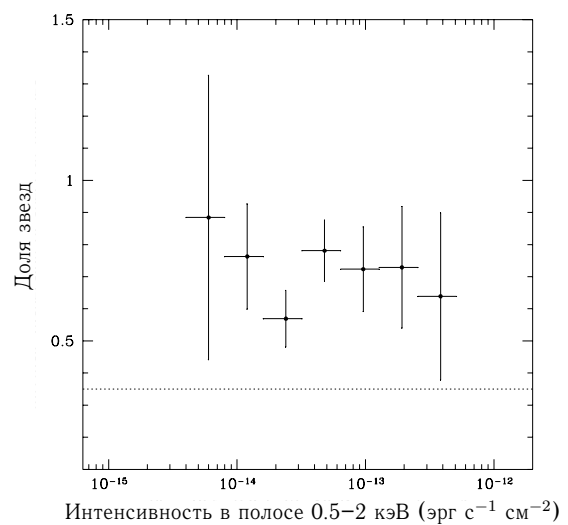
Рисунок 5.9: Доля звезд в общем числе источников, оцененная по результатам фитирования суммарных спектров. Звездная компонента детектируется лишь в области больших потоков (толстая линия), а ниже $\sim 1.5 \times 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ возможно лишь поставить верхний предел на долю звезд, который показан тонкой линией; доля звезд падает до значения меньше 10% на потоках ниже $\sim 10^{-13}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$.



ется поведение среднего спектрального индекса. Выше потока $\sim 2 - 3 \times 10^{-14}$ (где подсчеты источников следуют эвклидовой зависимости $N(> S) \propto S^{-3/2}$) средний спектр более или менее постоянен и описывается степенным законом с энергетическим индексом $\sim 1.4^1$. Ниже этого потока (где кривая подсчетов существенно уплощается) средний спектр монотонно жестчает, так что значение спектрального индекса достигает ~ 0.5 на пределе чувствительности обзора. Ниже мы обсуждаем эти результаты в контексте современных моделей эволюции АЯГ.

5.6.1 Появление новой популяции или эволюция спектров?

Рисунок 5.10: Надстатистический разброс спектральных индексов, вычисленный по дисперсии индивидуальных значений функции жесткости. Горизонтальная пунктирная линия показывает внутренний разброс спектральных индексов квазаров в полосе энергий 2–10 кэВ, измеренный спутниками *GINGA* и *EXOSAT* (Williams et al. 1992, Comastri et al. 1994). Наблюдаемый разброс превышает значение, ожидаемое для одних квазаров, что, возможно, обусловлено присутствием других классов источников с отличающимися спектрами (звезды, обычные галактики, объекты с сильным внутренним поглощением и т.д.)



¹Это находится в хорошем согласии со средним спектром квазаров из обзора всего неба, полученного спутником *ROSAT* (Brinkmann 1992)

Одно очевидное объяснение наблюдаемой спектральной эволюции состоит в том, что на малых потоках появляется новая популяция источников с жестким спектром и/или исчезает популяция источников с мягким спектром. Тот факт, что слом в кривой подсчетов практически совпадает с началом эволюции спектров говорит (в рамках этой модели) в пользу того, что пропадают источники с мягким спектром. Тем не менее, оба случая имеют своим следствием то, что изменение среднего спектра должно сопровождаться соответственным изменением разброса значений спектральных индексов, который должен возрасти, если появляются новые жесткие источники, или же уменьшится, если исчезают источники с мягким спектром. На рисунке 5.10 показан надстатистический разброс спектральных индексов, оцененный из дисперсии значений жесткости. Эта зависимость мало говорит в пользу того, что разброс спектров источников сколь-нибудь значительно изменяется, и таким образом, не поддерживает гипотезу о появлении/исчезновении какой-либо популяции источников как причине наблюдаемой спектральной эволюции. Тем не менее, данные не могут отвергнуть такой гипотезы с одной стороны, из-за больших ошибок измерения, и, с другой стороны, из-за возможности того, что появление нового класса жестких источников сопровождается одновременным исчезновением объектов с мягким спектром.

Альтернативное объяснение заключается в том, что мы наблюдаем действительную эволюцию спектров АЯГ, которые являются наиболее многочисленным классом среди рентгеновских источников в нашем диапазоне потоков (Boyle et al. 1993). Ниже мы показываем, что свойства квазаров таковы, что они могут легко объяснить наблюдаемую спектральную эволюцию.

5.6.2 Почему совпадают сломы в кривых подсчетов и эволюции спектров источников?

Предполагая, что существует некоторая зависимость среднего спектра квазаров от красного смещения, легко объяснить совпадение сломы в кривой подсчетов и начала спектральной эволюции. Эволюция функции светимости квазаров, полученная Boyle et al. (1993), предсказывает уплощение кривой подсчетов ниже потока примерно 1×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Вблизи этого потока качественно меняется распределение источников по красному смещению: на больших потоках в подсчетах источников доминируют объекты, находящиеся на малых z , в то время как на меньших потоках максимум в распределении по красным смещениям достигается вблизи $z \sim 2$. На рисунке 5.11 показаны распределения по красным смещениям источников в четырех широких диапазонах интенсивностей ($\Delta \log f = 0.5$), вычисленные для функции светимости и ее эволюции, определенных в работе Boyle et al. (1993). Также, подразумеваются прекращение эволюции на $z = 3$, $\Omega = 0.5$ и одинаковый спектр для всех источников: $\alpha = 0.9$ при $E > 1$ кэВ и $\alpha = 1.4$ при $E < 1$ кэВ. Ясно, что если средний спектр квазаров зависит от z , то такое перераспределение по красным смещениям приведет к наблюдаемой зависимости спектрального индекса от потока.

Требуемая спектральная эволюция наблюдается для квазаров из обзора всего неба. Schartel et al. (1992, 1995) обнаружили, что средний спектральный индекс квазаров монотонно падает от $\alpha \sim 1.5$ на малых z до $\alpha \sim 0.8 - 0.9$ на $z \sim 2 - 2.5$, что интерпретируется как красное смещение мягкой компоненты спектра квазаров за пределы спектральной полосы *ROSAT*. Действительно, если спектры квазаров становятся более мягкими на низких энергиях [$\alpha \sim 0.8 - 0.9$ в средней полосе энергий (Williams et al. 1992, Comastri et al. 1992) переходит в $\alpha \sim 1.4 - 1.5$ вблизи 2 кэВ], тогда красное смещение мягкой компоненты даст слом в поведении

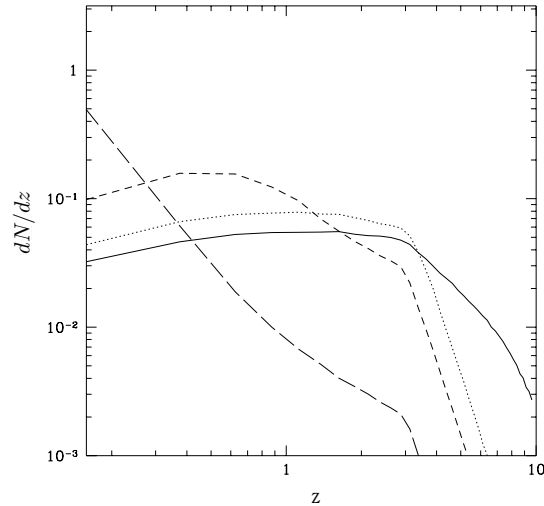


Рисунок 5.11: Распределение источников по красным смещениям для нескольких диапазонов интенсивностей: намного больше слома в кривой подсчетов (длинные штрихи), слегка ярче слома (штриховая линия), слегка слабее слома (пунктирная линия) и намного слабее слома (сплошная линия). Распределения были вычислены в интервалах интенсивностей равной логарифмической ширины ($\Delta \log f = 0.5$) в предположении космологической эволюции функции светимости квазаров, приводимой Voyle et al. (1993), с замедлением темпа эволюции при $z = 3$; значение параметра плотности $\Omega = 0.5$. Для простоты вычислений для всех источников подразумевался один и тот же спектр: $\alpha = 0.9$ для $E > 1$ кэВ, $\alpha = 1.4$ для $E < 1$ кэВ.

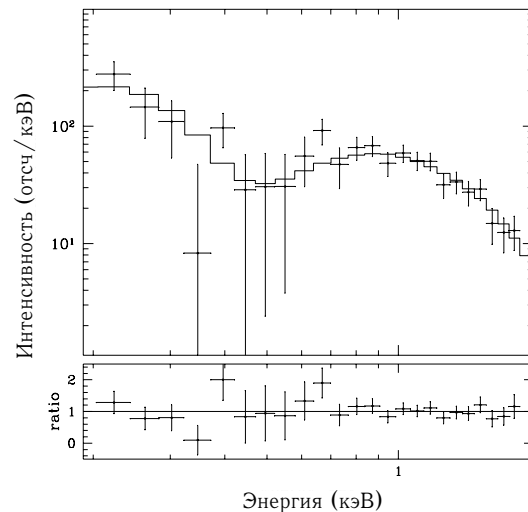
среднего спектрального индекса вблизи потока именно там, где он в действительности наблюдается.

Наш анализ говорит в пользу того, что эволюция спектров не останавливается на $\alpha \sim 0.8-0.9$, но продолжается монотонно на меньших потоках, так что α достигает значений $\sim 0.4-0.5$ вблизи порога чувствительности обзора. Это означает, что наблюдаемая спектральная эволюция не может быть вызвана просто смещением мягкой компоненты в сторону низких энергий. Вероятными гипотезами, объясняющими наблюдения являются: 1) действительная эволюция широкополосного спектра на больших z и 2) появление значительного поглощения в спектре источников. Если верно объяснение 1), то тогда жесткие источники на малых потоках, вероятно, являются теми объектами, которые ответственны за жесткий рентгеновский фон. Тем не менее, мы показываем ниже, что межгалактическое поглощение на $L\alpha$ -облаках является достаточным, чтобы уменьшить спектральный индекс в мягкой полосе от $0.8-0.9$ до наблюдаемых значений ~ 0.5 , и таким образом, эволюция широкополосных спектров не требуется. Также мы показываем, что представленные данные дают серьезное ограничение на модели, в которых спектр жесткого рентгеновского фона объясняется смесью непоглощенных и сильнопоглощенных спектров АЯГ (Madau, Ghisellini, & Fabian 1994, Comastri et al. 1994).

5.6.3 Внутреннее или межгалактическое поглощение?

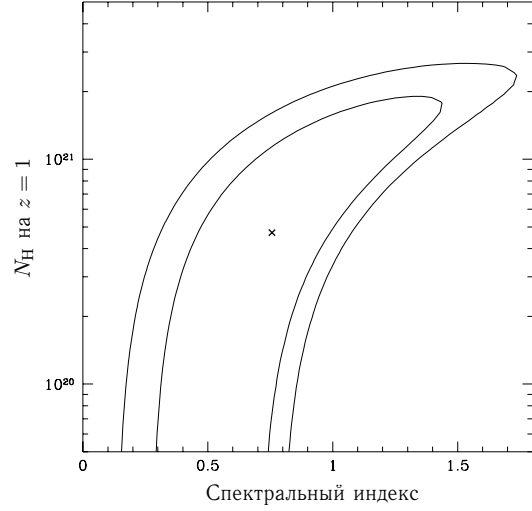
Для того, чтобы протестировать различные модели с поглощением в спектрах источников, мы использовали суммарный спектр источников, дающих поток меньше 6×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ в полосе 0.5–2 кэВ, у которых отношение S/N превышало 4. Этот спектр слабых источников, показанный на рисунке 5.12, хорошо фитируется простым степенным законом во всей полосе энергий, доступной PSPC, от 0.2 до 2 кэВ. Энергетический индекс равен 0.5 ± 0.1 , модель прекрасно описывает данные со значением $\chi^2 = 17.3$ для 23 степеней свободы. Затем мы отфитировали спектр слабых источников следующими моделями: 1) степенной закон с поглощением и 2) непоглощенный степенной закон плюс степенная компонента с внутренним поглощением, причем обе компоненты испытывают межгалактическое поглощение (см. уравнение 5.8 ниже). Первая модель подразумевает, что значительная часть источников может давать спектры с умеренным поглощением, что основано на увеличении вероятности пересечения луча зрения на далекий объект облаками межгалактического газа. Эта модель используется для оценки толщи поглотителя, необходимой для того, чтобы уменьшить спектральный индекс с «истинного» значения 0.8–0.9 до наблюдаемого 0.5. Второй фит основан на моделях, в которых широкополосный спектр рентгеновского фона объясняется смесью непоглощенных и сильнопоглощенных степенных спектров АЯГ (Matt & Fabian 1994, Madau, Ghisellini, & Fabian 1994, Comastri et al. 1994).

Рисунок 5.12: Суммарный спектр 19 источников с интенсивностями ниже 6×10^{-15} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и наилучший степенной фит в полосе энергий 0.2–2 кэВ.



Из-за плохого спектрального разрешения PSPC с его помощью невозможно определить красное смещение, на котором произошло поглощение. Так как сечение рентгеновского поглощения в полосе энергий 1–6 кэВ варьируется с энергией приближенно как E^{-2} (как это можно оценить из интерполяционной формулы Morrison и McSampton 1983), толщина поглотителя, дающего эффективно одинаковую величину поглощения, меняется с его красным смещением как $(1+z)^2$ (см. также рисунок 4 в Elvis et al. 1994). Чтобы устранить неопределенность, мы решили помещать весь поглотитель на $z = 1$. Параметры первой из моделей, при которых достигается наилучшее описание данных, равны $N_H(z = 1) = 4.7 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$, энергетический индекс степенной компоненты $\alpha = 0.76$, при хорошем значении $\chi^2 = 16.6$ для 22 степеней свободы. Доверительные области 90% и 99% для параметров (α, N_H) показаны на рисунке 5.13. Если поглощение отсутствует, то спектральный индекс

Рисунок 5.13: 90% и 99% доверительные интервалы для модели степенного спектра с поглощением.



спектра источников с малым потоком отличаются от $\alpha = 0.8 - 0.9$, полученным по наблюдениям *Ginga* и *EXOSAT*, с достоверностью более 90%.

Однако, такие большие значения энергетического индекса находятся в хорошем согласии с данными, если степенной спектр претерпел межгалактическое поглощение, эквивалентное толще поглотителя $N_H = \text{несколько} \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$ на $z = 1$. Это значение следует сравнить с ожидаемым поглощением на $L\alpha$ облаках, которое можно вычислить по имеющимся наблюдениям распределения облаков по толщам в диапазоне $10^{13} \lesssim \Sigma \lesssim 10^{22}$:

$$g = A\Sigma^{-\beta}(1+z)^\gamma, \quad (5.5)$$

где $g(\Sigma, z) d\Sigma dz$ — вероятность того, что луч зрения пересечет облако с толщиной Σ в интервале красных смещений dz (Lanzetta et al. 1991). Численные значения параметров равны $A = 10^{8.4}$, $\beta = 1.46$ для $\Sigma \lesssim 2 \times 10^{20}$, $\beta = 1.7$ для $2 \times 10^{20} \lesssim \Sigma \lesssim 10^{22}$; значительно большие значения β наблюдаются для больших плотностей облаков. Значение γ сильно скоррелировано с нормировкой, но большинство оценок дают интервал значений 0.5–1. Как было упомянуто выше, требуемая толщина поглотителя меняется с красным смещением примерно как $(1+z)^2$. Следовательно, интегрированная толщина в диапазоне красных смещений $(0, z_0)$, выраженная в единицах эффективной толщи поглотителя на $z = 1$ может быть записана как

$$N_{H\text{eff}} = \int_0^{z_0} \frac{(1+z)^2}{(1+z)^2} g(\Sigma, z) \Sigma d\Sigma dz. \quad (5.6)$$

Интегрирование эмпирической зависимости $g(\Sigma, z)$ (уравнение 5.5) дает

$$N_{H\text{eff}} = \frac{4A\Sigma_{\text{max}}^{2-\beta}}{2-\beta} \frac{(1+z_0)^{\gamma-1} - 1}{\gamma-1} \quad (5.7)$$

где $\Sigma_{\text{max}} \approx 10^{22}$ — толщина водорода, при которой распределение претерпевает слом. Подставляя численные значения параметров и $\gamma = 1/2$ (что соответствует неэволюционирующим облакам во Вселенной с $\Omega = 1$), мы получаем $N_{H\text{eff}} \sim 10^{21}$

см^{-2} , если интегрирование продолжено до красных смещений 1.5–2. Эффективная толщина для поглощения в рентгеновской области меньше, если содержание тяжелых элементов в облаках меньше космического значения, и выше, если облака частично ионизованы. Если содержание тяжелых элементов не меньше 0.1 космического значения, то спектры объектов, находящихся на ($z \gtrsim 1.5$) должны быть поглощены с эффективной толщиной не меньше 10^{20} см^{-2} на $z = 1$. Как показано на рисунке 5.13, толщина в несколько 10^{20} см^{-2} достаточна, чтобы дать кажущееся ужесточение спектров квазаров с «истинного» значения $\alpha = 0.8 - 0.9$ до $\alpha = 0.5$ в полосе энергий 0.2–2 кэВ. В заключение мы отмечаем, что Elvis et al. (1994) обнаружили, что существенное поглощение является обычным для спектров квазаров, находящихся на больших z , и оценили, что $L\alpha$ облака являются вероятным объяснением наблюдаемого поглощения.

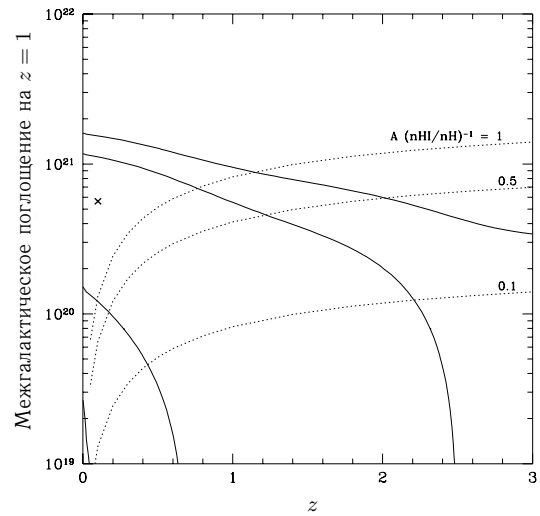
Недавно несколько групп авторов предложили модели, в которых широкополосный спектр рентгеновского фона объясняется смесью непоглощенных и сильнопоглощенных спектров АЯГ (Matt & Fabian 1994, Madau, Ghisellini, & Fabian 1994, Comastri et al. 1994). Все эти модели предсказывают, что сильнопоглощенные источники начинают вносить все больший вклад в общее мягкое рентгеновское излучение на больших красных смещениях, или, что практически одно и то же, в области малых потоков. Чтобы проверить совместимость подобных моделей с нашими спектральными данными, спектр источников с малым потоком был отфитирован моделью Comastri et al. (1994), которая испытывает дополнительное поглощение на $z = 1$:

$$A(N_H, 1) \times E^{-0.9} \times [1 + 0.35A(5 \times 10^{21}, z) + 1.1A(5 \times 10^{22}, z) + 2.3A(5 \times 10^{23}, z) + 1.65A(5 \times 10^{24}, z)] \quad (5.8)$$

с общей нормировкой, толщиной межгалактического поглотителя (находящегося на $z = 1$) и красным смещением объектов в качестве свободных параметров. Рисунок 5.14 показывает 90% и 99% доверительные области для толщи межгалактического поглотителя и красного смещения источников. Если источники расположены на малых красных смещениях, их спектры доминируются непоглощенной компонентой, поэтому нужна значительная толщина межгалактического поглотителя для того, чтобы сделать наблюдаемый спектр жестким. На больших z поглощенные компоненты спектра становятся более значимыми, и поэтому требуемая толщина межгалактического поглотителя уменьшается. С другой стороны, интегрированная толщина в $L\alpha$ облаках растет с красным смещением (уравнение 5.7), как показано пунктирными линиями на рисунке 5.14). Следовательно, можно ограничить красное смещение, на котором должны находиться источники. Из рисунка 5.14 следует, что если толщина межгалактического поглотителя сравнима с ожидаемым значением для $L\alpha$ облаков, красное смещение источников не может быть большим ($z < 1$): на больших z облака дают слишком большую толщину, и таким образом практически не оставляют места для дополнительных внутренне поглощенных спектральных компонент. С другой стороны, маловероятно, что источники, составляющие наш спектр на малых потоках (то есть меньше $6 \times 10^{-15} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$) находятся на красных смещениях $z < 1$, если они принадлежат к той же самой популяции источников, которая доминирует при потоках примерно $10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ (Boyle et al. 1993 находят, что вблизи этого потока по крайней мере 60% внегалактических источников являются квазарами со средним красным смещением 1.5).

Суммируя, можно сказать, что суммарный спектр самых слабых ROSATовских источников дает достаточно мощное и новое ограничение на модели рентгеновского фона. В частности, наблюдаемый спектр совместим с предположением, что эти слабые источники являются АЯГ, находящимися на больших красных смещениях, излучение которых (степенной закон с $\alpha = 0.8 - 0.9$) претерпело значительное

Рисунок 5.14: 90% и 99% доверительные интервалы для параметров модели Comastri et al. (1994) с дополнительным межгалактическим поглощением $z = 1$. Пунктирные линии показывают эффективную толщину в $L\alpha$ облаках для трех значений отношения обилия тяжелых элементов к доле нейтрального водорода, который определяет величину рентгеновского поглощения.



поглощение в межгалактических $L\alpha$ облаках. Далее, модели рентгеновского фона, которые предсказывают наличие большой фракции сильнопоглощенных источников, дают спектр, который слишком жесток, чтобы описать данные на малых потоках, и требуют практически полного отсутствия межгалактического поглощения.

5.7 Заключение

В этой главе описаны результаты спектрального анализа 2678 источников, детектированных в 130 наблюдениях *ROSAT* PSPC с большой экспозицией. Как анализ индивидуальных жесткостей, так и средний спектр источников как функция потока свидетельствуют о том, что спектр источников в области малых потоков существенно жестче, чем на больших потоках. На пределе чувствительности обзора спектр источников совместим со спектром жесткого рентгеновского фона.

Из детального спектрального анализа, позволяющего вычлечь вклад галактических источников, мы показали, что средний спектр внегалактических источников более или менее постоянен выше потока примерно 3×10^{-14} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$. Ниже этого потока средний спектр источников быстро становится жестким. Изменение в поведении спектра совпадает со сломом в кривой подсчетов, измеренной в главе 4 (см. также Hasinger et al. 1993b).

Сравнение среднего спектра источников с ожидаемым для различных моделей популяции АЯГ и их эволюции дает важную проверку этих моделей. В частности, мы показали, что модели, в которых подсчеты источников на малых потоках доминируются АЯГ, находящихся на больших красных смещениях, испытывающих заметное межгалактическое поглощение, совместимы с наблюдаемым спектром слабых объектов. Однако модели, которые предсказывают наличие большого числа сильно (внутренне) поглощенных объектов, дают спектр, который слишком жесток, чтобы фитировать наблюдения, или же требуют полного отсутствия межгалактического поглощения.

Дальнейшее детальное изучение природы рентгеновского фона требует оптических идентификаций детектированных источников. Также спектры этих источников,

полученные в более широкой полосе энергий, чем та, которая доступна для *ROSAT* также позволят исследовать природу спектральной эволюции и рентгеновского фона.

6. Пространственное распределение источников: детектирование угловой корреляции

6.1 Введение

Модели рентгеновского фона могут быть проверены изучением флуктуаций интенсивности фона на масштабах в несколько угловых минут. Например, Soltan & Hasinger (1994) показали, что популяция источников, обладающая большой пространственной корреляцией, не может дать более 35% еще не разрешенной на дискретные источники доли рентгеновского фона. До сих пор угловая корреляция рентгеновских источников не была непосредственно измерена, и обычной практикой было подразумевать для рентгеновских источников модель функции корреляции, следующую из оптических наблюдений. В этой главе мы представляем первые измерения угловой корреляции рентгеновских источников, детектированных в ряде наблюдений, выполненных спутником *ROSAT*, покрывающих общую площадь 40 квадратных градусов. Корреляция детектирована как на малых ($\lesssim 1'$), так и на достаточно больших ($1' - 10'$) угловых масштабах.

По сравнению с исследованиями, представленными в главах 4 и 5, использованный ряд наблюдений содержит большее число полей (254) со средней и длинной экспозицией, все из которых имеют мишени на высоких галактических широтах ($|b| > 30^\circ$) и в областях низкого галактического поглощения ($N_H < 6 \times 10^{20} \text{ см}^{-2}$). Когда было возможно, несколько индивидуальных наблюдений, нацеленных в одну точку, были сложены, таким образом увеличивая экспозицию для нескольких полей. Данные были «очищены» от периодов с высоким фоном частиц или рассеянного солнечного излучения (Snowden et al. 1994). Особые предосторожности были предприняты чтобы исключить интервалы времени с нестабильным наведением космического аппарата. Экспозиции индивидуальных наблюдений распределены от ~ 5000 сек до ~ 100000 сек, с соответствующими минимально детектируемыми потоками от источников от $\sim 5 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ до $\sim 1.2 \times 10^{-15} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Эффективная площадь обзора составляет 40 квадратных градусов в области больших потоков, начинает постепенно уменьшаться начиная с потока $5 \times 10^{-14} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$ и все еще остается значительной по крайней мере до $\sim 4 \times 10^{-15} \text{ эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$, где она составляет 1 квадратный градус.

6.2 Метод измерения функции корреляции и «сырые» результаты

Общий метод измерения угловой двухточечной функции корреляции (ACF) состоит в вычислении отношения числа пар источников в реальных данных (DD), попадающих в диапазон расстояний между ними $(\theta, \theta + d\theta)$, и числа таких пар, ожидаемого для случая, когда распределение источников равномерно (RR): $\hat{w}(\theta) = \frac{DD}{RR} - 1$. В нашем случае эффективность детектирования уменьшается с ростом отклонения от оптической оси. Поэтому правильным алгоритмом вычисления RR является моделирование реальных наблюдений, в которых источники имеют ту же самую кривую подсчетов, что и в действительности, но распределены по небу равномерно. После этого надо приложить к моделированным изображениям тот же самый алгоритм детектирования, и затем вычислить RR как число пар, обнаруженных в моделированиях.

Моделирования были выполнены по следующей процедуре. Положения источников выбирались равномерно. Их потоки разыгрывались случайно в соответствии с соотношением $\log N - \log S$, определенным в главе 4 ($N(> S) \propto S^{-1.55}$ для $S > 2.2 \times 10^{-14}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$ и $N(> S) \propto S^{-0.86}$ ниже этого потока). Дифференциальное соотношение $\log N - \log S$ было оборвано на потоке $f_{\min} = 3 \times 10^{-18}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, что почти на три порядка величины меньше порога детектирования в самом глубоком наблюдении и соответствует плотности источников ~ 10 на размер PSF. При таком потоке среднее число фотонов на источник много меньше единицы, поэтому вклад от источников с потоками меньше f_{\min} неотличим от равномерного диффузного излучения. Поток от источника был конвертирован полное число фотонов (после учета эффективной экспозиции в данной точке), используя коэффициент, соответствующий степенному спектру с наклоном $\alpha = 1$ и галактическим поглощением, определенным индивидуально для каждого наблюдения. Число фотонов затем разыгрывалось из Пуассоновского распределения. Фотоны разбрасывались по изображению в соответствии с функцией отклика детектора.

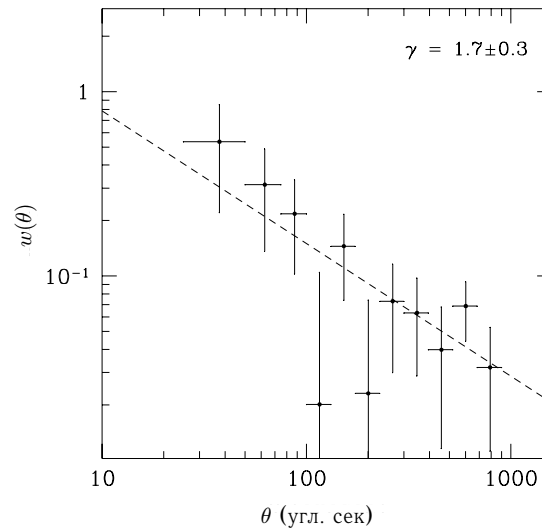
Чтобы добиться одной и той же интенсивности фона в реальных и моделированных изображениях, надо добавить некоторую диффузную компоненту к моделированным изображениям. Это моделирует наличие различных компонент фона PSPC: фон частиц, рассеянное солнечное излучение, диффузный космический рентгеновский фон и т.д. Требуемая интенсивность диффузной компоненты определялась по следующей итеративной процедуре: (0) приравнять «диффузное изображение» нулю; (1) моделировать источники, как описано выше; (2) добавить к изображению, содержащему источники, «диффузное изображение», разбросанное по пуассону; (3) провести детектирование точечных источников и вычислить карту фона для моделированного изображения; (4) добавить разницу между картами фона моделированного и реального изображений к «диффузному изображению»; повторять шаги (1)–(4) пока разница между картами фона моделированного и реального изображений не станет малой.

Каждое реальное наблюдение было промоделировано 5 раз. Моделированные данные были записаны в точности том же формате, что и реальные, и обработаны одними и теми же программами. Мы использовали несколько тестов, чтобы оценить качество моделирования данных. Во-первых, мы убедились, что зависимость $\log N - \log S$, найденная в моделированиях, находится в хорошем согласии с той моделью, которая использовалась для разыгрывания потоков источников. Затем мы проверили, что действительно детектируем то же самое число источников в моделированиях и в реальных данных (что было проверено как для полного набора данных, так и для различных подгрупп: наблюдения с длинной и короткой экспо-

зицией, области изображений с малым и большим отклонением от оптической оси и т.д.). В каждом случае было найдено хорошее согласие моделированных и реальных данных. Например, полное число источников в реальных данных равно 2158, в то время как число, найденное в моделированиях составляет в среднем 2199 (т.е. разница меньше 1σ).

ACF вычислялась как $\hat{w}(\theta) = \frac{DD}{RR} - 1$, а ее ошибки были оценены с использованием пуассоновской статистики (Peebles 1980). Вычисленная таким образом ACF показана на рисунке 6.1. В области угловых расстояний $25''-100''$ мы имеем $\sim 4\sigma$ детектирование (в реальных данных найдено 238 пар, в то время как 182 пары ожидаются по результатам моделирований), и $\sim 3.5\sigma$ детектирование между $100''$ и $500''$ (4513 пар в данных и 4276 в моделированиях). Степенная модель вида $w(\theta) = (\theta/\theta_0)^{1-\gamma}$ дает параметры $\gamma = 1.7 \pm 0.3$ и корреляционный угол $\theta_0 = 10'' \pm 8''$; если значение γ зафиксировать на 1.8 (т.е. значении, найденном для нормальных галактик и оптически выбранных квазаров), то ошибка на θ_0 становится намного меньше: $\theta_0 = 10'' \pm 2''$.

Рисунок 6.1: Угловая двухточечная функция корреляции детектированных рентгеновских источников. Аппроксимация степенной моделью $(\theta/\theta_0)^{1-\gamma}$ показана пунктирной линией. Степенный индекс достаточно хорошо определен и значение γ очень близко к значению, измеренному для обычных галактик и оптически выбранных квазаров (1.8)



Что является источником детектируемой корреляции? Потенциальный вклад в скученность источников на малых угловых масштабах вносит наличие протяженных объектов, таких как скопления галактик, близкие группы галактик или даже отдельные галактики большого углового размера, так как они могут детектироваться как несколько близкостоящих точечных источников. Тем не менее, набор наблюдений был выбран таким образом, что он не содержит подобных объектов в качестве мишеней. Дополнительно к этому мы получили из баз данных NED и SIMBAD список всех известных источников, попадающих в анализируемые изображения. Было найдено лишь очень малое количество известных ранее скоплений, групп или индивидуальных близких галактик. Визуальное обследование изображений показало, что только в нескольких случаях протяженные источники детектированы как несколько точечных; близкие пары так же не являются «специальными» объектами, такими как крылья PSF вокруг ярких источников и т.д. Детектирование угловой корреляции на сравнительно больших угловых масштабах ($100''-500''$) также не поддерживает того, что корреляция обусловлена наличием некоторого количества протяженных источников. Наконец, относительно хорошо определенный степенной индекс ACF полностью согласуется со значением 1.8 для

нормальных галактик (см., например, Davis & Peebles 1983) и оптических квазаров (Shanks & Boyle 1994). Таким образом, вероятным объяснением детектируемой корреляции является скученность в пространственном распределении АЯГ, наиболее многочисленного класса среди слабых рентгеновских источников (Boyle et al. 1993). Ниже мы показываем, что амплитуда детектируемой корреляции после корректировки на эффект усиления, связанный с ограниченным пространственным разрешением PSPC, находится в хорошем согласии с ожидаемым для оптически выбранных квазаров значением.

6.3 Коррекция на усиление корреляции из-за конечного пространственного разрешения

К сожалению, корреляционный угол $\theta_0 = 10''$, полученный для непосредственно измеренной ACF детектированных источников меньше, чем пространственное разрешение PSPC, которое равно $\sim 25''$ вблизи оптической оси. Это означает, что источники, разнесенные на угол, меньший $\sim 20''$, детектируются как один объект. Ясно, что в этом случае распределение детектированных источников существенно отличается действительного распределения источников на небе. Пространственное распределение детектируемых источников близко к распределению пиков на картинке, полученной сворачиванием распределения настоящих источников с функцией отклика детектора. Именно в этом случае проявляется т.н. эффект усиления корреляции, который приводит к более скученному распределению пиков по сравнению с настоящим распределением объектов. Этот эффект был изучен Kaiser (1984) в приложении к функции корреляции скоплений галактик. Kaiser показал, что если сгладить распределение галактик с гауссианой размером ~ 10 Мпк, то корреляционная функция пиков («скоплений») усилена по сравнению с корреляционной функцией галактик $\xi_{\text{clusters}}(r) = A\xi_{\text{galaxies}}(r)$. Для разумных значений параметров моделей фактор усиления A может быть большим, ~ 10 . Следовательно, мы можем ожидать, что подобный эффект существенно влияет на интерпретацию наших результатов.

Для того, чтобы определить влияние эффекта усиления, мы повторили моделирования, описанные в разделе 6.2, но со скученным распределением положений источников. Положения источников со степенной функцией корреляции были разыграны, используя двухмерную модификацию алгоритма, описанного в Soneira & Peebles (1978). Мы зафиксировали степенной наклон ACF и подобрали ее амплитуду так, что ACF детектированных источников (измеренная как описано в разделе 6.2) была равна ACF, измеренной в реальных данных. Для моделированных мы знаем положения как детектированных, так и «настоящих» источников, и поэтому имеем возможность непосредственно определить влияние эффекта усиления. ACF для заложенных в моделирования и детектированных в них источников показаны на рисунке 6.2. Степенная форма ACF не исказилась в результате деградации пространственного разрешения и применения алгоритма детектирования, в то время как ее амплитуда выросла в 2.85 раза. Чтобы проверить, что эта разница вызвана именно эффектом усиления, а не какой-нибудь ошибкой в алгоритме детектирования, мы также измерили ACF пиков на картинке, полученной сверткой заложенных положений с PSF (т.е. тем, что по предположению вызывает эффект усиления). Эта функция показана пустыми кружками на рисунке 6.2. Видно, что ACF детектируемых источников и пиков отлично согласуются, что говорит о том, что мы действительно имеем дело с эффектом усиления. Чтобы получить оценку функции корреляции «настоящих» источников, надо разделить измеренную ACF на

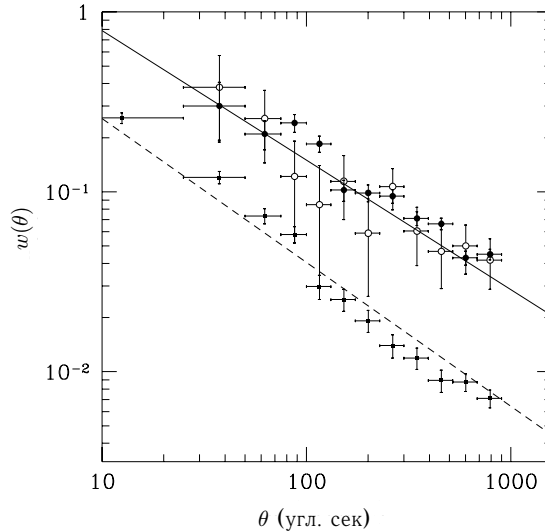


Рисунок 6.2: Сравнение заложенной в моделировании и измеренной АСФ. Положения источников были разыграны так что АСФ детектированных в моделированиях источников совпадает с измеренной в реальных данных (фит к ним показан сплошной линией). АСФ положений заложенных в моделировании источников показана маленькими кружками; штриховая линия — степенной фит $\theta^{-0.8}$ к заложенной АСФ. Формы заложенной в моделировании и измеренной АСФ (открытые кружки) совпадают, в то время, как последняя имеет в 3 раза большую нормировку. Чтобы проверить, что эта разница вызвана эффектом усиления корреляции (см. текст), положения заложенных в моделировании источников были свернуты с угловым разрешением детектора, и АСФ пиков на получившейся картинке показана большими закрашенными кружками.

коэффициент 2.85. С такой коррекцией корреляционный угол становится равным $\theta_0 = 4''$. В следующем разделе мы сравниваем эту скорректированную функцию корреляции с той, которая ожидается для источников, сгущенных в пространстве также, как оптически выбранные квазары.

6.4 Сравнение с оптическими и предыдущими рентгеновскими измерениями

Большинство исследований пространственного распределения квазаров на красных смещениях $z \sim 1 - 2$ показывают, что они, действительно, сильно сгущены. Хотя приводимые данные об эволюции корреляции квазаров довольно противоречивы, существует общее согласие об амплитуде корреляции на этих красных смещениях — на сопутствующем масштабе $10h^{-1}$ Мпк амплитуда пространственной двухточечной функции корреляции ~ 1 (см. недавнее исследование Shanks & Boyle 1994). В вычислениях, представленных ниже, мы делаем обычное предположение о том, что пространственная функция корреляции на красном смещении z описывается степенной функцией

$$\xi(r, z) = (r/r_0)^{-\gamma} (1+z)^{-3-\varepsilon} \quad (6.1)$$

с параметром ε , описывающим эволюцию скученности, например, $\varepsilon \simeq 3 - \gamma \simeq -1.2$ соответствует скученности, которая постоянна в сопутствующей системе отсчета. Степенной пространственной функции корреляции соответствует угловая функция корреляции, которая также описывается степенным законом $w(\theta) = (\theta/\theta_0)^{1-\gamma}$ с амплитудой (Peebles 1980)

$$\theta_0^{1-\gamma} = r_0^{-\gamma} H_\gamma \left(\frac{H_0}{c} \right)^\gamma \frac{\int_0^\infty y^{5-\gamma} dy \phi(y)^2 (1+z(y))^{-3-\varepsilon+\gamma}/F(y)}{[\int_0^\infty y^2 dy \phi(y)/F(y)]^2}, \quad (6.2)$$

где $H_\gamma = \Gamma(\frac{1}{2}) \Gamma(\frac{\gamma-1}{2})/\Gamma(\frac{\gamma}{2})$, а $F(y) = [1 - (\frac{H_0 a_0 x}{c})^2 (\Omega - 1)]^{1/2}$. Параметр y связан с координатным расстоянием посредством соотношения

$$y = H_0 a_0 \frac{x}{c} = 2 \frac{(\Omega - 2)(1 + \Omega z)^{1/2} + 2 - \Omega + \Omega z}{\Omega^2(1 + z)}, \quad (6.3)$$

а $\phi(y)$ определяет фракцию источников, детектируемых на данном y (или z), т.е. тех, которые дают наблюдаемые потоки выше порога детектирования S_{\min} . Космологическая модель входит в эти соотношения через зависимость z от y (уравнение 6.3), фактор объема $F(y)$, и функцию селекции $\phi(y)$. Последняя также зависит от эволюции светимости источников. Voyle et al. (1993) определили, что космологическую эволюцию популяции АЯГ можно описать как эволюцию их светимостей, с характерной светимостью, изменяющейся с красным смещением как $(1+z)^\beta$. Для объекта со светимостью $L(E)$, находящегося на красном смещении z , наблюдаемый поток равен $f = L(E(1+z))(1+z)/4\pi D_L^2$, где D_L — болометрическое расстояние. Для степенного спектра $E^{-\alpha}$ с $\alpha = 1$ (что близко к наблюдаемому, см., например, главу 5), $L(E(1+z))(1+z) = L(E)$ так что минимальная светимость связана с минимально детектируемым потоком просто как $L_{\min} = 4\pi D_L^2 f_{\min}$. Функция селекции может быть записана как

$$\phi(y) = \int_{L_{\min}}^\infty \Phi(L, z(y)) dL = \int_{4\pi D_L^2 f_{\min}/R(z)}^\infty \Phi(L, 0) dL, \quad (6.4)$$

где $\Phi(L, z)$ — функция светимости АЯГ на красном смещении z , а $R(z)$ отношение типичной светимости на этом красном смещении и ее современным значением. Для заданной пространственной функции корреляции (уравнение 6.1), современной функции светимости АЯГ $\Phi(L, 0)$ и ее эволюции $R(z)$ уравнения 6.2–6.4 позволяют вычислить амплитуду угловой функции корреляции θ_0 . Из многочисленных параметров, входящих в уравнения 6.2–6.3, угловая функция корреляции наиболее сильно зависит от пространственной длины корреляции r_0 , параметра эволюции скученности ε и степенного индекса γ . Есть основания полагать, что значение γ является «универсальным» (и отражает форму глобального спектра флуктуаций массы во Вселенной), т.е. функция корреляции различных классов объектов, таких как галактики, группы галактик, скопления галактик, квазары хорошо описывается степенным законом с показателем близким к 1.8, в то время как длины корреляции r_0 различаются очень сильно (см. обзор Bahcall 1988). Как мы показали выше, $\gamma = 1.8$ также находится в хорошем согласии с угловой функцией корреляции рентгеновских источников. Поэтому мы зафиксировали значение γ на 1.8 и далее вычисляем угловую функцию корреляции для разных значений r_0 и ε . Затем мы сравниваем предсказанные и измеренную АСФ для того, чтобы получить ограничения на параметры пространственной функции корреляции. В вычислениях принято, что $\Omega = 1$ и функция светимости квазаров и ее эволюция такие, какие даются в работе Voyle et al. (1993). 90% доверительные

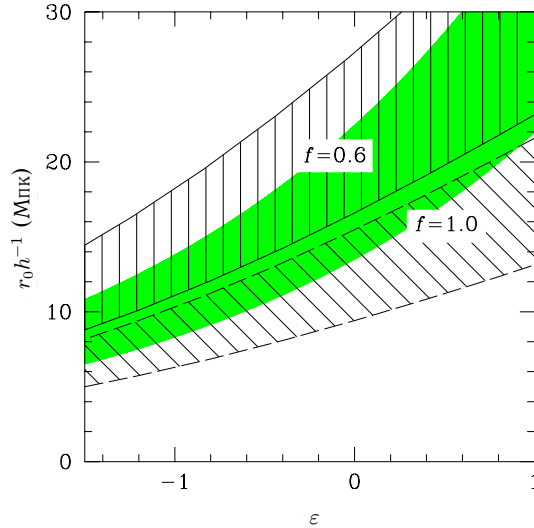


Рисунок 6.3: 90% доверительные интервалы длины корреляции r_0 и параметра эволюции ϵ . Угловая функция корреляции была вычислена для двух значений доли коррелированных источников $f = 0.6, 1.0$ в предположении пространственной функции корреляции $\xi(r, z) = (r/r_0)^{-\gamma} (1+z)^{-3-\epsilon}$, функции светимости источников и ее эволюции, даваемой Boyle et al. (1993) и $\Omega = 1$; затем ожидаемая и измеренная функции корреляции сравнивались с помощью теста χ^2 . Район, закрашенный серым цветом, соответствует значениям параметров r_0, ϵ , которые дают наблюдаемую корреляцию оптически выбранных квазаров в интервале красных смещений $z = 1 - 1.5$ (Shanks & Boyle 1994). Рентгеновские и оптические данные находятся в хорошем согласии, если доля квазаров в рентгеновской подборке равна 60%–80%, что близко к наблюдаемому значению.

области параметров, вычисленные для трех значений фракции АЯГ в общем числе источников,¹ показаны на рисунке 6.3. Затененная область на этом рисунке соответствует параметрам функции корреляции, которые дают на $z = 1 - 1.5$ скученность источников, наблюдаемую для оптически выбранных квазаров (Shanks & Boyle 1994). Для любой разумной фракции квазаров в нашей рентгеновской подборке источников $0.5 \leq f \leq 1.0$ рентгеновские и оптические данные находятся в хорошем согласии.

Мы также можем сравнить представленные измерения угловой корреляции источников с другими исследованиями флуктуаций рентгеновского фона. Угловая функция корреляции *неразрешенного* фона в полях Глубокого обзора ROSATa была измерена Georgantopoulos et al. (1993) и SH94, которые детектировали положительную корреляцию на малых угловых масштабах ($< 3'$). На больших расстояниях были получены достаточно жесткие верхние пределы на угловую корреляцию, и на основании этих результатов большинство исследователей (например, Carrera & Varcons 1992, Danese et al. 1993, SH94) сходятся во мнении, что популяция источников, которые скучены в пространстве подобно квазарам, не могут дать более 30% – 50% *все еще неразрешенного на источники* рентгеновского фона.

¹Если фракция скоррелированных источников $f_0 < 1$, а остальные источники расположены равномерно, общая ACF равна ACF скоррелированных источников, умноженной на f_0^2 ; если обе популяции скоррелированы, но независимы друг от друга, то ACF должна быть умножена на f^2 , $f_0 < f < 1$. В вычислениях подразумевается, что АЯГ скоррелированы, а остальные источники — нет.

Например, рисунок 8 из работы SH94 показывает, что изотропия остаточного рентгеновского фона требует, что популяция источников, которая разрешала бы 100% его интенсивности, должна иметь характерную длину корреляции $x_0 \leq 2h^{-1}$ Мпк на $z = 1.5$. Это значительно ниже корреляционной длины как квазаров, так и детектированных рентгеновских источников в нашей подборке. Таким образом, мы пришли к существенному противоречию: с одной стороны, непосредственно детектированные рентгеновские источники сильно коррелированы (так что их скученность совместима с тем, что $\sim 80\%$ из них расположены в пространстве подобно квазарам), а с другой стороны, остаточный рентгеновский фон (после вычитания детектированных источников) выглядит очень гладким. Это может означать, что источники, дающих вклад в общее фоновое излучение в области малых потоков, отличаются от источников, обладающих большей видимой яркостью (большинство из которых отождествляется именно с квазарами). Галактики с узкими эмиссионными линиями, идентифицированные в Глубоких обзорах (см., напр., Boyle et al. 1995) могут быть многообещающими кандидатами для новой популяции источников. Другое объяснение может состоять в том, что в остаточный фон существенный вклад вносится какой-либо диффузной компонентой излучения. Hasinger et al. (1993b) показали, что вклад диффузной компоненты вплоть до 25% общей интенсивности остаточного фона не может быть исключен имеющимися данными. Wang & McCray (1993) находят, что 40% общей интенсивности рентгеновского фона в полосе 0.5–0.9 кэВ происходят от излучения диффузной тепловой компоненты. Оба этих результата показывают, что значительная часть неразрешенного рентгеновского фона может быть «истинно» диффузной, и именно эта диффузная компонента делает остаточный рентгеновский фон очень гладким по сравнению с коррелированностью детектированных источников.

6.5 Заключение

В этой главе мы представили первое измерение угловой функции корреляции слабых рентгеновских источников. Она детектирована с достаточно высокой значимостью и на малых ($\lesssim 1'$), и на промежуточных ($1'–10'$) угловых масштабах, и может быть описана степенным законом $(\theta/\theta_0)^{1-\gamma}$ с $\gamma = 1.7 \pm 0.3$, что находится в прекрасном согласии с соответствующим значением для нормальных галактик и оптически выбранных квазаров. Мы показали, что амплитуда функции корреляции совместима с гипотезой, что рентгеновские источники расположены в пространстве также, как и оптически выбранные квазары.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ КО ВТОРОЙ ЧАСТИ

- Bahcall, N.A. 1988, *Annual Reviews of Astronomy and Astrophysics*, 26, 631.
- Barcons, X., Branduardi-Raymont, G., Warwick, R.S., Fabian, A.C., Mason, K.O., McHardy, I., & Rowan-Robinson, M. 1994, *MNRAS*, 268, 833.
- Boldt, E. 1987, *Phys. Rep.*, 146, 215.
- Boyce, P.J., Phillips, S., & Davies, J.I. 1993, *A&A*, 280, 694.
- Boyle B.J., Griffiths, R.E., Shanks, T., Steward G.C., and Georgantopoulos, I. 1993, *MNRAS*, 260, 49.
- Brinkmann, W. 1992, in "X-ray Emission From Active Galactic Nuclei and the Cosmic X-ray Background", Brinkmann, W., and Trümper, J. eds., *MPE Report* 235, p. 143.
- Canizares, C. and White, J. 1989, *Ap. J.*, 339, 27.
- Comastri, A., Setti, G., Zamorani, G., Elvis, M., Giommi, P., Wilkes, J., & McDowell, J., 1992, *Ap.J.*, 384, 62.
- Cruddace, R.G., Hasinger, G.R., and Schmitt, J.H. 1988, *ESO Conf. Proc.* 28, 177.
- Davis, M., & Peebles, P.J.E. 1983, *ApJ*, 267, 465.
- Della Ceca, R., Maccacaro, T., Gioia, I., Wolter, A., & Stocke, J., 1992, *Ap.J.*, 389, 491.
- Eddington, A.S., 1940, *MNRAS*, 100, 354.
- Field, G. and Perrenod, S. 1977, *Ap. J.*, 215, 717.
- Gendreau, K., et al. 1994, "New Horizons of X-ray Astronomy – First Results from ASCA", preprint.
- Giacconi, R., et al. 1979, *ApJ*, 234, L1.
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F., and Rossi, B. 1962, *Phys. Rev. Letters*, 9, 439.
- Gioia, I. M., Maccacaro, T., Schild, R. E., Wolter, A., & Stocke, J. 1990, *ApJ Suppl*, 72, 567.
- Griffiths, R. et al. 1983, *Ap. J.*, 269, 375.
- Harnden, F.R., Fabricant, D.G., Harris, D.E., & Schwarz, J. 1984, *Scientific Specification of the Data Analysis System for the Einstein Observatory (HEAO-2) IPC (Smithsonian Ap. Obs. Spec. Rept., No. 393)*.
- Hasinger, G., Burg, R., Giacconi, R., Hartner, G., Schmidt, M., Trumper, J., and Zamorani, G. 1993a, *A&A*, 275, 1. (H93a)
- Hasinger, G., Boese, G., Predehl, P., Turner, T., Yusaf, R., George, I., & Rohrbach, G. 1993b, *GSFC OGIP Calibration Memo CAL/ROS/93-015*
- Holt, S. 1992, in "The X-ray Background: past, present, and future", eds. X. Barcons and A. C. Fabian (Cambridge University Press), p. 29.
- Irwin, M.J. 1985, *MNRAS*, 214, 575.
- Maccacaro, T., Gioia, I. M., Zamorani, G., Feigelson, E. D., Fener, M., Giacconi, R., Griffiths, R. E., Murray, S. S., Stocke, J., & Liebert, J. 1982, *ApJ*, 253, 504.
- Madau, P., Ghisellini, G., & Fabian, A.C. 1994, to appear in *MNRAS*.
- Maoz, E. and Grindlay, J. 1995, *Ap. J.* in press May 1 issue.
- Marshall, F. et al. 1980. *Ap. J.*, 235, 4.

- Marshall, F.J., and Clark, G.W. 1984, *ApJ*, 287, 633.
- Mather, J. et al. 1990, *Ap. J. Letters*, 354, L37.
- Matsuoka, M., Piro, L., Yamauchi, M., and Murakami, T. 1990, *Ap. J.*, 361, 440.
- Matt, G., & Fabian, A.C., 1994, *MNRAS*, 267, 187.
- Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *ApJ*, 270, 119.
- Murdoch, H., Crawford, D., & Jauncey, D. 1973, *ApJ*, 183, 1.
- Mushotzky, R. 1984, *Advances in Space Research*, 3, 10-13, 157.
- Peebles, P.J.E. 1980, *The Large Scale Structure of the Universe* (Princeton: Princeton University Press)
- Piro, L., Matsuoka, M., and Yamauchi, M. 1989, *Proc. 23rd ESLAB Symposium on "Two Topics in X-ray Astronomy"*, ESA SP-296, 819.
- Primini, F. A., Murray, S. S., Huchra, J., Schild, R., & Burg, R. 1991, *ApJ*, 374, 440.
- Pounds, K., Nandra, K., Stewart, G., George, I., and Fabian A. 1990, *Nature*, 344, 132.
- Rothschild, R., Mushotzky, R., Baity, W., gruber, D., Matteson, J., and Peterson, L. 1983, *ApJ*, 269, 423.
- Schartel, N., Fink, H., Brinkmann, W., and Trümper, J. 1992, in "X-ray Emission From Active Galactic Nuclei and the Cosmic X-ray Background", Brinkmann, W., and Trümper, J. eds., *MPE Report 235*, p. 195.
- Schartel, N. et al. 1995, submitted to *Ap. J.*
- Scheuer, P.A.G. 1974, *MNRAS*, 166, 329.
- Schmitt, J., & Maccacaro, T. 1986, *ApJ*, 310, 334.
- Schwartz, D. and Tucker, W. 1988, *Ap. J.*, 332, 157.
- Shanks, T., & Boyle, B.J. 1994, *MNRAS*, 271, 753.
- Snowden, S.L., McCammon, D.; Burrows, D.N., & Mendenhall, J.A. 1994, *ApJ*, 424, 714.
- Soltan, A., & Hasinger, G. 1994, *A&A*, 288, 77.
- Soneira, R.M., & Peebles, P.J.E 1978, *AJ*, 83, 845.
- Stark, A., Gammie, C., Wilson, R., Bally, J., Linke, R., Heiles, C., & Hurwitz, M., 1992, *ApJS*, 79, 77.
- Turner, T. and Pounds, K. 1989, *MNRAS*, 240, 833.
- Wilkes, B. and Elvis, M. 1987, *ApJ*, 323, 243.
- Williams, O.R. et al., 1992, *ApJ*, 389, 157.

Часть III

**КВАЗАРЫ И ФОНОВОЕ
ИЗЛУЧЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ**

7. Могут ли квазары произвести жесткий рентгеновский фон?

7.1 Введение

Несмотря на значительный прогресс в исследовании фона космического рентгеновского излучения (СХВ), достигнутый со времени его открытия более 30 лет назад (Giacconi et al. 1962), его происхождение до конца неясно. В мягкой рентгеновской полосе энергий глубокие обзоры спутника *ROSAT* показали, что популяция слабых рентгеновских источников (из которых примерно 70% являются квазарами, Boyle et al. 1993) способна объяснить значительную часть (если не 100%) интенсивности мягкого (1–2 кэВ) рентгеновского фона, в то время как вклад диффузной компоненты (такой как горячий межгалактический газ) должен быть меньше 0.25 с достоверностью 90% (Hasinger et al. 1993).

В более жесткой полосе энергий, 3–60 кэВ, чувствительных обзоров еще не проводилось, и главные усилия были направлены на исследование и объяснение спектра рентгеновского фона, который замечательно хорошо описывается тормозным излучением оптически тонкой плазмы с температурой $kT = 40$ кэВ (Marshall et al. 1980). Предел, поставленный спутником *СОВЕ* на отклонения спектра реликтового фона от чернотельного, исключает возможность того, что однородная горячая межгалактическая среда дает более нескольких процентов интенсивности СХВ и жесткой полосе (Mather et al. 1990). Следовательно, наиболее вероятно, что жесткий рентгеновский фон также объясняется суммарным излучением неразрешенных компактных объектов (см. обсуждение «спектрального совпадения» и вклада точечных источников в СХВ в статье Giacconi & Zamorani 1987).

Главная трудность с дискретными объектами как основными источниками жесткого рентгеновского фона состоит в том, что до сих пор не найдено ни одной достаточно многочисленной популяции рентгеновских источников, спектр которых был бы похож на спектр СХВ. Скопления галактик, которые так же многочисленны, как и АЯГ в диапазоне больших интенсивностей (Piccinotti et al. 1982), обычно имеют тепловые спектры с характерной температурой около 6 кэВ (David et al. 1993) и проявляют отрицательную эволюцию светимости на больших красных смещениях (например, Gioia et al. 1990). Следовательно, они не могут внести значительный вклад в широкополосный рентгеновский фон. Активные ядра галактик, которые доминируют в мягкой полосе энергий и проявляют положительную эволюцию светимости, имеют спектры в полосе 2–20 кэВ, которые существенно мягче, чем спектр СХВ. Наблюдения АЯГ низкой светимости (в основном Сейфертовских 1-го типа) спутниками *HEAO A-1*/*EXOSAT*/*Ginga* показали, что они имеют «канонический» степенной $\alpha = 0.7$ спектр (Mushotzky 1984), который можно сравнить со спектральным индексом СХВ, равным 0.4 в этой полосе. Для АЯГ с высокой светимостью (в основном, квазаров) наблюдения и в мягкой, и в жесткой полосе энергий показали отсутствие какого-либо «универсального» спектра. Наблюдаемые спектральные индексы распределены в достаточно широком диапазоне от $\alpha \sim 0$ до $\alpha \sim 2.0$ со средним значением около 1 в мягкой полосе и 0.8–0.9 в полосе 2–10

кэВ (Williams et al. 1992, Comastri et al. 1992 и Wilkes & Elvis 1987). Средний спектральный индекс квазаров также соответствует спектру, который значительно мягче, чем спектр СХВ, что заставляло считать, что их вклад в жесткий рентгеновский фон не может превышать $\sim 10\%$ (Fabian, Canizares, & Barcons 1989).

В этой главе я показываю, что все же возможно «сделать» значительную часть интенсивности жесткого рентгеновского фона из суммарного излучения квазаров, т.е., что их суммарный спектр может быть столь же жестким, как и спектр СХВ. Основная идея основывается на наблюдаемом широком разбросе спектров квазаров. Излучение, наблюдаемое от квазаров на энергии E было излучено на более высокой энергии $(1+z)E$. Поэтому удаленные объекты с плоскими спектрами выглядят относительно ярче, чем объекты с пологими спектрами, из чего следует, что средний спектр источников становится более жестким на больших z , хотя никакой настоящей эволюции спектров не происходит. Похожий эффект возникает, если светимость в мягком диапазоне не коррелирует со спектральными свойствами источников. Отсутствие такой корреляции означает, что источники с пологими спектрами должны иметь бóльшую светимость в полосе 2–10 кэВ, чем источники с пологими спектрами. Широкий разброс спектров квазаров может также естественным образом объяснить наблюдаемые различия в подсчетах источников, выполненных в мягкой и жесткой полосе энергий. Так как источники с жестким спектром, находящиеся на больших z , выглядят ярче источников с мягким спектром, можно ожидать более высокую поверхностную плотность источников в жесткой полосе энергий, что и следует из сравнения наблюдений, выполненных спутниками *Einstein/ROSAT* и *HEAO A-1/Ginga*.

Ниже обсуждается, почему необходимо учитывать вклад квазаров в рентгеновский фон, описываются модели популяции квазаров (спектры, функция светимости, космологическая эволюция), представляется вывод формул, используемых для вычисления суммарного спектра квазаров и кривой подсчетов в разных энергетических диапазонах, представляются результаты этих вычислений и краткое обсуждение.

7.2 Квазары, Сейферты I и рентгеновский фон

Трудности с объяснением СХВ спектром АЯГ возникают из-за предположения, что их спектры описываются простым степенным законом в широком диапазоне энергий. Schwartz & Tucker (1988) показали, что если спектры АЯГ становятся более плоскими на высоких энергиях, эти трудности преодолеваются, и спектр СХВ может быть представлен как суммарный спектр неразрешенных далеких АЯГ. Действительно, уплощение спектров было обнаружено наблюдениями спутника *Ginga* Сейфертовских галактик I типа. Оно интерпретируется либо как результат частичного закрытия центрального источника холодным веществом, либо как результат отражения части излучения от холодного вещества (Piro et al. 1989, Matsuoka et al. 1990, Pounds et al. 1990). Наблюдения ряда Сейфертов I спутниками *ГРАНАТ* и *GRO/OSSE* показали, что спектры этих объектов вновь укрупняются на энергиях около 50–100 кэВ (Jourdain et al. 1992, Johnson et al. 1994). Таким образом, наблюдаемый спектр Сейфертов I достаточно близок к тому, что требуется моделью Schwartz & Tucker (1988) — спектры источников уплощаются выше ~ 10 кэВ и они укрупняются снова вблизи 100 кэВ. Этот факт стимулировал Zdziarski et al. (1993) заявить, что именно АЯГ Сейферты I составляют основную часть 2–100 кэВного рентгеновского фона. Действительно, используя модель эволюции функции светимости Boyle et al. (1993) и модель спектров Сейфертов I, Zdziarski et al. (1993) получили отличный фит к спектру СХВ в диапазоне 2–100 кэВ.

Тем не менее, требуемый для описания рентгеновского фона спектр Сейфертов должен обладать значительно более мощной отраженной компонентой, чем следует из наблюдений. Более того, как обсуждается Giacconi & Zamorani (1987), необходимо учитывать вклад в рентгеновский фон источников с мягким спектром. Они показали, что если вклад $\alpha \sim 0.7 - 1$ источников составляет по крайней мере 50% СХВ, остаточный спектр СХВ намного жестче, чем тепловой с температурой $kT = 40$. Следовательно, остаточный фон не может быть отфитирован спектрами Сейфертов 1.

Глубокие обзоры в мягком рентгене показали, что вклад квазаров в мягкий фон, действительно значителен: непосредственная доля рентгеновского фона, разрешенного на точечные источники глубокими обзорами *ROSAT*а доходит до 65%. Из анализа остаточных флуктуаций следует, что этот вклад по меньшей мере равен 75%, а разумная экстраполяция кривой подсчетов легко может дать 100% рентгеновского фона (глава 4). Boyle et al. (1993) идентифицировали 64% внегалактических источников, детектированных *ROSAT*ом, с квазарами. Поэтому представляется очень вероятным, что квазары дают не менее 50% рентгеновского фона на 2 кэВ, и, следовательно, их вкладом нельзя пренебрегать.

Рентгеновские спектры квазаров в целом хуже изучены чем спектры Сейфертов 1. Наблюдения и в мягком, и в жестком диапазоне демонстрируют значительный разброс спектральных индексов от $\alpha \sim 0$ до $\alpha \sim 2$ со средним значением 0.8–0.9 в полосе 2–10 кэВ (Comastri et al. 1992, Williams et al. 1992). В своем обзоре рентгеновских наблюдений АЯГ Mushotzky, Done & Pounds (1993) обсуждают различия между спектрами Сейфертов 1 и квазаров. Спектры радио-ярких квазаров, полученные спутником *Ginga*, не требуют дополнительной отраженной компоненты, и, за исключением 3C273 и PHL 1657, не отклоняются от простого степенного закона в полосе 2–20 кэВ (Williams et al. 1992). Квазары с низкой радио светимостью проявляют отклонения от степенного закона, но их более пологий спектр ($\alpha \approx 1.0$) свидетельствует о действительном различии между ними и Сейфертами 1. Можно сделать вывод, что квазары отличаются от Сейфертов 1 с точки зрения рентгеновских спектров, и проявляют меньшее уплощение спектров выше 10 кэВ. Если мы предположим, что все квазары имеют $\alpha = 0.8 - 0.9$ степенной спектр и дают около 50% СХВ на энергии 2 кэВ, то спектр остаточного фона будет намного жестче, чем $kT = 40$ кэВ тепловой спектр (Giacconi & Zamorani 1987), который невозможно будет описать с помощью спектров Сейфертовских галактик даже с очень значительной отраженной компонентой.

7.3 Описание модели и основные формулы

7.3.1 Модель

Мы рассматриваем четыре модели популяции источников: «реалистическую» (модель **A**), «сокращенно реалистическую» (**B**), «чистую» (**C**) и «общепринятую» (**D**). Спектры источников в каждой из этих моделей описываются простым степенным законом, модифицированным со стороны малых и больших энергий, чтобы описать избыток мягкого излучения и укрупнение спектра на высоких энергиях:

$$F(E) = \begin{cases} a_s E^{-\alpha_s} & E < E_s \\ a_m E^{-\alpha_m} & E_s < E < E_h \\ a_h E^{-\alpha_h} & E > E_h \end{cases} \quad (7.1)$$

Подразумевается, что в стандартном рентгеновском диапазоне (2–10 кэВ) источники имеют степенные спектры без каких-либо дополнительных деталей (линии излучения, крылья поглощения, отраженная компонента) и их спектральные индексы распределены в соответствии с гауссовым распределением со средним 0.8 и дисперсией 0.35. «Нефизические» спектры с отрицательным спектральным индексом запрещены. Выбор параметров распределения основывается на результатах измерений спектров рентгеновски выбранных квазаров спутниками *EXOSAT* и *Ginga* (Comastri et al. 1992, Williams et al. 1992). Средний спектральный индекс в полосе 2–10 кэВ равен 0.81 для *Ginga* и 0.89 для *EXOSAT*, причем индивидуальные значения покрывают широкий диапазон от 0.08 до 1.26; их внутренняя дисперсия равна примерно 0.3. Данные измерений в мягком рентгене свидетельствуют об избытке мягкого излучения в спектрах квазаров ниже энергии несколько кэВ (Wilkes & Elvis 1987, Comastri et al. 1992, Fiore et al. 1994), который проявляется как постепенное укрупнение спектров источников в мягкой рентгеновской полосе. Поэтому в модель вводится избыток мягкого излучения, что сделано с помощью дополнительного степенного закона ниже 1 кэВ; его средний спектральный индекс равен 1.4, что мотивируется измерениями спутника *ROSAT* (Laor et al. 1994).

Большинство источников в модели имеют основной спектральный индекс меньше 1, что означает расходимость полной светимости в сторону высоких энергий. Поэтому спектры источников должны укрупняться на высоких энергиях. Мы постулируем, что слом в спектрах происходит на энергиях около 100 кэВ, так что выше энергии слома спектр описывается степенным законом со средним значением спектрального индекса 2. Энергия слома 100 кэВ выбрана так, чтобы воспроизвести спектр рентгеновского фона в очень широком диапазоне, а не мотивирована измерениями спектров квазаров (которые еще отсутствуют).

Параметры избытка мягкого излучения и слома спектра на высоких энергиях в свою очередь распределены по гауссовскому распределению с дисперсией, составляющей 0.3 от среднего значения. Мы запрещаем также слишком низкие значения энергии слома на высоких энергиях (ниже 30 кэВ) и слишком плоские спектры выше энергии слома (со спектральным индексом меньшим, чем основной спектральный индекс).

Четыре модели отличаются распределением спектральных параметров. В «реалистической» модели **A** все параметры распределены по Гауссу. «Сокращенно реалистическая» модель **B** используется для иллюстрации того, как наличие избытка мягкого излучения и слома на высоких энергиях отражается на суммарном спектре источников; параметры мягкой компоненты зафиксированы на значениях 1.4 для среднего спектрального индекса и 1 кэВ для энергии слома, а параметры слома на высоких энергиях — на значении 2 для среднего спектрального индекса и 100 кэВ для энергии слома. «Чистая» модель **C** служит для иллюстрации влияния разброса основного спектрального индекса. Спектры в этой модели описываются единственным степенным законом без мягкой компоненты и слома на высоких энергиях; распределение основного спектрального индекса аналогично модели **A**. Наконец, в «общепринятой» модели **D** все параметры фиксированы, что соответствует обычному предположению об идентичном спектре у всех источников.

Далее, мы постулируем, что нет никакой корреляции между спектральными свойствами и светимостью в мягкой рентгеновской полосе. Конечно, это означает существование антикорреляции между спектральным индексом и светимостью в более жестком диапазоне, т.е. то, что жесткие источники должны быть в среднем более яркими в этой полосе. Существующие данные недостаточны для того, чтобы установить существование такой корреляции с высокой достоверностью, т.к. спектры 2–10 кэВ измерены лишь для очень малого числа самых ярких квазаров. Однако,

Williams et al. (1992) нашли отрицательную корреляцию между рентгеновской светимостью и спектральным индексом в своей подборке из 13 квазаров с достоверностью более 90%, в то время как Wilkes & Elvis (1987) не нашли никакой корреляции между светимостью и спектрами, измеренными в полосе 0.3–3.5 кэВ. Наконец, недавние измерения спутником *ROSAT* свидетельствуют о том, что светимости квазаров значительно слабее разбросаны вблизи 0.3 кэВ, чем на более высоких энергиях (Laor et al. 1994).

В качестве модели функции светимости квазаров мы используем функцию, измеренную Boyle et al. (1993) по совместному анализу данных глубокого обзора *ROSAT* и EMSS. На $z = 0$ эта функция светимости может быть представлена двумя степенными законами со сломом на $L_X^* = 10^{43.9}$ эрг с^{-1} в полосе 0.3–3.5 кэВ, $\Phi(L_X) \propto L_X^{-3.4}$ выше слома и $\Phi(L_X) \propto L_X^{-1.7}$ ниже слома. Boyle et al. (1993) также выводят космологическую эволюцию квазаров, которая может быть описана как просто эволюция характерной светимости $L_X \propto (1+z)^K$, с $K = 2.8$ для $\Omega = 0$ и $K = 2.5$ для $\Omega = 1$. Для $\Omega = 1$ требуется замедление темпа эволюции на $z = 2$. Мы используем в вычислениях одну и ту же модель эволюции функции светимости для всех значений Ω : $K = 2.7$ и прекращение эволюции на $z = 3$.

Следует подчеркнуть, что никакой эволюции спектров не подразумевается. Это значит, что мы постулируем одни и те же спектральные свойства источников на любом красном смещении.

Перейдем к выводу основных формул. Если в системе отсчета источника его спектр описывается функцией $A S_0(E)$, а сам источник расположен на красном смещении z , то наблюдаемая интенсивность (поток на единичный энергетический интервал) равна:

$$f(E) = \frac{A S_0(E(1+z))}{4\pi(a_0 r)^2(1+z)}, \quad (7.2)$$

где $r(z, \Omega)$ — угловое расстояние,

$$a_0 r(z, \Omega) (H_0/c) = \frac{2}{\Omega^2(1+z)} \{ \Omega z + (\Omega - 2) [\sqrt{1 + \Omega z} - 1] \} \quad (7.3)$$

(Mattig 1958). Для степенных спектров $S_0(E) = E^{-\alpha}$ уравнение 7.2 переходит в:

$$f(E) = \frac{A E^{-\alpha} (1+z)^{-\alpha-1}}{4\pi(a_0 r)^2}. \quad (7.4)$$

Если источники распределены равномерно в пространстве и нет эволюции их плотности, то число источников на небесной сфере в единичном интервале красного смещения равно

$$\frac{dN}{dz} = n_0 \frac{4\pi c^3}{H_0^3} z^2 \frac{4[\Omega z + (\Omega - 2)(\sqrt{1 + \Omega z} - 1)]^2}{\Omega^4 z^2 (1+z)^3 \sqrt{1 + \Omega z}} = n_0 \frac{4\pi c^3}{H_0^3} z^2 \xi(z, \Omega) \quad (7.5)$$

где n_0 — плотность источников на $z=0$ (Mattig 1958).

Наблюдения спутниками Einstein и *ROSAT* свидетельствуют об эволюции функции светимости квазаров, которая описывается просто изменением характерной светимости $L_x(z) = L_x(0) C(z)$, где $C(z) = (1+z)^K$ (Boyle et al. 1993). Для такого типа эволюции зависимость функции светимости от z выражается как:

$$\Phi(L_x, z) = \frac{1}{C(z)} \Phi\left(\frac{L_x}{C(z)}, 0\right) \quad (7.6)$$

Доступные рентгеновские данные о функции светимости и ее эволюции относятся к полосе энергий 0.3–3.5 кэВ. Для простоты вычислений мы предполагаем что те же самые соотношения применимы к монохроматической светимости на энергии 1 кэВ; под L_1 далее подразумевается светимость на энергии 1 кэВ в системе отсчета источника.

Используя уравнения 7.2–7.6, ниже вычислен суммарный спектр источников и предсказаны результаты подсчетов источников в зависимости от энергетического диапазона. Параметр α используется в выкладках для обозначения различной формы спектров. Для класса степенных спектров α — просто спектральный индекс; для более сложных спектров α становится вектором параметров, а интегралы по α имеют смысл интегралов по различным формам спектров. Постулированное отсутствие какой-либо корреляции между спектральными свойствами и красным смещением, а также рентгеновской светимостью (раздел 7.3) означает, функция распределения по α есть функция только α , т.е. вероятность того, что значение α находится в интервале $(\alpha_0, \alpha_0 + d\alpha)$, равна

$$dP = W(\alpha) d\alpha \quad (7.7)$$

Различные формы спектров обозначены как $S_0(E, \alpha)$, причем эта функция нормирована на 1 на энергии 1 кэВ, так что интенсивность на любой энергии E_0 выражается как $L_1 S_0(E_0, \alpha)$.

7.3.2 Суммарный спектр источников

В этом разделе вычисляется суммарный спектр источников со спектральными свойствами и функцией светимости, описанными выше. Давайте сначала найдем средний спектр источников, расположенных на красном смещении z . Его можно вычислить интегрированием уравнения 7.2 по соответствующему диапазону светимостей и форм спектров:

$$F_z(E) = \int_0^\infty \Phi(L_1, z) dL_1 L_1 \int_\alpha W(\alpha) d\alpha \frac{S_0(E(1+z), \alpha)}{4\pi (a_0 r)^2 (1+z)} \quad (7.8)$$

В случае «чистой» эволюции светимостей функция светимости меняется с красным смещением в соответствии с уравнением 7.6, и тогда вычисление интеграла по L_1 в уравнении 7.8 дает соотношение:

$$F_z(E) = \bar{L}_1 \frac{C(z)}{4\pi (a_0 r)^2 (1+z)} \int_\alpha W(\alpha) d\alpha S_0(E(1+z), \alpha) \quad (7.9)$$

где \bar{L}_1 — средняя современная светимость, а $C(z)$ — функция эволюции характерной светимости.

Можно легко показать, что уравнение 7.9 означает, что наблюдаемый суммарный спектр источников на данном z становится жестче с ростом красного смещения. Пусть спектры источников описываются простым степенным законом, т.е. $S_0(E, \alpha) = E^{-\alpha}$. Тогда уравнение 7.9 принимает вид

$$F_z(E) \propto \int_\alpha W(\alpha) d\alpha E^{-\alpha} (1+z)^{-\alpha} \quad (7.10)$$

Спектральный индекс суммарного спектра можно определить как логарифмическую производную интенсивности:

$$\begin{aligned}\bar{\alpha} &= -\frac{d \log F_z(E)}{d \log E} = -\frac{E}{F_z(E)} \frac{d F_z(E)}{d E} \\ &= \frac{\int_{\alpha} \alpha W(\alpha) E^{-\alpha} (1+z)^{-\alpha} d\alpha}{\int_{\alpha} W(\alpha) E^{-\alpha} (1+z)^{-\alpha} d\alpha},\end{aligned}\quad (7.11)$$

т.е. начальное распределение по спектральным индексам $W(\alpha)$ должно быть заменено на $W(\alpha) E^{-\alpha} (1+z)^{-\alpha}$, если источники наблюдаются на красном смещении z и энергии E . Таким образом, распределение взвешивается в сторону более плоских спектров на высоких энергиях и красных смещениях.

Умножив уравнение 7.9 на dN , число источников в интервале красных смещений $(z, z + dz)$ (ур. 7.5), и проинтегрировав по красным смещениям, мы получаем выражение для суммарного спектра источников:

$$F(E) = \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 n_0 \bar{L}_1 \int_0^{\infty} dz \frac{\xi(z, \Omega) z^2}{(a_0 r)^2 (1+z)} C(z) \int_{\alpha} W(\alpha) d\alpha S_0(E(1+z), \alpha) \quad (7.12)$$

Это уравнение используется в разделе 7.4.2 для вычисления суммарного спектра популяции квазаров, описываемых моделями **A–D**.

7.3.3 Кривые подсчетов источников

Светимость на энергии 1 кэВ источника, чья наблюдаемая интенсивность на энергии E_0 равна f может быть вычислена (ср. с ур. 7.2) как:

$$L_1 = \frac{4\pi (ar_0)^2 (1+z)}{S_0(E_0(1+z), \alpha)} f \quad (7.13)$$

Доля источников с данным спектром, которые на заданном красном смещении дают наблюдаемую интенсивность выше f вычисляется интегрированием функции светимости:

$$n' = \int_l^{\infty} \Phi(L, z) dL \quad (7.14)$$

где нижний предел l — предельная светимость для данной интенсивности f :

$$l = \frac{4\pi (a_0 r)^2 (1+z)}{S_0(E_0(1+z), \alpha)} f. \quad (7.15)$$

Если зависимость функции светимости от красного смещения описывается уравнением 7.6, то только что приведенное соотношение принимает вид:

$$n' = \int_{l/C(z)}^{\infty} \Phi(L, 0) dL \quad (7.16)$$

Соотношение число-поток получается умножением уравнения 7.16 на число источников в единичном интервале красных смещений (eq. 7.5) и интегрированием по z :

$$N(> f) = n_0 \frac{4\pi c^3}{H_0^3} \int_0^\infty dz \xi(z, \Omega) z^2 C(z) \int_\alpha W(\alpha) d\alpha \int_{l/C(z)}^\infty \Phi(L, 0) dL \quad (7.17)$$

Для того, чтобы сравнивать результаты подсчетов источников, выполненных в разных энергетических диапазонах необходимо привести потоки этих источников к одной и той же полосе энергий. Обычной практикой является использование среднего спектра источников (известного или предполагаемого). Давайте обозначим за $S(E, \alpha_0)$ «средний» спектр источников, т.е. тот, который соответствует среднему значению спектрального параметра. Соответствующий перевод наблюдаемой интенсивности $f(E)$ на энергии E в интенсивность F в полосе энергий (E_1, E_2) есть:

$$F = f(E) \frac{\int_{E_1}^{E_2} S(E, \alpha_0) dE}{S(E, \alpha_0)} \quad (7.18)$$

Уравнения 7.17 и 7.18 позволяют вычислить ожидаемое различие между подсчетами источников в разных диапазонах энергий, например на 1 и 10 кэВ.

7.4 Результаты вычислений

В этом разделе представлены результаты вычисления суммарного спектра и кривых подсчетов источников для четырех моделей распределения спектров (раздел 7.3). Разные значения параметра плотности Ω мы лишь будем указывать тренд в изменении выведенных соотношений с ростом Ω .

7.4.1 Спектр

Суммарные спектры источников, вычисленные для моделей **A–D**, показаны на рисунке 7.1. Эти спектры получены интегрированием уравнения 7.12 по интервалу красных смещений от 0 до 10. Предположение о том, что источники являются достаточно яркими на очень больших красных смещениях, конечно, не подкреплено наблюдениями. Однако, мы используем модель эволюции функции светимости, в которой рост светимости источников останавливается на $z = 3$ (раздел 7.3), и затем космологические эффекты быстро делают вклад от источников на более высоких красных смещениях пренебрежимо малым (ср. с ур. 7.9).

Модели, в которых есть широкое распределение спектральных параметров и слом спектра на высоких энергиях (**A** и **B**) отлично воспроизводят спектр рентгеновского фона от ~ 1 до $\sim 60 - 100$ кэВ. Модель **C**, в которой нет слома на высоких энергиях, предсказывает дальнейшее уплощение спектра рентгеновского фона выше ~ 20 кэВ, но дает правильный спектральный индекс в полосе 2–10 кэВ. «Общепринятая» модель **D**, в которой нет никакого разброса спектральных параметров, воспроизводит хорошо известный ранее результат: средний спектр квазаров слишком полог, чтобы описать спектр рентгеновского фона в полосе 2–10

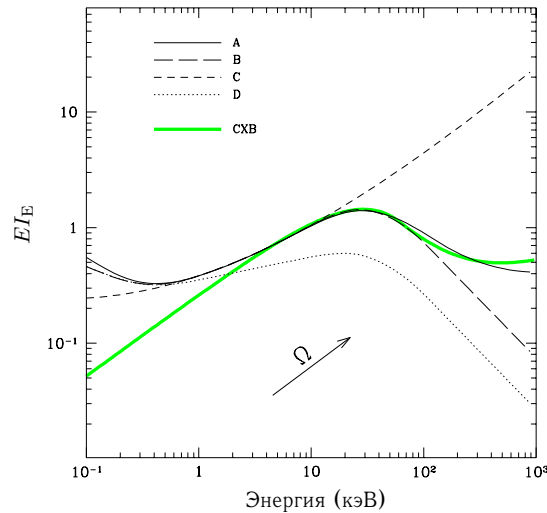


Рисунок 7.1: Суммарный спектр источников в моделях **A–D** по сравнению со спектром рентгеновского фона. Нормировки модельных спектров выбраны произвольно. Все модели с разбросом параметров спектров (**A–C**) правильно описывают спектр рентгеновского фона от ~ 2 до более чем 10 кэВ. Модели с завалом спектров на высоких энергиях вблизи 100 кэВ (**A** и **B**) могут описать спектр СХВ вплоть до 60–100 кэВ. Модель **D**, в которой нет разброса никаких спектральных параметров, воспроизводит хорошо известный ранее результат: средний спектр квазаров слишком мягок, чтобы воспроизвести СХВ в полосе 2–10 кэВ. Модельные спектры отклоняются от экстраполяции спектра рентгеновского фона на энергиях ниже 2–2.5 кэВ. Заметим, что модели с мягкой компонентой (**A** и **B**) и без нее (**C**) дают почти те же самые спектры выше ~ 1 кэВ. Стрелка показывает тренд в изменении спектров при увеличении Ω .

кэВ. Ниже ~ 2 кэВ все модели предсказывают укрупнение спектра СХВ, которое не связано с наличием мягкой компоненты в индивидуальных спектрах. Например, в диапазоне энергий 0.7–2 кэВ спектр в модели **C**, в которой мягкая компонента отсутствует, проходит очень близко к спектрам в моделях **A** и **B** с мягкой компонентой ниже 1 кэВ.

В самой жесткой полосе энергий выше ~ 20 кэВ, для описания спектра рентгеновского фона требуется слом спектров источников на высоких энергиях. Для $\Omega = 0$ слом должен быть в районе 100 кэВ; требуемое значение уменьшается с ростом Ω и достигает 70 кэВ для $\Omega = 1$ (см тренд модельных спектров, показанный стрелкой на рисунке 7.1). Широкое распределение параметров самой жесткой части спектра (модель **A**) приводит к уплощению суммарного спектра на энергиях ≥ 300 кэВ. Однако, в настоящее время существует недостаток данных о спектрах квазаров на таких больших энергиях. Не только конкретные значения энергии сломов неизвестны, но даже само существование сломов в спектрах квазаров не является хорошо установленным (Mushotzky, Done, & Pounds 1993). По этой причине мы не станем настраивать форму спектров источников на высоких энергиях для того, чтобы детально воспроизвести спектр рентгеновского фона.

7.4.2 Подсчеты

Мы вычислили кривые подсчетов источников на трех энергиях 1, 5 и 10 кэВ интегрированием уравнения 7.17. Интенсивности источников были переведены в потоки в полосе 2–10 кэВ с помощью соотношения 7.18, используя средний спектр источников (т.е. тот, который задается средними значениями спектральных параметров в данной модели). Результаты представлены на рисунке 7.2. Модели **A** и **B**, которые отличаются лишь распределением параметров мягкой компоненты спектра, дают в основном одни и те же результаты, поэтому только кривые для модели **B** показаны на рисунке 7.2.

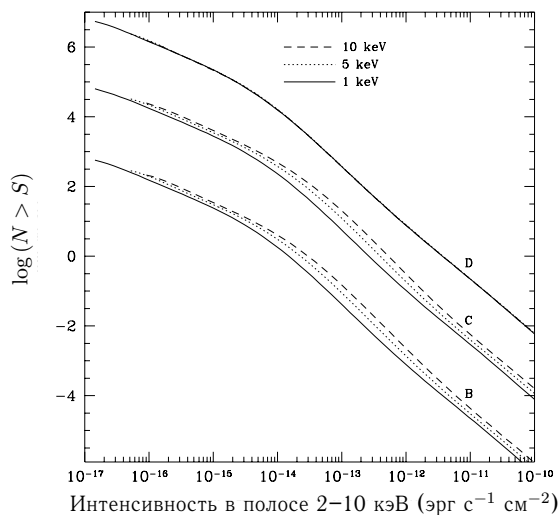


Рисунок 7.2: Кривые подсчетов источников на трех энергиях, 1, 5 и 10 кэВ, вычисленные для разных моделей распределения спектров. Нормировки выбраны произвольно. Для моделей с разбросом спектральных параметров (**B** и **C**) подсчеты в жесткой полосе дают более чем в два раза больше источников, чем подсчеты вблизи энергии 1 кэВ; в диапазоне потоков EMSS, 10^{-13} – 10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, различие составляет примерно три раза как для моделей с мягкой компонентой (**B**), так и без нее (**C**). Модель **D**, в которой есть мягкая компонента, но параметры спектров не разбросаны, дает те же самые кривые подсчетов на разных энергиях.

Модели с широким распределением основного спектрального индекса предсказывают значительное отличие между подсчетами источников, выполненными в мягкой и жесткой полосе энергий. В диапазоне интенсивностей EMSS, 10^{-13} – 10^{-12} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, поверхностная плотность источников на энергии 10 кэВ примерно в три раза выше, чем на соответствующем потоке на энергии 1 кэВ. Следует подчеркнуть, что этот эффект не возникает из-за наличия каких-либо дополнительных компонент в спектре, таких как избыток мягкого излучения. Модель **C**, в которой все спектры описываются простым степенным законом, предсказывает почти то же самое различие в кривых подсчетов, что и модель **B** с мягкой компонентой. Как можно было бы ожидать, модель **D** предсказывает одни и те же кривые подсчетов на всех энергиях. Это согласие частично нарушается, если мягкая компонента, присутствие которой подразумевалось ниже 1 кэВ, начинается на более высоких энергиях. В этом случае мягкая компонента сдвигается в сторону меньших энергий у источников, находящихся на больших z (и, следовательно, имеющих низкую

интенсивность). В результате при использовании среднего спектра на $z = 0$ для перевода потоков из одного энергетического диапазона в другой интенсивность в полосе 2–10 кэВ недооценивается, что приводит к искусственному уменьшению числа источников в мягкой полосе по отношению к высокоэнергетическим подсчетам. Тем не менее вычисления показывают, что в диапазоне потоков EMSS, $10^{-13} - 10^{-12}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, разница в этом случае составляет лишь 30%, если мягкая компонента начинает доминировать с энергии 3 кэВ.

7.5 Заключение

Итак, мы показали важность учета разброса спектров источников при вычислении их вклада в рентгеновский фон. Из известных классов источников, потенциально могущих внести большой вклад в СХВ, квазары проявляют, возможно, самый широкий разброс спектральных параметров. Используя модели спектров квазаров, которые близки к наблюдаемым, мы показали, что их суммарный спектр может быть значительно жестче того, который соответствует среднему значению спектрального индекса ~ 0.8 . В действительности суммарный спектр квазаров почти точно соответствует спектру рентгеновского фона в широком диапазоне энергий от 0.5 до 100 кэВ. Другой важный эффект, который можно легко объяснить широким разбросом спектров источников, — это разница в результатах подсчетов источников в мягком и жестком рентгеновских диапазонах. Одна и та же популяция источников может дать в три раза большую поверхностную плотность на 10 кэВ, чем на соответствующей интенсивности на 1 кэВ.

Ключевое предположение, сделанное в моделях распределения спектров, это то, что спектральные свойства не коррелируют со светимостью источников вблизи 1 кэВ. Это означает, что жесткие источники ярче на высоких энергиях, чем источники с мягким спектром, и это в действительности объясняет половину эффекта ужесточения среднего спектра, требуемого для объяснения жесткого рентгеновского фона; эффекты, связанные с космологией и красным смещением лишь усиливают это ужесточение. Как обсуждалось в разделе 7.3, доступные сегодня рентгеновские наблюдения не могут ни доказать, ни опровергнуть это предположение, и это, несомненно, является слабым местом описанной модели. Хотя существование характерной энергии, на которой спектры и светимости квазаров не коррелируют, кажется вполне разумным, ее конкретное значение 1 кэВ было выбрано в основном из-за желания насколько возможно лучше воспроизвести спектр рентгеновского фона.

Мы также постулировали, что существует слом в спектрах квазаров на энергии 100 кэВ. С таким значением энергии слома можно воспроизвести спектр рентгеновского фона в очень широком диапазоне, от 0.5 до примерно 100 кэВ, если Ω много меньше единицы. Для того, чтобы воспроизвести спектр СХВ во Вселенной с $\Omega = 1$ слом в спектрах должен быть на энергиях около 70 кэВ, что находится в хорошем согласии со сломом на 50–100 кэВ, наблюдаемым OSSE в АЯГ низкой светимости (Johnson et al. 1994).

Суммируя, можно сказать, что квазары все же могут рассматриваться как одни из основных источников рентгеновского фона в широком диапазоне энергий.

8. Могут ли квазары реионизовать межгалактическую среду?

8.1 Введение

Наблюдения эффекта Ганна-Петерсона (резонансное поглощение в линии $L\alpha$ нейтральным водородом межгалактической среды, Ганн и Петерсон 1965) в спектрах квазаров, находящихся на больших красных смещениях, дают сильный верхний предел на плотность нейтрального водорода, равномерно распределенного по пространству ($\Omega_{\text{HI}} < 2 \times 10^{-12} \Omega^{1/2} h(1+z)^{3/2}$, Стейдел и Сарджент, 1987). Таким образом, водород межгалактической среды должен быть почти полностью реионизован уже на $z \sim 3-4$. В качестве источника реионизации в литературе рассматривается ультрафиолетовое излучение квазаров и галактик, испытывающих вспышки звездообразования. Так как эпоха, когда большинство галактик испытывали вспышку звездообразования, а также свойства галактик не этой стадии не вполне ясны, а с другой стороны, все большее количество квазаров наблюдается на высоких красных смещениях, усилия исследователей были в основном сконцентрированы на вычислении суммарного ионизирующего потока от квазаров и возможной эволюции функции светимости этих объектов.

Мощным толчком к развитию понимания физических условий в межзвездной среде и свойств ионизирующего излучения послужило открытие сильного поглощения в линии $L\alpha$ однократно ионизованного гелия (Якобсен и др. 1994). Независимо от того, распределен ли HeII однородно в межзвездной среде, или же он сконцентрирован в облаках, проявляющихся как лес слабых $L\alpha$ линий поглощения нейтрального водорода, большое количество однократно ионизованного гелия совместно с высокой степенью ионизации водорода межгалактической среды приводит к серьезным ограничениям на ультрафиолетовый спектр объектов, являющихся основными источниками ионизирующего излучения. В частности, спектр этих объектов должен быть достаточно мягким (Мадо и Мейксин 1994, далее в тексте ММ94), в опасной близости к противоречию между требуемым спектром и наблюдаемым спектром квазаров.

В этой главе мы обратимся к проблеме с несколько иной стороны — дополнительное ограничение на возможный спектр источников ионизирующего излучения возникает из требования, что суммарная интенсивность не должна превышать хорошо измеренный рентгеновский фон.

8.2 Обзор наблюдений

В качестве меры плотности ионизирующего фона чаще всего рассматривают спектральную плотность потока на длине волны 912 \AA , соответствующей энергии ионизации атома водорода. В этом разделе мы суммируем результаты оптических и УФ наблюдений, позволяющих судить о величине J_{912} на красных смещениях ~ 3 .

Прямую оценку суммарного метagalактического фона на $z \simeq 3-4$ дает т.н. «эффект близости» — дефицит слабых линий поглощения в области красных смещений вблизи красного смещения квазара, в спектре которого эти линии наблюдаются (Вейман, Карсвелл и Смит 1981). Этот эффект интерпретируется как ионизация облаков водорода излучением самого квазара (Вейман, Карсвелл и Смит 1981, Байтлик, Дункан и Острайкер 1988). При такой интерпретации расстояние, на котором эффект уменьшается в два раза дает оценку расстояния, на котором поток излучения квазара равен метagalактическому фону. Полученная из исследований этого эффекта оценка на J_{912} составляет примерно 10^{-21} эрг с^{-1} см^{-2} Гц^{-1} ср^{-1} . Подобный поток вполне может привести к очень высокой степени ионизации водорода межгалактической среды, если ее плотность близка к значению, требуемому синтезом легких элементов, $\Omega_{\text{bar}} \simeq 0.05$, (Пиблс 1993).

Вычисления Мейксина и Мадо (1993) показали, что квазары, находящиеся на больших красных смещениях действительно могут дать поток J_{912} , находящийся в разумном согласии с оценками по «эффекту близости» и с требованиями по эффекту Ганна-Петерсона. В зависимости от рассматриваемой космологической модели квазары дают $J_{912} \simeq (3-6) \times 10^{-22}$ эрг/сек/см². Близость этого значения к плотности потока ионизирующего излучения, требуемого «эффектом близости» и тестом Ганна-Петерсона, дает надежду, что квазары, действительно, могут реионизовать межгалактическую среду на $z \gtrsim 3$.

Серьезной проблемой для квазаров как главных источников фона ионизирующего излучения оказалось открытие сильного поглощения в линии $L\alpha$ однократно ионизованного гелия в спектре $z = 3.29$ квазара Q302-003 (Якобсен и др. 1994). Относительно низкое спектральное разрешение не дает возможности установить, распределен ли HeII однородно по пространству или же сосредоточен в облаках. Во втором случае, однако, необходимо существование популяции облаков с чрезвычайно низким количеством вещества по лучу зрения (ММ94), которые практически сливаются с однородно распределенным веществом (т.е. характерное расстояние между подобными облаками становится сравнимым с их размером, Пиблс 1993). Поэтому ММ94 рассматривают как более вероятную первую возможность, т.е. то, что HeII сосредоточен в диффузной межгалактической среде. В таком случае наблюдаемый эффект — это классический эффект Ганна-Петерсона. Наблюдение эффекта Ганна-Петерсона на HeII, с $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}} \simeq 3.2_{+\infty}^{-1.1}$ и сильный верхний предел на эффект Ганна-Петерсона на нейтральном водороде $\tau_{\text{GP}}^{\text{H}} < 0.1$ дают серьезное ограничение на спектр источников фона ионизирующего излучения. Вычисления ММ94 показывают, что если при $z = 3$ HeII уже находится в равновесии с ионизирующим излучением, параметр мягкости S , равный отношению потоков на длине волны 912 Å и 228 Å, должен быть равен ~ 20 если $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}}$ равен своему нижнему пределу, ~ 50 , если $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}} = 3.2$. С учетом поглощения части ультрафиолетового излучения квазаров при ионизации МГС, их спектр, в принципе, не противоречит требуемым параметрам мягкости, если величина $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}}$ не слишком высока. Если, однако $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}} > 5$, спектры квазаров оказываются несовместимыми с требуемым параметром мягкости.

ММ94 дают альтернативную гипотезу, при которой большие значения $\tau_{\text{GP}}^{\text{HeII}}$ обусловлено не мягкостью спектра ионизирующего излучения, а тем фактом, что ионизация HeII еще незакончена при $z = 3$. В этом случае спектр источников ионизирующего излучения необязательно должен быть очень мягким.

8.3 Ограничения на спектр источников, дающих основной вклад в ультрафиолетовый фон

Предположим, что распределение энергии в спектре источников УФ фона описывается степенным законом (как это часто принимается для описания спектра квазаров):

$$F_\nu \propto \nu^{-\alpha} \quad (8.1)$$

Спектры квазаров для $\nu > 2.4 \times 10^{17}$ Гц (т.е. $E > 1$ кэВ) относительно хорошо измерены и могут быть удовлетворительно описаны как ν^{-1} . Поэтому будем связывать интенсивность УФ и рентгеновского фона, обусловленного квазарами, с помощью единственного параметра — UV-X-ray энергетического индекса α .

Пусть на красном смещении $z = z_0$ квазары дают суммарную интенсивность фона на пороге ионизации водорода J_{912} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1}$. Тогда поток на длине волны 12.4 Å ($E = 1$ кэВ) равен

$$J_{12.4} = J_{912} \left(\frac{12.4}{912} \right)^{-\alpha} \quad (8.2)$$

Интенсивность фонового излучения со спектром $\propto \nu^{-1}$ изменяется с красным смещением как $(1+z)^{-3}$, поэтому интенсивность фона на энергии 1 кэВ равна

$$J_{12.4}^0 = J_{912} \left(\frac{12.4}{912} \right)^{-\alpha} (1+z_0)^{-3} \quad (8.3)$$

Значительная часть фонового УФ излучения поглощается при ионизации водорода и гелия межгалактической среды. Поэтому уравнение 8.3 верно лишь в пределе $\tau_{\text{reion}} = 0$. Для учета потерь на ионизацию можно воспользоваться тем фактом, что сечение фотоионизации пропорционально ν^{-3} для частот выше порога ионизации, и следовательно, пренебрежимо мало в области рентгеновских энергий (> 1 кэВ). Поэтому, потери на ионизацию можно ввести в уравнение 8.3 в виде коэффициента поглощения на длине волны 912 Å: $a \equiv \frac{J_{912}(\tau_{\text{reion}} \rightarrow 0)}{J_{912}}$. С таким образом введенным коэффициентом, окончательное уравнение на ожидаемую интенсивность рентгеновского фона принимает вид:

$$J_{12.4}^0 = a J_{912} \left(\frac{12.4}{912} \right)^{-\alpha} (1+z_0)^{-3}, \quad (8.4)$$

где J_{912} — УФ поток с учетом поглощения. Вычисления Мадо (1992) показывают, что коэффициент поглощения довольно слабо зависит от модели эволюции квазаров и приближенно равен 4–6. В Таблице 8.1 приводятся значения интенсивности рентгеновского фона в полосе 1–2 кэВ как функция энергетического индекса α , вычисленные по формуле 8.4. При этих вычислениях подразумевается, что J_{912} при $z = z_0 = 3$ равен величине, полученной из анализа «эффекта близости», 10^{-21} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1}$, а $a = 5$.

Как обсуждается выше, вклад квазаров, находящихся на $z \gtrsim 3$ не может превышать $\sim 25\%$. Таким образом, значения $\alpha < 2$ не являются приемлемыми. Верхний предел уменьшается, если интенсивность или коэффициент поглощения УФ фона меньше принятых значений (10^{-21} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1}$ и 5). При уменьшении

Таблица 8.1: Предсказанная интенсивность рентгеновского фона

α	S^1	S/S_0^2
1.0	1.8×10^{-7}	1414%
1.5	2.1×10^{-8}	165%
1.7	8.8×10^{-9}	70%
1.9	3.8×10^{-9}	30%
2.0	2.4×10^{-9}	19%
2.2	1.0×10^{-9}	8.1%
2.4	4.3×10^{-10}	3.4%

¹ Интенсивность рентгеновского фона в полосе 1–2 кэВ, эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{ср}^{-1}$.

² Отношение предсказанной интенсивности к измеренной, которая принимается равной 1.25×10^{-8} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{ср}^{-1}$ (см. обсуждение в тексте)

любого из этих параметров в три раза нижний предел α примерно равен 1.7–1.8. Однако, недавние результаты измерения спектра рентгеновского фона спутником ASCA свидетельствуют в пользу того, что интенсивность рентгеновского фона в действительности на 30–40% ниже принятого нами значения, 1.25×10^{-8} эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{ср}^{-1}$, что существенно увеличивает долю разрешенного рентгеновского фона, и как следствие, увеличивает нижний предел на α .

8.4 Обсуждение

Высокая доля разрешенного глубокими обзорами спутника ROSAT на точечные источники мягкого рентгеновского фона дает достаточно сильное ограничение на спектр источников, дающих основной вклад в УФ фон на $z \sim 3$. Нижний предел на спектральный индекс таких источников ~ 2 , т.е. их спектры должны быть существенно мягче, чем УФ-рентгеновские спектры квазаров. Как прямые измерения спектра квазаров в ближнем ультрафиолете (О'Брайн, Гондхалекар и Вилсон, 1988; Сарджент, Стейдел и Боксенберг, 1989), так и среднее значение отношения оптической и рентгеновской светимости (Заморани и др. 1981), приводят к оценке $\alpha \simeq 1.5$, что существенно больше, чем нижний предел ~ 2 (см. таблицу 1). Довольно удивительно то, что спектры с $\alpha > 2$ требуются, чтобы объяснить высокое содержание однократно ионизованного гелия в межгалактической среде.

Таким образом, мы имеем еще одно доказательство того, что источники, дающие основной вклад в УФ фон и реионизирующие межгалактическую среду, обладают очень мягким спектром, настолько мягким, что он, по-видимому вступает в противоречие со спектральными наблюдениями квазаров. Следовательно, либо не квазары, а другая популяция источников (например, галактики со вспышками звездообразования) является основным источником ионизирующего межгалактического потока на $z > 3$, либо спектры квазаров на высоких красных смещениях должны быть значительно мягче тех, которые наблюдаются у более близких объектов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ЧАСТИ III

- Bajtlik, S., Duncan, R.C. & Ostriker, J.P. 1988, ApJ, 327, 570.
- Boyle B.J., Griffiths, R.E., Shanks, T., Steward G.C. & Georgantopoulous, I. 1993, MNRAS, 260, 49.
- Comastri, A., Setti, G., Zamorani, G., Elvis, M., Giommi, P., Wilkes, J., & McDowell, J., 1992, ApJ, 384, 62.
- David, L.P., Slyz, A., Jones, C., Forman, W., Vrtilek, S.D., Arnaud, K.A., 1993, ApJ, 412, 479
- Fabian, A.C., Canizares, C.R., & Barcons, X. 1989, MNRAS, 239, 15.
- Fiore, F., Elvis, M., Siemiginowska, A., Wilkes, B.J. & McDowell, J.C. 1994 ApJ in press.
- Gendreau, K., et al. 1994, "New Horizons of X-ray Astronomy – First Results from ASCA", preprint.
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F., and Rossi, B. 1962, Phys. Rev. Letters, 9, 439.
- Giacconi, R., & Zamorani, G. 1987, ApJ, 313, 20.
- Gioia, I.M., Henry, J.P., Maccacaro, T., Morris, S.L., & Stocke, J.T. 1990, ApJ, 356, L35.
- Gunn, J.E. & Peterson, B.A. 1965, ApJ, 142, 1633.
- Hasinger, G. 1992, in: The X-ray Background, X. Barcons & A.C. Fabian eds. (Cambridge University Press), p.1.
- Hasinger, G., Burg, R., Giacconi, R., Hartner, G., Schmidt, M., Trumper, J., and Zamorani, G. 1993a, A&A, 275, 1.
- Jakobsen, P. et al. 1994, Nature, 370, 35.
- Johnson, W.N. et al. 1994, in the AIP Conference Proceedings 304, eds. C. Fitchel, N. Gehrels, J. Norris, 515.
- Jourdain, E., et al. 1992, A&A, 256, L38.
- Laor, A., Fiore, F., Elvis, M., Wilkes, B., & McDowell, J.C., 1994, ApJ, 435, 611.
- Madau, P. 1992, ApJ, 389, L1.
- Madau, P. & Meiksin, A. 1994, ApJ, 433, L53 (**MM94**).
- Marshall, F. et al. 1980. ApJ, 235, 4.
- Mather, J. et al. 1990, ApJ, 354, L37.
- Matsuoka, M., Piro, L., Yamauchi, M., and Murakami, T. 1990, ApJ, 361, 440.
- Mattig, W. 1958, Astron.Nachr. 284, 109.
- Meiksin, A. & Madau, P. 1993, ApJ, 412, L34.
- Mushotzky, R.F., 1984, Adv. Space. Res., 3, 10.
- Mushotzky, R.F., Done, C., & Pounds, K. 1993, Ann. Rev. Astr. & Ap., 31, 717.
- Nandra, K., & Pounds, K.A., 1994, MNRAS, 1994, 268, 405.
- O'Brien, P.T., Gondhalekar, P.M. & Wilson, R. 1988, MNRAS, 233, 801.
- Peebles, P.J.E 1993, Principles of Physical Cosmology, Princeton University Press.
- Piccionotti, G., Mushotzky, R.F., Boldt, E.A., Holt, S.S., Marshall, F.E., Serlemitsos, P.J., and Shafer, R.A. 1982, ApJ, 253, 485.

- Piro, L., Matsuoka, M., and Yamauchi, M. 1989, Proc. 23rd ESLAB Symposium on "Two Topics in X-ray Astronomy", ESA SP-296, 819.
- Pounds, K., Nandra, K., Stewart, G., George, I., and Fabian A. 1990, Nature, 344, 132.
- Sargent, W.L.W., Steidel, C.C. & Boksenberg, A. 1989, ApJ Suppl, 69, 703.
- Schwartz, D. and Tucker, W. 1988, ApJ, 332, 157.
- Steidel, C.C. & Sargent, W.L.W. 1987, ApJ, 318, L11.
- Vikhlinin A., Forman, W., Jones, C., & Murray, S. 1995a, ApJ, 451, 542
- Vikhlinin A., Forman, W., Jones, C., & Murray, S. 1995b, ApJ, 451, 553
- Vikhlinin A., Forman, W., Jones, C., & Murray, S. 1995c, ApJ, 451, 564
- Weymann, R.J., Carswell, R.F. & Smith, M.G. 1981, Ann Rev Astron Ap, 19, 41.
- Wilkes, B. and Elvis, M. 1987, ApJ, 323, 243.
- Williams, O.R. et al. 1992, ApJ, 389, 157.
- Zamorani, G. et al. 1989, ApJ, 245, 357.

Часть IV

**ПОИСК ДАЛЕКИХ СКОПЛЕНИЙ
ГАЛАКТИК**

Введение

Эта часть диссертации посвящена описанию методов анализа изображений, которые позволяют детектировать скопления галактик на рентгеновских изображениях, а также исследовать из мелкомасштабную структуру. Они основаны на использовании вэйвлет-преобразования — сравнительно нового метода, который позволяет эффективно расщеплять сигнал как в пространстве, так и по частотам. В первой главе этого раздела описываются алгоритмы вэйвлет-преобразования и то, как их можно применить к рентгеновским изображениям. В качестве «побочного продукта» представлены результаты анализа изображения скопления галактик в созвездии Волос Вероники. Вэйвлет-преобразование позволило выявить у это скопления галактик, считавшегося прототипом регулярных и динамически релаксированных скоплений, существенную мелкомасштабную структуру в виде оболочек темной материи вокруг ярчайших галактик скопления NGC 4874 и NGC 4889, а также остаток недавнего слияния группы галактик с основным скоплением. Последняя глава диссертации посвящена первым результатам поиска и анализа свойств далеких скоплений, детектированных в глубоких обзорах спутника *ROSAT*. Применение вэйвлет-преобразования позволило обнаружить более сотни новых скоплений на общей площади 40 кв. градусов и измерить их рентгеновские характеристики. Предварительный анализ говорит о том, что рентгеновский радиус скоплений оставался практически постоянным, начиная с красных смещений по крайней мере $z \sim 0.5$, и, возможно, их рентгеновская светимость также не эволюционировала. В заключении главы представлены перспективы дальнейших исследований в этом направлении.

9. Вэйвлет-метод анализа рентгеновских изображений

9.1 Основная идея применения вэйвлет-преобразования для анализа рентгеновских изображений

Концепция вэйвлет-преобразования (ВП) была введена в 1983 г. Морлетом (Morlet 1983). Основная идея метода достаточно проста. Рассмотрим одномерный случай. ВП некоторого сигнала $s(x)$ по отношению к анализирующему вэйвлету $g(x)$, который имеет нулевое среднее и может иметь комплексные значения, есть функция

двух аргументов:

$$h(x, a) = s(x) \otimes \frac{1}{a^{1/2}} g\left(\frac{x}{a}\right), \quad (9.1)$$

где \otimes — знак свертки, а a — переменная, соответствующая масштабу. По аналогии с Фурье-преобразованием можно сказать, что уравнение 9.1 задает разложение функции $s(x)$ в базисе $g(x)$. Если функция $g(x)$ выбрана так, что она хорошо локализована в пространстве, гладка, и несильно осциллирует, то ВП выполняет анализ сигнала с расщеплением как по пространству, так и по частотам. Рассмотрим, например, ВП, основанное на т.н. мексиканской шляпе:

$$g\left(\frac{x}{a}\right) = \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) \exp(-x^2/2a^2) \quad (9.2)$$

Ясно, что сама функция хорошо локализована в пространстве, а ее Фурье-образ — в пространстве частот. Полный интеграл от функции 9.2 равен нулю, поэтому при свертке постоянная компонента сигнала $s(x)$ полностью вычитается. К тому же, мексиканская шляпа задается четной функцией, поэтому также полностью вычитаются любые плоские компоненты сигнала $s(x)$. Таким образом, свертка с мексиканской шляпой масштаба a позволяет выделить и локализовать детали сигнала с характерным размером $\sim a$, и при этом полностью вычесть фон, если он достаточно однороден. Эти свойства ВП на основе мексиканской шляпы делают его весьма привлекательным для анализа рентгеновских изображений протяженных объектов.

В 2-мерном случае ВП задается сверткой:

$$h(x, y, a_x, a_y) = s(x, y) \otimes \frac{1}{a_x^{1/2} a_y^{1/2}} g\left(\frac{x}{a_x}, \frac{y}{a_y}\right), \quad (9.3)$$

Такое преобразование дает полную информацию о сигнале, без предположения о его морфологических характеристиках. В рентгеновской астрономии, однако, большинство объектов достаточно «круглы», и поэтому хорошие результаты могут быть достигнуты при использовании изотропного вэйвлет-преобразования:

$$h(x, y, a) = s(x, y) \otimes \frac{1}{a} g\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}\right), \quad (9.4)$$

где $g(x, y)$ также изотропна: $g(x, y) = g(\sqrt{x^2 + y^2})$. 2-мерная версия мексиканской шляпы задается формулой:

$$g\left(\frac{x}{a}, \frac{y}{a}\right) = \left(2 - \frac{x^2 + y^2}{a^2}\right) \exp(-(x^2 + y^2)/2a^2) \quad (9.5)$$

Для анализа реальных изображений используется дискретный аналог уравнения 9.4:

$$h(k, l, a) = \frac{1}{a} \sum_{i,j} s_{ij} g\left(\frac{x_i - x_k}{a}, \frac{y_j - y_l}{a}\right) \quad (9.6)$$

Особый интерес вызывает значимость детектирования при использованино легко вычислить среднеквадратичное (по реализациям) отклонение на изображении, свернутом с вэйвлет-функцией:

$$n^2(k, l, a) = \frac{1}{a^2} \sum_{i,j} d_{ij} g^2\left(\frac{x_i - x_k}{a}, \frac{y_j - y_l}{a}\right) \quad (9.7)$$

где $n(k, l, a)$ — стандартное отклонение значения в пикселе k, l на вэйвлет-преобразовании («шум»), а d_{ij} — дисперсия значений в пикселе i, j исходного изображения. В работе Slezak, Bijaoui & Mars (1990) показано, что детали изображения с отношением сигнал-шум больше 3–4 могут надежно рассматриваться как реальные. В рентгеновской астрономии в большинстве случаев s_{ij} распределены по пуассону, поэтому можно заменить d_{ij} на локальное среднее число фотонов на пиксел.

В заключение покажем, что ВП позволяет получить информацию о характерном размере детектируемых деталей. При свертке двумерной гауссианы $I_0 \exp(-r^2/2\sigma^2)$ с мексиканской шляпой получаем значение свертки в точке максимума (Grebenev et al. 1995)

$$w(x_0, y_0, a) = \frac{4\pi\sigma^2 I_0}{a} \left(1 + \frac{\sigma^2}{a^2}\right)^{-2}. \quad (9.8)$$

Это значение достигает максимума $w_{\max} \simeq 4.08 I_0 \sigma$ при $a = \sqrt{3}$ FWHM гауссианы. Таким образом, определив масштаб, на котором достигается максимум ВП, можно измерить как характерную ширину детали, так и ее интенсивность.

9.1.1 Иллюстрация: протяженные рентгеновские источники вокруг центральных галактик в скоплении в созвездии Волос Вероники

Скопление галактик в созвездии Волос Вероники (Coma) считалось прототипом регулярного, проэволюционировавшего, динамически релаксировавшего скопления. Тем не менее, ряд авторов в последние годы обсуждали существование мелкомасштабной структуры в этом скоплении (Baier 1984; Fitchett & Webster 1987; Mellier et al. 1988). Детальный анализ морфологии Coma стал возможным с использованием изображений, полученных ROSAT PSPC. Изображение Coma, полученное во время обзора всего неба, показало существование четко видимых подгрупп во внешней части скопления (Briel et al. 1992). Впоследствии были выполнены несколько «нацеленных» наблюдений, покрывающих большую часть скопления. «Рентгеновская археология» Coma, видная из этих наблюдений, обсуждается в статье White et al. (1993), которые сообщают о детектировании излучения от пяти индивидуальных галактик и усиления рентгеновской яркости вокруг ярчайших галактик в центре скопления NGC4874 и NGC4889. Тем не менее, этот центральный район было трудно анализировать, в основном, из-за очень сильного излучения самого скопления. Однако, с использованием ВП оказалось возможным показать со всей очевидностью существование протяженных рентгеновских источников вокруг NGC4874 и NGC4889, и затем, в предположении гидростатического равновесия, вычислить массу галактик.

Рентгеновские контуры одинаковой яркости, наложенные на оптическое изображение скопления Волос Вероники, показаны на рисунке 9.1. Вэйвлет-преобразование с масштабом $90''$ четко выявляет существование двух зон протяженного рентгеновского излучения вокруг NGC 4874 и NGC 4889.

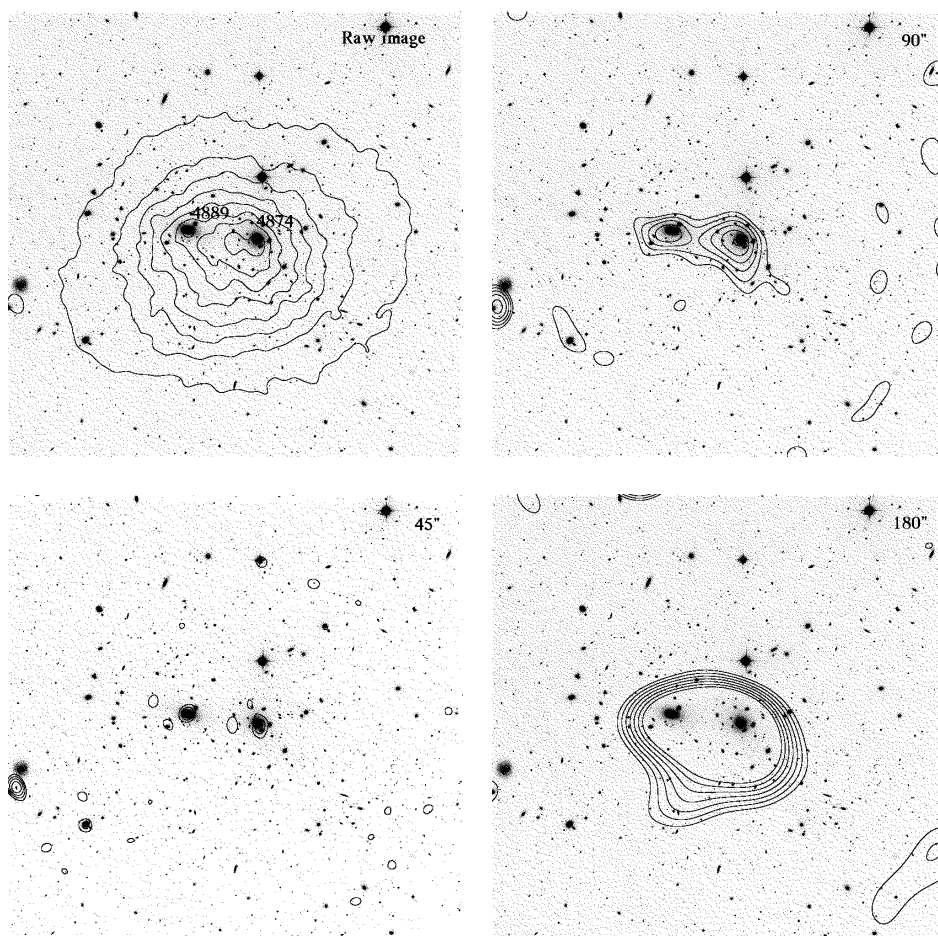


Рисунок 9.1: Контуры рентгеновских изображений скопления галактик в созвездии Волос Вероники, наложенные на оптическую фотографию. Левая верхняя панель содержит «сырое» рентгеновское изображение скопления. При желании можно различить сгущения вокруг гигантских эллиптических галактик NGC 4874 и NGC 4889, наложенные на мощное излучение скопления. Вэйвлет-преобразование с масштабом 45'' (левая нижняя панель) полностью вычитает излучение скопления и оставляет лишь самые мелкомасштабные детали. На большем масштабе 90'' (правая верхняя панель) картинка доминируется двумя зонами повышенной яркости вокруг NGC 4874 и NGC 4889. То, что эти детали выделяются на угловом масштабе, превышающем разрешение телескопа, говорит о том, что они являются протяженными источниками. На еще большем масштабе 180'' (правая нижняя панель) картинка доминируется основным излучением скопления. Рентгеновские контуры нанесены в единицах значимости для вэйвлет-преобразований (2,3,4... σ), и поверхностной яркости для «сырого» изображения (10,15,20... отсч/пиксел).

Эти источники рассмотрены подробно в работе Vikhlinin, Forman & Jones (1994). Наиболее правдоподобной интерпретацией существования повышения рентгеновской яркости является сгущение газа в потенциальных ямах галактик. В этом случае (в предположении о гидростатическом равновесии и изотермичности газа) по профилю рентгеновской яркости можно восстановить профиль гравитационного потенциала, а следовательно, определить массу галактик. Аналитические формулы для профиля яркости могут быть легко обращены для восстановления профиля

объемной излучательной способности газа:

$$\varepsilon(r) = -\frac{1}{2\pi r} \frac{d}{dr} \int_{r^2}^{\infty} \frac{I(b) db^2}{(b^2 - r^2)^{1/2}} \quad (9.9)$$

В качестве модели профиля яркости часто используется т.н. профиль Кинга $I = I_0/(1 + (r/r_c)^2)^{3\beta-0.5}$, для которого излучательная способность задается формулой:

$$\varepsilon(r) = \frac{\varepsilon_0}{(1 + r^2/r_c^2)^{3\beta}} \quad (9.10)$$

В предположении гидростатического равновесия профиль излучательной способности может быть легко обращен в профиль массы (Sarazin 1986):

$$M(< r) = -\frac{kT_g r}{G\mu m_p} \left(\frac{d \log n_e}{d \log r} + \frac{d \log T_g}{d \log r} \right) \quad (9.11)$$

Использование уравнений 9.10, 9.10 для профилей яркости протяженных источников дает массу внутри 80 кпс $3.5 \times 10^{13} M_{\odot}$ для NGC 4874 и $2.7 \times 10^{13} M_{\odot}$ для NGC 4889, что соответствует отношению масса-светимость 80 и 60 солнечных единиц, причем при увеличении радиуса с 40 до 80 кпк оптическая светимость практически не меняется, в то время как массы галактик растут в 1.5–2 раза. Таким образом, вокруг NGC 4874 и NGC 4889 существуют оболочки, состоящие из того, что астрофизики называют «скрытой массой». Следует отметить, что вычисления показывают, что такие оболочки не могут долго существовать, если галактика находится в богатом скоплении — они быстро разрушаются из-за гравитационного взаимодействия с другими галактиками и перераспределяются по всему объему скопления (Merrit 1985). Мы же наблюдаем оболочки с отношением масса-светимость, типичным для эллиптических галактик на радиусе ~ 100 кпс (Forman, Jones & Tucker 1985, Fabian et al. 1986). Таким образом, эти галактики и их подгруппы должны были слиться с основным скоплением не так давно.

9.2 Вэйвлет-декомпозиция рентгеновских изображений

Вэйвлет-преобразование на основе свертки с мексиканской шляпой обладает рядом недостатков, которые делают его применение трудным для более тонкого анализа изображений. Прежде всего, это ограничения на размер изображения. Классическое преобразование Фурье требует размерности изображения, которое является степенью двойки (например, невозможно обработать изображение размером 300×300 пикселей). Затем, это — объем вычислений. Одна свертка состоит из трех преобразований Фурье, и, таким образом, требует $3 \times (n \log n)^2$ операций, что составляет 30 млн. 600 тыс. операций для изображения 512×512 (для сравнения, преобразование, описанное ниже, требует 6 млн. 500 тыс. операций для такого же изображения). Восстановление первоначального изображения по его вэйвлет-преобразованию с помощью мексиканской шляпы нетривиально и требует еще большего объема вычислений.

Одним из наиболее подходящих для анализа рентгеновских изображений ВП является т.н. *à trous* алгоритм (Shensa 1992). Он имеет следующие преимущества:

- Преобразование выполняется в прямом пространстве (не в области частот, например) и не вызывает никаких искажений, связанных с периодизацией сигнала.

- Требуется относительно низкий объем вычислений, мало компьютерной памяти.
- Преобразование практически изотропно в двумерном случае.
- Алгоритм реконструкции изображения по его вэйвлет-преобразованию тривиален.

Следуя (Shensa 1992), опишем алгоритм *à trous*. Рассматриваются дискретные данные $\{c_0(k)\}$, определенные как скалярное произведение функции $f(x)$ и масштабирующей функции $\phi(x)$, вычисленное в пикселах k :

$$c_0(k) = \langle f(x), \phi(x - k) \rangle \quad (9.12)$$

Масштабирующая функция выбрана так, что она удовлетворяет скейлинговому уравнению:

$$\frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) = \sum_l h(l)\phi(x - l), \quad (9.13)$$

где h — дискретный низкочастотный фильтр, связанный с функцией ϕ . Это означает, что низкочастотное фильтрование изображения по определению тесно связано со следующим уровнем разрешения на изображении. Расстояние между уровнями разрешения меняется в два раза при переходе от одного масштаба к другому.

Последовательные применения уравнения 9.12 к данным дадут на j -том масштабе сглаженные данные (ср. урав. 9.13):

$$c_j(k) = \frac{1}{2^j} \left\langle f(x), \phi\left(\frac{x - k}{2^j}\right) \right\rangle, \quad (9.14)$$

которые получаются последовательным применением свертки

$$c_j(k) = \sum_l h(l)c_{j-1}(k + 2^{j-1}l) \quad (9.15)$$

Разница между двумя последовательными уровнями разрешения есть

$$w_j(k) = c_{j-1}(k) - c_j(k) = \frac{1}{2^j} \left\langle f(x), \psi\left(\frac{x - k}{2^j}\right) \right\rangle, \quad (9.16)$$

где вэйвлет ψ задается уравнением

$$\frac{1}{2}\psi\left(\frac{x}{2}\right) = \phi(x) - \frac{1}{2}\phi\left(\frac{x}{2}\right) \quad (9.17)$$

Уравнение 9.16 задает дискретное вэйвлет-преобразование. Приведем детальный алгоритм вычисления *à trous*-преобразования:

1. инициализируем $j = 0$ и приравниваем $c_j(k)$ данным
2. увеличиваем j на единицу и выполняем дискретную свертку $c_{j-1}(k)$ с фильтром h , в котором расстояние между центральным пикселом и соседним ненулевым равно 2^{j-1} .
3. получаем вэйвлет-преобразование на масштабе j как разницу $c_{j-1}(k) - c_j(k)$

4. если j меньше чем число уровней разрешения p , которое мы хотим вычислить, идем на шаг 2.
5. набор $W = \{w_1, \dots, w_p, c_p\}$ представляет собой вэйвлет-преобразование данных.

Низкочастотный фильтр, используемый в этом алгоритме задается матрицей:

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{3}{128} & \frac{3}{32} & \frac{9}{64} & \frac{3}{32} & \frac{3}{128} \\ \frac{1}{64} & \frac{1}{16} & \frac{3}{32} & \frac{1}{16} & \frac{1}{64} \\ \frac{1}{256} & \frac{1}{64} & \frac{3}{128} & \frac{1}{64} & \frac{1}{256} \end{bmatrix} \quad (9.18)$$

Очевидно, что первоначальное изображение может быть тривиально восстановлено по его вэйвлет-преобразованию:

$$c_0(k) = c_p + \sum_{j=1}^p w_j(k) \quad (9.19)$$

Основная идея применения ВП для анализа изображений может быть сформулирована следующим образом: 1) выполняется прямое ВП, 2) каким-либо образом оценивается уровень шума на различных масштабах ВП и незначимые коэффициенты зануляются, 3) выполняется обратное ВП. В результате (в идеале) получается изображение, содержащее все значимые детали, независимо от их масштаба. Так как детали детектируются в очень широком диапазоне характерных масштабов, исходное изображение реконструируется с минимальными искажениями.

Наш алгоритм основан на похожем подходе, однако в него внесено несколько существенных улучшений, которые делают его хорошо приспособленным для анализа рентгеновских изображений.

Первая проблема, которая решается нашим алгоритмом, заключается в том, что ВП в его обычном варианте еще недостаточно хорошо разделяет различные компоненты изображения по соответствующим масштабам. Допустим, изображение содержит яркий точечный источник. Свертки такого изображения с вэйвлет-функцией практически любого масштаба будут содержать значимые коэффициенты. Таким образом, правильная реконструкция изображения сильного точечного источника возможна только с использованием ВП на всех масштабах, в то время как мы интуитивно ожидаем, что он должен присутствовать только на самых малых масштабах. Эта проблема не является чисто философской: допустим, слабый протяженный источник расположен в непосредственной близости от яркого точечного. «Сигнал» от точечного источника на масштабах, соответствующих размеру протяженного, вполне может оказаться больше, чем «сигнал» от последнего. Поэтому протяженный источник может быть либо неправильно восстановлен, либо даже совсем не детектирован. Решение проблемы заключается в более тщательной концентрации сигнала от точечного источника на малых угловых масштабах.

Другая проблема, которая влияет на качество восстановления изображения, возникает при детектировании слабых протяженных объектов. Обычно, порог детектирования деталей должен выбираться достаточно высоким (например, $3 - 4\sigma$), чтобы избежать детектирования многочисленных незначимых деталей. У слабого протяженного источника, детектируемого на большом масштабе, такую пороговую значимость может превысить лишь самая верхушка. Следовательно, «наивный» метод приравняет нулю большую часть детектированного протяженного источника. Однако, из того факта, что деталь детектирована на большом масштабе, следует, что она должна иметь большой размер. Поэтому следует сохранить некоторую область, окружающую детектированную верхушку, хотя в ней вэйвлет-коэффициенты формально и не являются значимыми. Обе проблемы разрешаются алгоритмом который приведен ниже:

1. Стартуем с самого малого масштаба, $j = 0$
2. Увеличиваем j на единицу и зануляем «детектированное изображение» на этом масштабе.
3. Вычисляем w_j как описано выше, и производим процесс детектирования:
 - (а) Выбираем порог детектирования структур на изображении t_1 (например, 3σ), и порог, служащий для сохранения частей изображения вокруг детектированных деталей t_2 (например, 1σ).
 - (б) Находим пики на изображении w_j , значимость которых превышает t_1 .
 - (в) Вокруг каждого пика находим область, в которой значимость вэйвлет-коэффициентов превышает t_2 .
 - (г) Зануляем вэйвлет-коэффициенты вне данных областей
4. Прибавляем получившееся после детектирования изображение к «детектированному изображению» на данном масштабе и в то же время вычитаем его из исходного.
5. Идем на шаг 3, пока на данном масштабе не перестают детектироваться структуры выше порога значимости t_1 .
6. Идем на шаг 2, если мы еще не находимся на самом большом желаемом масштабе.

В результате алгоритма мы будем иметь изображения, содержащие детектированные структуры на каждом масштабе, а также изображение, полученное из исходного вычитанием детектированных структур и сглаживание. Реконструкция исходного изображения получается простым суммированием. Суммируя различные масштабы, можно получать изображения с тем или иным характерным размером структур.

Так как детектирование структур на больших масштабах производится по изображению, из которого предварительно вычтены все детектированные мелкомасштабные структуры, проблемы, связанные с наличием ярких точечных источников, сведены к минимуму. Сохранение формально незначимых областей вокруг детектированных максимумов обеспечивает высокую точность сохранения формы изображения и в то же время никак не снижает надежность детектирования структур.

9.2.1 Иллюстрация: остаток слияния группы галактик и скопления в созвездии Волос Вероники

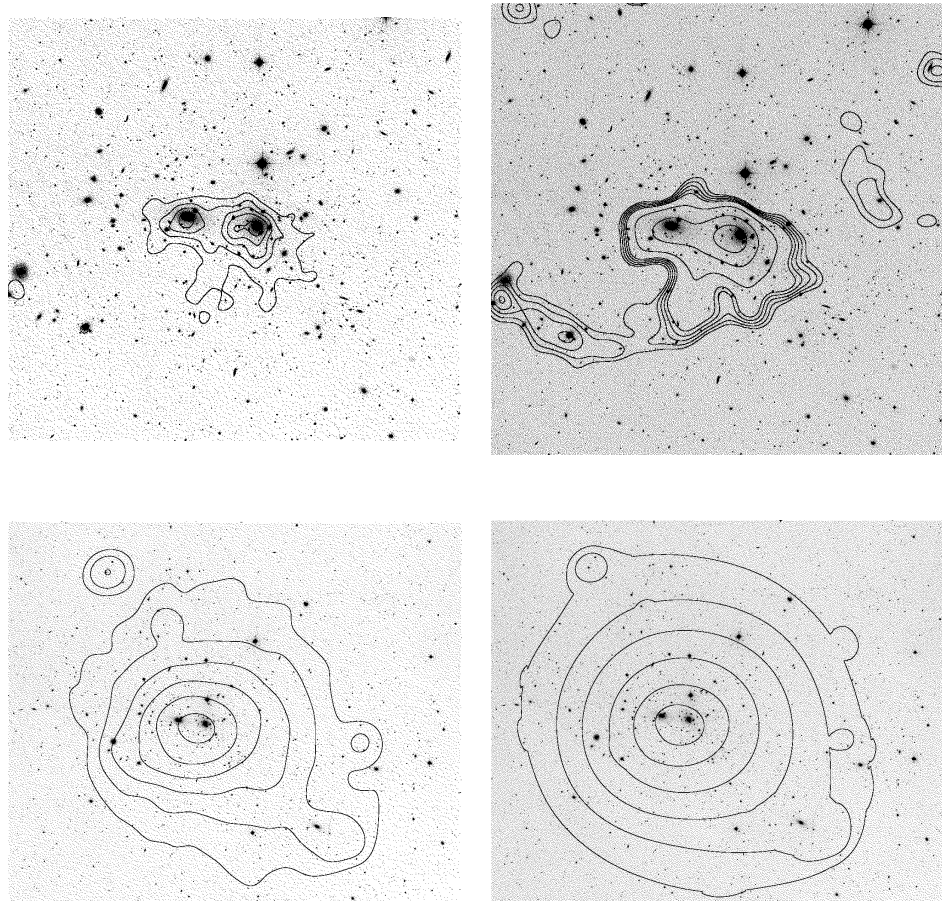


Рисунок 9.2: Контуры рентгеновских изображений скопления галактик в созвездии Волос Вероники, наложенные на оптическую фотографию. Левая верхняя панель содержит изображение, содержащее структуры самого малого масштаба. Они доминируются двумя протяженными источниками вокруг NGC 4874 и NGC 4889. На следующем масштабе (правая верхняя панель) самой примечательной деталью является «хвост», тянущийся из центра скопления по направлению к NGC 4911. Левая нижняя панель содержит «сырое» изображение скопления, сглаженное до разрешения, обеспечиваемого ВП на самом большом масштабе (правая нижняя панель). На «сыром» изображении видна достаточно сложная структура изофот — 1) они вытянуты и 2) ось вытянутости поворачивается по мере удаления от центра. Такое поведение изофот отсутствует на ВП самого большого масштаба, которое представляет собой тоже самое сглаженное изображение, из которого были предварительно вычтены структуры мелкого масштаба — источники вокруг NGC 4874 и NGC 4889 и «хвост».

Приложим алгоритм, описанный выше, к изображению скопления галактик в созвездии Волос Вероники. Результат разложения изображения на различные составляющие показан на рисунке 9.2. Самой примечательной деталью является своеобразный «хвост», детектированный на промежуточном угловом масштабе, тянущийся от центра скопления по направлению к подгруппе вокруг NGC 4911. Та-

кой «хвост» невозможно было бы детектировать с использованием обыкновенной мексиканской шляпы по следующей причине. На свертке изображения яркого источника с мексиканской шляпой есть отрицательное кольцо с радиусом примерно в несколько масштабов шляпы. На рассматриваемом изображении отрицательное кольцо от центра скопления попадает как раз на NGC 4911, и поэтому «хвост» делается невидимым. При использовании нашего варианта алгоритма *à trous* яркий центр скопления значительно вычитается уже на малых масштабах, и поэтому не мешает детектированию подгруппы.

Полная светимость хвоста составляет примерно $L_x = 3 \times 10^{42}$ эрг с^{-1} , а его линейный масштаб $\sim 25'$, или ~ 1 Мпк (для $H = 50$ км/с/Мпк). Если предположить, что температура газа не слишком мала, $T \gtrsim 2.5$ кэВ, то тогда можно определить плотность газа без сильной зависимости от настоящей температуры. Если мы видим хвост перпендикулярно к лучу зрения, а он представляет собой однородный цилиндр радиусом $2'$ и длиной $25'$ (что в переводе в линейные единицы составляет 80 кпк и 1 Мпк), можно оценить полную массу газа в хвосте. Получающаяся плотность газа равна примерно 6×10^{-4} см^{-3} , а полная масса — $3 \times 10^{11} M_\odot$. Такая масса газа типична для бедной группы галактик или для ядра богатой группы. Однако, это совпадение является, по-видимому, случайным. Дело в том, что время выравнивания неоднородностей температуры в горячем газе скопления достаточно мало. Cowie & Mсkee (1977) вычислили время «рассасывания» холодного сферического облака, помещенного в горячую среду. Время классического «рассасывания» (т.е. вызванного классической плазменной теплопроводностью, применимой в нашем случае) дается формулой

$$t_{\text{evap}} = 3.3 \times 10^{20} n_c \left[\frac{R}{1 \text{ пк}} \right]^2 T_f^{-5/2} (\ln \Lambda / 30) \text{ лет} \quad (9.20)$$

где n_c — плотность газа в облаке, R — его радиус, T_f — температура окружающей горячей среды и $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм. Подставляя численные значения, получаем характерное время $t_{\text{evap}} \sim 2 \times 10^7$ лет. В то же время для пролета расстояния ~ 1 Мпк со скоростью ~ 1700 км/с (равной типичной скорости галактик в скоплении) требуется $\sim 10^9$ лет. Таким образом, холодный газ подгруппы успел бы полностью нагреться в процессе пролета во внутренние области скопления, и не был бы сейчас виден.¹ Поэтому, «хвост», вероятно, представляет из себя сгущение газа в гравитационном поле нерассеявшейся скрытой материи подгруппы, претерпевающей слияние с основным скоплением. Оценим требуемую массу. Поверхностная яркость хвоста составляет $\sim 10\%$ локальной яркости скопления, что означает $\sim 5\%$ повышение плотности вещества (подразумевается, что температура в «хвосте» равна температуре окружающего газа, а основной механизм излучения — тормозной, с объемной излучательной способностью $\varepsilon_{\text{ff}} \propto n^2 \sqrt{T}$). Требуемое изменение гравитационного потенциала, следовательно, получается из уравнения $1.05 = \exp(-\Delta\varphi m_p / kT)$. Глубина гравитационного потенциала однородного длинного цилиндра равна $|\Delta\varphi| = G\rho_l \ln(R/L)$, где R — радиус цилиндра, а ρ_l — линейная плотность. Полная масса цилиндра равна $\rho_l L$. После несложных комбинаций и подстановки численных значений $kT = 8$ кэВ, $R = 80$ кпк, $L = 1$ Мпк получается полная масса $\sim 3 \times 10^{12} M_\odot$, что является вполне разумным значением для бедной группы или ядра богатой группы. Таким образом, мы, вероятно, видим остаток слияния группы галактик (членом которой, возможно, является NGC 4911) с

¹Хотя, известно, что наличие магнитных полей может существенно уменьшить скорость различных процессов переноса в плазме, и поэтому часто привлекается для объяснения физики процессов в горячем газе скоплений. В нашем случае магнитные поля могут увеличить время установления теплового равновесия в 10–100 раз

основным скоплением. Как свидетельствует морфология изображения, этот остаток не может быть очень старым, и находится, по-видимому, в состоянии первого пролета к ядру скопления.

10. Эволюция скоплений по результатам глубоких обзоров ROSAT

10.1 Применение вэйвлетов для детектирования скоплений в рентгеновских изображениях

Глубокие обзоры спутника *ROSAT* предоставляют хорошую возможность для поиска и исследования эволюции далеких скоплений галактик. Рассмотрим, например, как будет выглядеть скопление галактик в созвездии Волос Вероники, находящееся на различных красных смещениях. В Таблице 10.1 даны величины, определяющие видимость скопления — угловой радиус и полная скорость счета на *ROSAT* PSPC.

Таблица 10.1: Видимость скопления галактик в созвездии Волос Вероники с различных красных смещений

z	$q_0 = 0$		$q_0 = 1$	
	a_x	C (отсч/с)	a_x	C (отсч/с)
0.1	2'.6	0.51	2'.6	0.53
0.2	1'.5	0.12	1'.5	0.135
0.3	1'.1	5.3×10^{-2}	1'.2	6.1×10^{-2}
0.5	0'.8	1.7×10^{-2}	0'.9	2.2×10^{-2}
0.7	0'.68	8.2×10^{-3}	0'.81	1.2×10^{-2}
0.9	0'.62	4.6×10^{-3}	0'.77	7.1×10^{-3}
1.0	0'.59	3.6×10^{-3}	0'.76	5.8×10^{-3}

Эти значения вычислены скалированием наблюдаемых величин от скопления в созвездии Волос Вероники, поэтому не зависят от значения постоянной Хаббла, истинных значений линейного размера и светимости скопления. Из таблицы видно, что богатое скопление галактик на $z = 1$, если оно не претерпевает существенной эволюции от $z = 1$ до настоящего времени, может быть легко детектировано *ROSAT* PSPC за время экспозиции 10–20 тыс. секунд, и даже может быть «разрешено» (т.е. его угловой размер больше характерного разрешения PSPC $30''$ fwhm). Так как все остальные типы рентгеновских источников (за исключением самых близких галактик) не разрешаются PSPC, отбор источников по принципу протяженности рентгеновского излучения позволяет составить достаточно полный каталог скоплений и групп галактик и исследовать эволюцию рентгеновских свойств этих объектов вплоть до больших красных смещений (Следует отметить, что здесь и ниже под «большими» красными смещениями подразумеваются величины $z = 0.5 - 1$, которые являются сравнительно «близкими» в космологическом

смысле слова, но которые вполне достаточны для выявления эффектов эволюции, ожидаемых в большинстве моделей образования крупномасштабной структуры Вселенной). В этой главе описывается метод, использованный для детектирования протяженных источников в 250 изображениях с достаточно большой экспозицией, полученных *ROSAT* PSPC, а также первые результаты исследования подборки скоплений.

10.1.1 Метод детектирования и измерения параметров скоплений

Метод вэйвлет-декомпозиции изображений, описанный в разделе 9.2, очень пригоден для детектирования протяженных рентгеновских источников в изображениях, содержащих большое количество точечных источников. Во-первых, алгоритм построен так, что он тщательно вычитает точечные источники перед детектированием протяженных. Во-вторых, эффективность детектирования слабо зависит от характерного размера объекта, так как проверяется широкий диапазон угловых масштабов. Однако, (самые интересные) далекие скопления галактик должны детектироваться на пределе разрешения PSPC (см. Таблицу 10.1). Способность вэйвлет-декомпозиции разделять различные характерные угловые масштабы недостаточна чтобы надежно различать точечные и слегка протяженные источники, особенно в случае когда точечные источники «сжаты», что увеличивает вероятность появления тесных пар (см. главу 6 и ниже). Однако, вэйвлет-декомпозиция достаточно хороша, чтобы выделить кандидатные объекты, а так же детектировать источники большого углового размера, в то время как для надежного различения точечных и слегка протяженных источников можно применять другие подходы, например, двумерный вариант метода КММ (Ashman, Bird, & Zepf 1994). Для уменьшения количества ложных «скоплений», на самом деле являющихся тесными парами точечных источников, можно ввести некоторую характеристику формы объекта. Например, можно ожидать, что настоящее скопление галактик имеет в целом регулярную и однопиковую структуру, в то время как группа точечных источников будет характеризоваться неправильной формой. Итак, полный цикл детектирования скоплений состоит из следующих шагов:

- *Выделение кандидатных источников.* На этом шаге выполняется вэйвлет-декомпозиция первоначального изображения с размером пиксела $5''$. Алгоритм декомпозиции аналогичен описанному в разделе 9.2. Последовательный уровни вэйвлет-преобразования имеют характерное разрешение $5''$, $10''$, $20''$ и т.д. Типичный точечный источник оказывается полностью сконцентрированным (и вычтенным) на трех нижних уровнях преобразования. Поэтому все структуры, детектируемые на масштабах $40''$ и выше, могут рассматриваться как кандидатные скопления. Структуры, детектируемые на масштабе $160''$ и выше, прекрасно разрешаются PSPC, и поэтому являются несомненными протяженными источниками; эти объекты уже не пропускаются через КММ алгоритм, описанный ниже.
- *КММ алгоритм.* КММ алгоритм служит для выяснения вопроса о многокомпонентности некоторого распределения. Если есть основания считать, что компоненты достаточно хорошо могут быть описаны гауссианами, то алгоритм становится достаточно тривиальным: а) наблюдаемое распределение фиторуется суммой k гауссиан переменной ширины и однородного фона, б) добавляется $k + 1$ -ая компонента и фитоирование повторяется, в) если улучшение статистики (например, χ^2 или функция правдоподобия) является значимым, то $k + 1$ -ая компонента считается необходимой, k увеличивается на

единицу и мы возвращаемся на шаг а). В результате мы имеем информацию о том, сколько различных компонент требуется для описания данных, и измеряем параметры этих компонент — положение, амплитуду и характерную ширину. Для детектирования скоплений алгоритм КММ был реализован в следующем виде:

а) Вычитаем все детектированные компоненты из интересующей нас области изображения и помещаем новую компоненту в максимум остатка. Новая компонента представляет собой гауссиану с шириной, равной разрешению детектора в данной точке. В процессе фитирования ширина гауссианы не может становиться меньше этого значения. б) Выполняется фитирование методом максимального правдоподобия. Если функция правдоподобия получается существенно выше для k компонент, чем для $k - 1$ компоненты ($\Delta \log L > 4$), то k -ая компонента считается значимой, k увеличивается на единицу и выполняется переход назад к шагу а).

По завершение алгоритма, мы знаем сколько компонент требуется для описания интересующей нас части изображения, и каковы характеристики этих компонент. Эта информация может быть использована для окончательного выяснения вопроса о том, является ли объект протяженным источником, для чего анализируется характерный размер компонент и параметры, характеризующих форму источника.

- *Характеристика формы источника и окончательное детектирование.* Идею характеристики формы источника можно представить следующим образом. Допустим, изображение источника имеет многопиковую структуру. Тогда оно существенно лучше опишется несколькими компонентами, чем одной. При этом, если мы пытаемся описать источник единственной компонентой, ее характерная ширина получается большой (она равна примерно ширине отдельных компонент плюс расстояние между ними), существенно больше чем размер каждой компоненты. Поэтому, например, средняя ширина компонент, получающихся в КММ алгоритме, будет значительно меньше характерного размера целого источника. Такого не будет, если изображение источника имеет правильную и однопиковую форму. В качестве параметра, характеризующего форму была выбрана величина:

$$s = \frac{W_0^2}{W_{\max} W_{\text{mean}}}, \quad (10.1)$$

где W_0 — характерная ширина источника, $W_{\max} = \max_k w_k$ — максимальная ширина компонент, $W_{\text{mean}} = \sum_k w_k f_k / \sum_k f_k$ — их средняя ширина, а w_k, f_k — ширина и полная мощность k -той компоненты. Применение W_{\max} для характеристики формы связано с возможностью попадания сильного точечного источника в область протяженного источника, или с мощным пиком интенсивности в центре скопления (например, течения охлаждения). В этом случае W_{mean} будет низким, и отношение W_0/W_{mean} будет иметь значение, характерное для группы точечных источников. W_0/W_{\max} по-прежнему будет иметь значения, характерное для протяженного источника правильной формы. Для группы же точечных источников и W_0/W_{mean} , и W_0/W_{\max} будут иметь большие значения. Возможность улучшения разделения действительных и ложных скоплений с использованием характеристики формы показана на рисунке 10.1 Открытые кружки на этом рисунке соответствуют источникам, детектированным в данных, а сплошные — детектированным в моделированных изображениях, в которые были заложены лишь точечные источники, обладающие той же самой функцией корреляции, что и источники

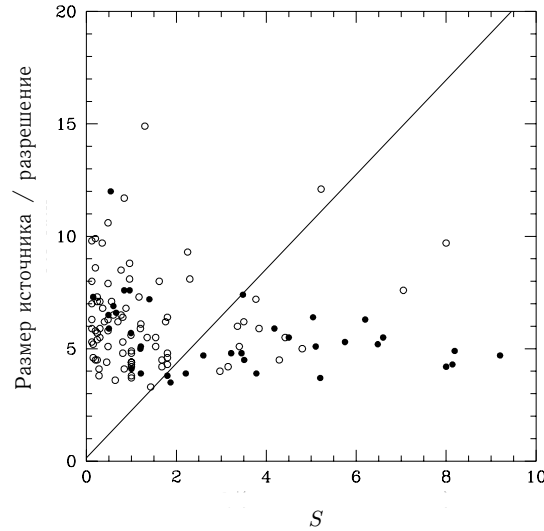


Рисунок 10.1: Использование параметра формы s , определенного уравнением 10.1, для разделения действительных и ложных скоплений. По оси y отложено отношение размера источника к угловому разрешению телескопа. Подавляющее большинство источников, детектированных в реальных данных (открытые кружки), лежит слева от прямой линии, а больше половины ложных источников (сплошные кружки), детектированных в моделированных изображениях, как описано ниже в тексте, лежит справа от прямой и характеризуется большим значением параметра формы. Использование этого параметра, следовательно, позволяет улучшить разделение действительных и ложных источников.

в реальных данных (см. главу 6). Заметим, что число ложных источников, лежащих справа от прямой, превышает число источников в реальных данных. Следовательно, мы можем слегка преувеличивать корреляцию слабых точечных источников, а число ложных скоплений в действительности ниже, чем это следует из рисунка 10.1. Тем не менее, мы принимали за реальные скопления лишь источники, попадающие налево от прямой в координатах рисунка 10.1.

- *Измерение параметров детектированных скоплений.* КММ алгоритм, позволяющий определить число компонент и оценить их характерный размер, строго говоря, не подходит для определения параметров детектированных скоплений. Дело в том, что профиль яркости скоплений описывается не гауссианой, а профилем Кинга $I = I_0 / (1 + (r/a_x)^2)^{3\beta - 0.5}$ (Jones & Forman 1984). Следовательно, фитирование гауссианой, использованное в алгоритме КММ, не подходит для определения параметров скоплений. Поэтому следует фитировать заданного района изображения суммой нескольких профилей Кинга, свернутых с откликом детектора на точечный источник. Точечный источник при таком фитировании будет описываться профилем Кинга с $a_x \rightarrow 0$. Подобное фитирование и было использовано для определения параметров скоплений.

Список детектированных скоплений представлен в таблице 10.2. В таблице даны небесные координаты (J2000), рентгеновские интенсивности в полосе 0.5–2 кэВ и угловые радиусы скоплений.

Таблица 10.2: Список скоплений галактик, детектированных в глубоком обзоре

RA	Dec	Поток ($\times 10^{-14}$ эрг с^{-1} см^{-2})	ошибка	a_x ($''$)	RA	Dec	Поток ($\times 10^{-14}$ эрг с^{-1} см^{-2})	ошибка	a_x ($''$)
00 : 30 : 33.1	+26 : 18 : 19	21.4	0.9	39	12 : 18 : 28.7	+30 : 11 : 49	7.4	1.2	34
00 : 39 : 55.7	+30 : 58 : 16	2.3	0.5	22	12 : 21 : 15.4	+30 : 14 : 33	6.4	1.4	17
00 : 50 : 59.0	-09 : 29 : 23	27.5	1.9	46	12 : 21 : 07.7	+30 : 11 : 03	50.1	0.4	11
00 : 54 : 03.2	-28 : 24 : 07	8.6	0.7	41	12 : 20 : 17.5	+75 : 22 : 15	75.1	2.3	33
00 : 56 : 56.0	-27 : 40 : 19	5.9	0.5	16	12 : 36 : 31.3	+00 : 51 : 51	4.3	0.6	31
01 : 10 : 17.7	+19 : 38 : 41	5.6	0.7	16	12 : 52 : 10.2	-29 : 15 : 00	12.5	1.2	43
01 : 24 : 47.6	+09 : 32 : 31	30.5	2.0	24	12 : 52 : 04.1	-29 : 20 : 40	10.6	1.1	17
01 : 24 : 45.6	+09 : 29 : 41	13.8	2.3	26	12 : 52 : 02.7	-29 : 14 : 15	7.8	1.0	15
01 : 36 : 24.3	-18 : 11 : 52	4.3	0.6	27	12 : 57 : 43.8	+47 : 23 : 18	5.7	0.4	32
01 : 40 : 14.9	+01 : 27 : 33	3.3	0.6	17	12 : 56 : 53.6	+47 : 27 : 19	2.2	0.4	17
01 : 39 : 37.3	+01 : 18 : 53	9.6	1.0	47	12 : 56 : 39.5	+47 : 15 : 24	2.1	0.4	21
01 : 44 : 29.0	+02 : 12 : 40	6.7	1.3	30	13 : 11 : 12.1	+32 : 29 : 00	37.2	2.4	30
02 : 06 : 23.8	+15 : 11 : 15	10.5	0.9	61	13 : 11 : 29.6	-05 : 51 : 28	10.9	1.1	36
02 : 10 : 25.0	-39 : 29 : 40	6.7	0.2	43	13 : 35 : 12.7	+37 : 48 : 51	4.0	0.4	4
02 : 10 : 12.9	-39 : 32 : 45	3.3	0.8	24	13 : 35 : 01.3	+37 : 49 : 56	1.6	0.3	16
02 : 28 : 13.0	-10 : 05 : 38	10.2	1.9	19	13 : 34 : 41.5	+37 : 59 : 56	2.4	0.3	26
02 : 37 : 39.9	-52 : 23 : 00	5.3	0.7	21	13 : 37 : 50.1	+26 : 38 : 43	9.4	1.2	27
02 : 36 : 04.4	-52 : 24 : 47	56.4	0.6	67	13 : 37 : 51.4	+38 : 53 : 38	17.1	2.2	31
03 : 37 : 44.9	-25 : 22 : 20	6.6	0.5	20	13 : 40 : 50.0	+39 : 55 : 55	47.1	1.1	11
04 : 06 : 43.5	-71 : 16 : 25	21.2	2.0	31	13 : 40 : 50.1	+39 : 58 : 11	236.9	6.6	23
04 : 39 : 56.1	-43 : 19 : 40	6.8	1.0	45	13 : 40 : 53.7	+39 : 57 : 30	454.7	7.2	17
05 : 06 : 01.8	-28 : 40 : 49	7.8	1.4	15	13 : 40 : 32.8	+40 : 17 : 54	13.8	1.7	22
05 : 05 : 57.6	-28 : 25 : 59	12.8	1.2	66	13 : 40 : 33.8	+40 : 17 : 54	10.9	1.9	24
05 : 05 : 50.4	-28 : 35 : 09	10.6	1.1	60	13 : 42 : 49.3	+40 : 28 : 13	7.6	1.1	22
05 : 28 : 40.4	-32 : 51 : 42	14.5	1.0	27	13 : 43 : 25.4	+40 : 52 : 58	12.7	1.7	46
08 : 19 : 22.2	+70 : 54 : 56	10.4	0.9	38	13 : 43 : 25.1	+40 : 53 : 03	10.8	1.6	19
08 : 41 : 06.7	+64 : 22 : 19	21.4	1.3	35	13 : 43 : 36.1	+55 : 49 : 13	8.1	0.3	46
08 : 41 : 43.3	+70 : 46 : 49	4.0	1.2	16	13 : 43 : 28.0	+55 : 46 : 43	1.7	0.6	18
08 : 49 : 08.8	+37 : 31 : 01	9.1	1.3	37	14 : 07 : 40.5	+34 : 15 : 08	3.8	0.6	20
08 : 48 : 56.5	+44 : 52 : 09	2.9	0.5	17	14 : 06 : 54.2	+28 : 34 : 15	18.1	1.3	27
08 : 48 : 47.5	+44 : 56 : 19	3.0	0.3	31	14 : 06 : 15.5	+28 : 30 : 50	7.3	0.8	17
09 : 10 : 37.2	+42 : 48 : 19	4.6	0.7	52	14 : 15 : 35.9	+19 : 06 : 14	12.8	1.2	36
09 : 37 : 09.1	+61 : 16 : 55	10.4	1.3	17	14 : 15 : 15.0	+11 : 19 : 22	3.3	1.0	19
09 : 43 : 45.3	+16 : 44 : 42	98.9	1.8	21	14 : 19 : 51.5	+06 : 34 : 13	12.6	0.9	27
09 : 43 : 30.7	+16 : 39 : 47	6.0	1.4	28	14 : 19 : 22.6	+06 : 38 : 33	7.2	1.2	31
10 : 02 : 39.7	-08 : 08 : 46	6.7	0.9	34	15 : 04 : 14.2	+10 : 20 : 49	1.2	1.2	27
10 : 04 : 54.4	+05 : 04 : 07	13.0	1.4	39	15 : 03 : 44.1	+10 : 21 : 44	2.0	0.8	11
10 : 11 : 04.0	+53 : 39 : 34	5.8	0.6	21	15 : 17 : 56.0	+31 : 27 : 50	5.3	0.6	41
10 : 11 : 19.8	+54 : 50 : 44	11.5	1.2	57	15 : 24 : 39.6	+09 : 57 : 32	22.5	1.9	25
10 : 10 : 51.2	+54 : 37 : 55	7.5	1.0	49	16 : 05 : 31.9	+25 : 53 : 46	17.5	0.6	21
10 : 56 : 13.9	+49 : 33 : 23	25.9	1.1	13	16 : 06 : 44.3	+23 : 29 : 11	8.0	1.2	33
11 : 00 : 17.8	-14 : 03 : 13	30.1	2.0	15	17 : 01 : 22.2	+64 : 14 : 16	36.7	2.1	18
11 : 17 : 30.4	+07 : 46 : 37	2.2	0.3	16	17 : 00 : 42.4	+64 : 13 : 00	30.5	1.6	24
11 : 19 : 35.0	+21 : 22 : 27	8.9	0.7	20	21 : 14 : 19.6	-68 : 00 : 59	21.6	1.2	24
11 : 19 : 25.6	+21 : 06 : 42	7.0	0.5	59	21 : 46 : 04.8	+04 : 23 : 18	8.8	0.9	24
12 : 04 : 22.7	-03 : 50 : 54	7.6	0.6	33	22 : 23 : 49.3	-02 : 06 : 07	21.3	1.8	10
12 : 18 : 29.0	+30 : 11 : 42	6.1	1.0	32	22 : 58 : 08.0	+20 : 55 : 12	29.3	2.2	25
12 : 18 : 06.2	+29 : 58 : 17	8.5	0.6	17	23 : 28 : 50.5	+14 : 53 : 05	4.7	0.9	26
12 : 18 : 33.0	+30 : 14 : 54	5.5	1.0	28					

10.2 Зависимость поток — видимый угловой радиус и эволюция скоплений

Целью этого раздела является установление ограничений на эволюцию параметров горячего газа скоплений, таких как рентгеновская светимость и рентгеновский

радиус (т.е. радиус «ядра», занимаемого горячим газом). В настоящее время мы не имеем достаточного количества оптических идентификаций и непосредственных измерений красного смещения детектированных скоплений. Идея метода поэтому состоит в сравнении измеренного соотношения поток — видимый угловой размер с ожидаемым для различных моделей эволюции рентгеновских свойств скоплений. Например, допустим, что рентгеновский радиус скоплений не меняется с красным смещением. Тогда видимый угловой размер является однозначной мерой красного смещения скопления, и поэтому зависимость поток — видимый угловой радиус дает представление об эволюции светимости скоплений в прошлом.

Следует обсудить, насколько такой метод исследования эволюции является «неполным» или «косвенным»: казалось бы, что прямой метод состоит в получении измерений красных смещений скоплений и последующем исследовании их свойств в нескольких диапазонах z . Однако, при получении выборки скоплений на больших z существенную роль играют селекционные эффекты. Проиллюстрируем их двумя примерами. Допустим, рентгеновский радиус скоплений на больших красных смещениях такой же, как и в настоящее время. Тогда видимый угловой диаметр практически одинаков для скоплений на $z = 0.5$ и $z = 1$, в то время как принимаемый поток излучения падает почти на порядок величины (см. таблицу 10.1). Поэтому скопления на $z = 1$ будут характеризоваться очень низкой поверхностной яркостью, и, как следствие, их будет трудно детектировать. Следовательно, мы будем детектировать лишь скопления, которые при данной светимости обладают экстремально низкими значениями рентгеновского радиуса, что увеличивает их поверхностную яркость, и, таким образом, вынуждены будем сделать ошибочный вывод об уменьшении рентгеновского радиуса скоплений на больших z . Если напротив, радиус скоплений уменьшается на больших z очень быстро, то мы будем детектировать далекие скопления как точечные источники (т.е. будем неспособны детектировать протяженность рентгеновского излучения). Поэтому в нашем методе мы будем детектировать лишь экстремально широкие скопления на больших z , и, следовательно, «замедлим» темпы эволюции рентгеновского радиуса.

Полностью учесть селекционные эффекты можно лишь на основании тщательных моделирований процесса детектирования и измерения параметров, похожих на те, которые описаны ниже. Таким образом, измерение красных смещений не делает наш метод исследования ненужным; красное смещение будет являться лишь дополнительным измеряемым параметром, позволяющим различить различные модели эволюции скоплений.

10.2.1 Моделирования скоплений

Как уже говорилось выше, наш метод постановки ограничений на модели эволюции рентгеновских параметров скоплений состоит в моделировании большого числа скоплений, помещении их на моделированные рентгеновские изображения, содержащие точечные источники, прогонки моделированных данных через алгоритм детектирования и измерения параметров скоплений, использованный при обработке реальных данных и, наконец, сравнения получившегося распределения видимый угловой размер — поток с измеренным в реальных данных. Мы будем исследовать семейство степенных моделей эволюции скоплений, когда все измеряемые величины скалируются как степени $(1+z)$: плотность скоплений в сопутствующих координатах меняется как $n(z) = n^0 (1+z)^{p_N}$, физический рентгеновский радиус скоплений как $r_x = r_x^0 (1+z)^{p_A}$, а рентгеновская светимость как $L_x = L_x^0 (1+z)^{p_L}$.

Первая из величин, которую необходимо разыграть — это красное смещение, на

котором наблюдается скопление. В случае степенной зависимости сопутствующей плотности скоплений от $(1+z)$ соответствующая плотность вероятности дается формулой:

$$P(z) = n_0 (1+z)^{pN} \frac{dN}{dz}, \quad (10.2)$$

где dN/dz — число источников на единичный интервал красных смещений без эволюции плотности (формула А.9).

Затем необходимо разыграть светимость скопления на заданном красном смещении. Это достигается розыгрышем величины из локальной функции светимости скоплений и последующим скалированием ее на множитель $(1+z)^{pL}$. Эмпирически измеренные функции светимости принято описывать функцией Шехтера: $dN/dL = A(L/L_*)^{-\alpha} \exp(-L/L_*)$. К сожалению, существующие измерения функции светимости скоплений нельзя назвать полностью удовлетворительными: каталоги скоплений, составленные на основе чисто рентгеновских критериев отбора обычно содержат очень мало скоплений с большой светимостью для надежного определения функции светимости для $L_x \geq 5 \times 10^{44}$ эрг с^{-1} , в то время как измерения, основанные на использовании оптических каталогов (например, Abell 1958), характеризуются большой неполнотой в области скоплений с низкой светимостью (такие скопления обычно являются бедными, а известно, что каталог Абеля неполон для $R = 0$ скоплений и совсем не содержит групп, которые могут обладать рентгеновской светимостью, сравнимой со светимостью небогатых скоплений). Ситуация иллюстрируется рисунком 10.2: рентгеновские измерения, основанные на подборке скоплений из оптических каталогов (например, измерения Burg et al. 1994 и Ebeling et al. 1995, основанные на различных выборках из каталога Абеля) недооценивают число скоплений с малой светимостью. Например, продолжение этих зависимостей до $L_x \sim 10^{42} - 10^{43}$ эрг с^{-1} лежит намного ниже недавно измеренной функции светимости групп (Henry et al. 1995). Рентгеновские измерения (Henry et al. 1992) дают правильное число скоплений в области малых светимостей (например, продолжение толстой серой линии на рисунке 10.2 практически точно описывает функцию светимости групп). Вместе с тем, измерения Burg et al. (1994) и Ebeling et al. (1995) обладают достаточной статистикой в области больших светимостей для того, чтобы было возможно измерить положение экспоненциального завала функции Шехтера, в то время как статистика чисто рентгеновской выборки для этого недостаточна. Из-за неясности ситуации с функцией светимостью мы провели моделирование с тремя моделями функции светимости: 1) “Burg” — фит Шехтера к измерениям Burg et al. (1994), 2) “Henry” — степенной фит к измерениям Henry et al. (1992) и 3) “Burg-Henry” — функция Шехтера с параметрами $A = 1.85 \times 10^{-6}$ Мпк^{-3} $(10^{44} \text{ эрг/с})^{-1}$, $L_* = 5.1 \times 10^{44}$ эрг/с и $\alpha = 2.0$, которая правильно описывает число скоплений как с низкой, так и с высокой светимостью (толстая сплошная линия на рисунке 10.2).

Наконец, надо разыграть физический радиус скоплений. Для близких скоплений рентгеновский радиус практически не коррелирует со светимостью. Таким образом, можно полагать, что селекционные эффекты, присутствующие в доступных подборках скоплений не искажают распределения радиусов. Для генерации «современного» радиуса скоплений использовалось распределение, полученное по измерениям параметров скоплений, выполненных Jones & Forman (1992). Из подборки 368 измерений выбиралось случайное значение радиуса, которое затем дополнительно разбрасывалось в соответствии с Гауссовым распределением со стандартным отклонением, равным 0.35 среднего значения (что примерно соответствует ошибкам измерений), и, наконец, скалировалось к соответствующему красному смещению на множитель $(1+z)^{pA}$. Забегая вперед, скажем, что измерения

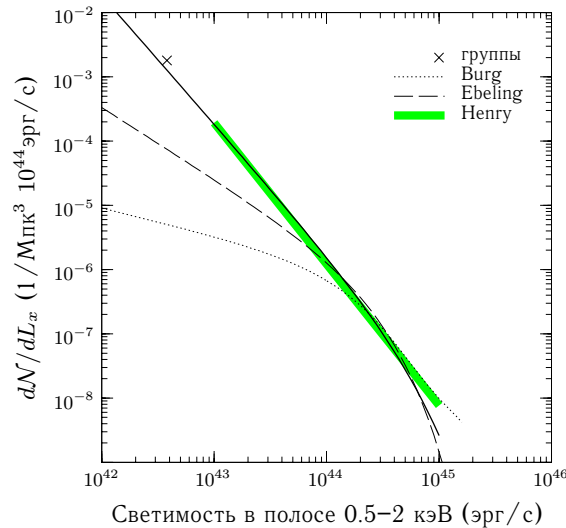


Рисунок 10.2: Различные измерения рентгеновской функции светимости скоплений и групп галактик. Оптические каталоги недооценивают функцию светимости в области малых светимостей (“Burg” и “Ebeling”), но в то же время обладают достаточной статистикой в области высоких светимостей для того, чтобы определить параметры экспоненциального завала функции Шехтера. Измерения по чисто рентгеновскому каталогу, обладают недостаточной статистикой в области высоких светимостей, так что функция светимости совместима в пределах ошибок со степенным законом (фит показан толстой серой линией — кривая “Henry”). Однако, рентгеновские каталоги правильно воспроизводят число скоплений с низкой светимостью: например, фит Henry et al. 1992 описывает недавние измерения функции светимости групп. Толстая сплошная линия показывает комбинированную функцию Шехтера, которая правильно описывает число скоплений как с низкой, так и с высокой светимостью, которая и была использована в моделированиях.

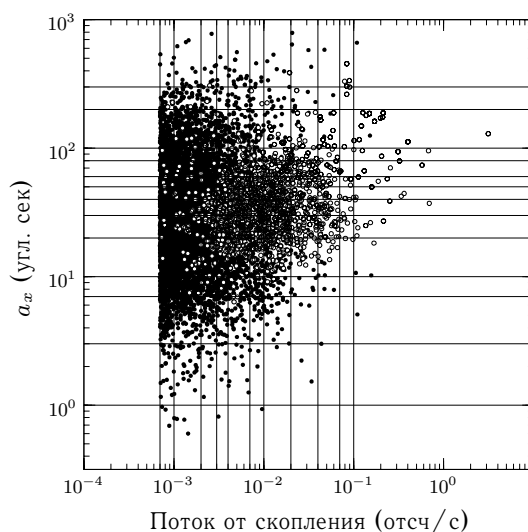
Jones & Forman исключают влияние течения охлаждения, которое встречается в $\sim 20 - 30\%$ скоплений, и таким образом, современные радиусы скоплений слегка переоценены, что лишь усиливает вывод о постоянстве параметров скоплений, сделанный ниже.

После разыгрывания параметров скопления его наблюдаемые характеристики (поток, видимый угловой размер) определялись для заданной космологической модели с помощью формул из приложения А. Затем, изображение скопления помещалось на моделированное изображение, содержащее точечные источники, смоделированные аналогично процедуре, описанной в разделе 6.2. Моделированные данные обрабатывались идентично реальным. Моделирования проводились для нескольких моделей функции светимости скоплений (описанных выше в этом разделе) и нескольких моделей функции корреляции точечных источников («сильная» корреляция, равная измеренной в главе 6, «умеренная», при которой лишь половина точечных источников скоррелирована, а половина — нет, и, наконец «нулевая», при которой все точечные источники нескоррелированы).

Калибровка «отклика» процесса измерений

Обработка одного ряда моделированных наблюдений, эквивалентного реальным данным, требует очень больших затрат компьютерного времени. Достаточно ска-

Рисунок 10.3: Заложенные в моделирования скопления. Те из них, которые были детектированы, отмечены открытыми кружками. Вертикальные и горизонтальные линии показывают сетку, на которой были определены такие характеристики как вероятность детектирования и отклонение измеренных параметров от истинных (см. текст).



зять, что при одном прогоне обрабатывается 250 наблюдений, детектируются и измеряются параметры более 6000 тысяч точечных источников и от 100 до 200 скоплений. Полностью процедура занимает от 10 до 20 часов на компьютере класса Sparc 20. Очевидно, что просчитать большое количество моделей не представляется возможным. С другой стороны, с точки зрения обработки данных различные модели эволюции скоплений отличаются лишь относительным содержанием ярких и слабых объектов, источников с большим и малым угловым размером и т.д. Поэтому можно откалибровать «отклик» метода детектирования и измерения параметров на скопление с заданными характеристиками, т.е. определить вероятность детектирования и разброс измеренных характеристик скоплений относительно вводимых, и затем разыгрывать измерения в соответствии с этим откликом. С этой целью через полный процесс детектирования было «прогнано» лишь ограниченное число моделей эволюции, которые дали достаточное число объектов, необходимое для калибровки отклика метода. Рассмотрим подробно скопления в изображениях, содержащих сильно коррелированные точечные источники (для умеренной и нулевой корреляции подход аналогичен). Заложенные параметры скоплений — рентгеновский радиус и интенсивность показаны на рисунке 10.3. Те из скоплений, которые были детектированы, показаны открытыми кружками. Для детектированных скоплений относительные отклонения измеренных параметров от действительных показаны на рисунке 10.4. В целом, среднеквадратичные отклонения составляют 20–30%, но в области малых потоков есть существенные искажения, вызванные, вероятно, причинами, схожими со смещенностью оценки интенсивности точечных источников, рассмотренной в главе 3

В узлах сетки, показанной вертикальными и горизонтальными линиями на рисунке 10.3, были определены вероятности детектирования скоплений и зафиксированы относительные отклонения измеренных величин от заложенных. С использованием этой информации процесс разыгрывания «измеренных» параметров скоплений проводится следующим образом: 1) разыгрывается поток и видимый угловой радиус скопления (как описано выше), и определяется, в какой узел сетки оно попадает, 2) скопление «детектируется» с вероятностью, измеренной в этом узле, 3) если оно «детектируется», относительные отклонения измеренного потока и углового радиуса берутся равными действительно полученным для некоторого случайно выбранного скопления из этого узла.

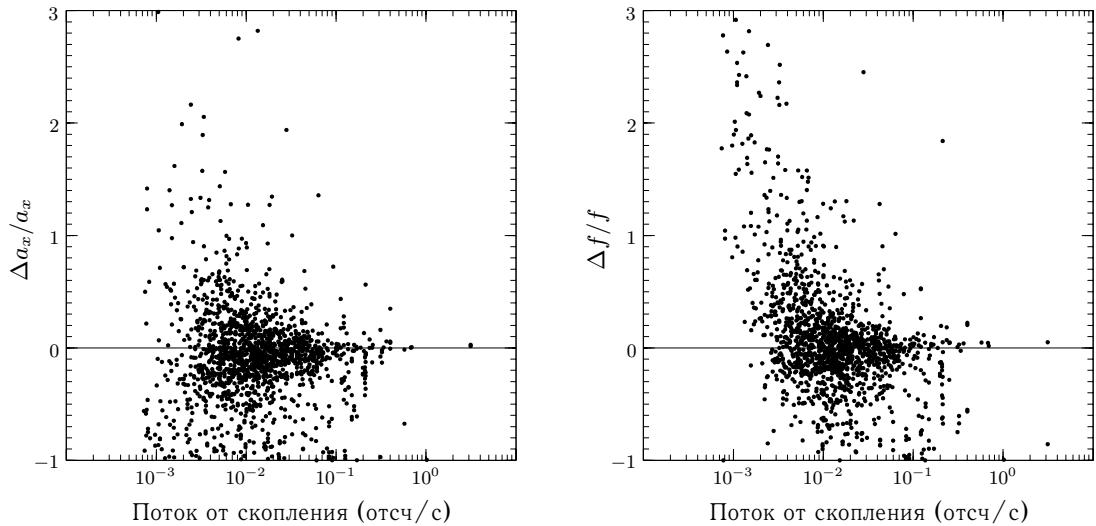


Рисунок 10.4: Относительные отклонения измеренных параметров детектированных скоплений от заложенных величин радиуса (слева) и потока (справа).

Для полноты картины следует разыграть ложные «скопления», которые детектированы случайно, т.е. не были заложены в моделирования. В зависимости от степени коррелированности точечных источников в 250 наблюдениях детектируется от ~ 5 до ~ 25 ложных скоплений (соответственно для минимальной и максимальной корреляции). В полных моделированиях были записаны параметры примерно 600 таких ложных скоплений, и соответствующая фракция из них добавлялась к каждому набору моделированных наблюдений.

Сравнение результатов моделирований, выполненных таким упрощенным образом с полными моделированиями всего ряда наблюдений показало их прекрасное согласие, и поэтому мы будем «наблюдать» различные модели эволюции скоплений с помощью именно этой упрощенной процедуры, требующей значительно меньших затрат компьютерного времени.

10.2.2 Эволюция рентгеновских свойств скоплений: результаты

«Мощность» метода в различении между различными моделями эволюции скоплений иллюстрируется рисунком 10.5, на котором схематически показаны распределения скоплений в координатах поток — видимый угловой размер для моделей с $L_x(z) = \text{const}$, $n(z) = \text{const}$ и различной зависимостью a_x от z (контуры) и для данных (полутона).

Видно, что модели с изменяющимся радиусом могут быть легко отвергнуты.

В моделированиях было разыграно большое число скоплений для каждой модели, которые дали возможность с достаточной точностью определить ожидаемое распределение точек в координатах поток — видимый угловой размер и затем сравнить ожидаемые и полученные распределения с помощью функции правдоподобия

$$P = -2L = -2 \sum [\log(p_i) - p_i], \quad (10.3)$$

(сумма по всем детектированным в реальных данных скоплениям, а p_i — плот-

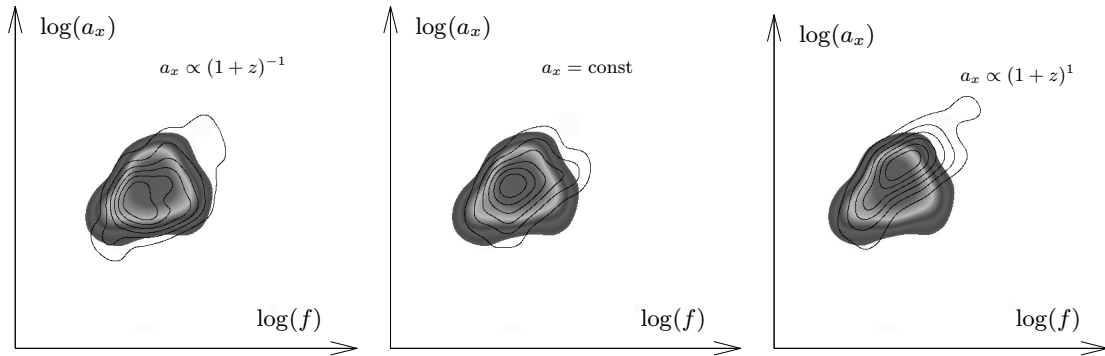


Рисунок 10.5: Сравнение распределений скоплений в координатах поток — видимый угловой размер для данных (полутона) и нескольких моделей эволюции (контуры). Из рисунка видно, что для модель с $a_x = \text{const}$ является приемлемой, в то время как модели с $a_x \propto (1+z)^{-1}$ или $a_x \propto (1+z)^1$ — нет.

ность вероятности в данной точке, полученная в моделированиях) изменение которой соответствует изменению статистики χ^2 . Модели были промоделированы на следующей сетке параметров: степень коррелированности точечных источников (она влияет на число ложных скоплений) 1) высокая, 2) средняя и 3) нулевая; функция светимости скоплений 1) фит Шехтера к измерениям Burg et al. (1994), 2) степенной фит к данным Непгу et al. (1992) и 3) комбинированная модель, показанная толстой сплошной линией на рисунке 10.2; закон эволюции сопутствующей плотности скоплений $n \propto (1+z)^{p_N}$ с $p_N = 0, 2, 3, 6$. Для каждого набора этих параметров была сгенерирована сетка на плоскости эволюция светимости — эволюция радиуса [представленной степенными показателями p_L и p_A в зависимостях $L \propto (1+z)^{p_L}$ и $a_x \propto (1+z)^{p_A}$], с помощью которой получают ограничения на эволюцию светимости и радиуса скоплений при заданной модели эволюции плотности и современной функции светимости.

Результаты моделирований для $\Omega = 1, \Lambda = 0$ Вселенной показаны на рисунках 10.6–10.8.

Из этих рисунков видно, что вывод об эволюции светимости зависит от предположения о законе эволюции сопутствующей плотности скоплений и модели современной функции светимости. Например, для функций светимости “Burg” и “Непгу”, переоценивающих относительное или абсолютное число скоплений с большой светимостью, требуется отрицательная эволюция светимости, в то время как для «правильной» модели — нет (рис. 10.8). Модели с быстрым ростом сопутствующей плотности скоплений усиливают требования на отрицательную эволюцию скоплений: для $n = \text{const}$ функция светимости “Burg” требует лишь достаточно медленного изменения светимости $L \propto (1+z)^{-1}$, в то время как для, например, $n \propto (1+z)^3$ требуется быстрая отрицательная эволюция $L \propto (1+z)^{-3}$, приводящая к тому, что скопления на $z \simeq 1$ должны быть на порядок величины менее светимыми, чем сегодня.

Однако, ограничения на эволюцию рентгеновского радиуса скоплений очень стабильны: практически вне зависимости от прочих условий получается, что радиус скоплений должен оставаться примерно постоянным, и во всяком случае, не должен уменьшаться быстрее чем $(1+z)^{-0.5 \div -1}$. Такой вывод основан на том, что мы наблюдаем слишком мало скоплений с малым угловым размером в области умеренных и малых потоков; он является достаточно консервативным с точки зрения учета влияния возможных селекционных эффектов. Во-первых, мы не учли

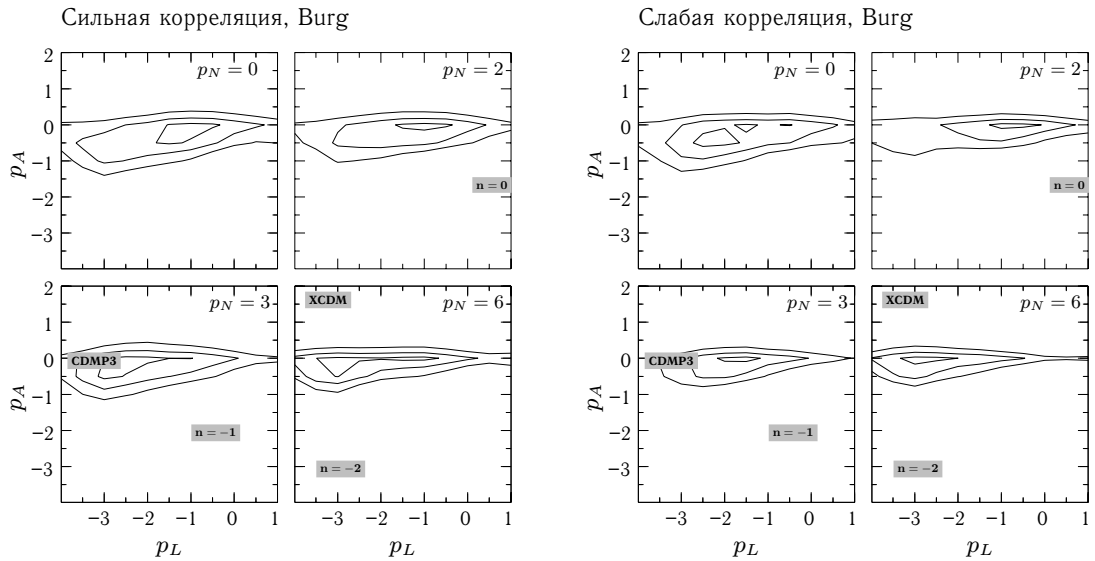


Рисунок 10.6: Ограничения на эволюцию светимости скоплений ($L \propto (1+z)^{p_L}$) и радиуса ($a_x \propto (1+z)^{p_A}$) для четырех законов эволюции сопутствующей плотности ($n \propto (1+z)^{p_N}$, $p_N = 0, 2, 3, 6$). Контуры соответствуют 68%, 90% и 99% доверительным интервалам. В качестве модели современной функции светимости использован фит Шехтера к данным Burg et al. (1994). Точечные источники сильно скоррелированы для левой группы панелей и нескоррелированы для правой группы. На рисунки нанесены точки, соответствующие нескольким известным моделям эволюции в $\Omega = 1$ Вселенной: автомодельные решения Kaiser (1986) для значений индекса спектра возмущений $n = 0, -1, -2$, а также две модификации автомодельных решений, предложенные Evrard & Henry (1991) для описания свойств скоплений из Обзора средней чувствительности обсерватории им. Эйнштейна (**CDMP3** и **XCDM**).

того факта, что в ряде скоплений присутствует т.н. течение охлаждения, проявляющееся как значительное повышение яркости в центре скопления, что приводит к уменьшению характерного радиуса. Учет течений охлаждения приведет к смещению современного распределения радиусов в сторону более компактных скоплений, дефицит которых мы и наблюдаем. Во-вторых, в моделировании мы считали, что нет никакой корреляции между радиусом скопления и его светимостью. Наблюдательные данные говорят о том, что, действительно, такая корреляция очень слаба, а если она и присутствует, то скопления с малой светимостью имеют меньший размер. Таким образом, в моделировании радиус скоплений со слабым потоком переоценен, что ослабляет наблюдаемый дефицит.

Наконец, можно оценить, к какому красному смещению в основном относится утверждение об отсутствии какого-либо значительного изменения рентгеновских радиусов. Несмотря на то, что различные модели функции светимости и различные показатели эволюции плотности p_N , светимостей p_L и радиусов p_A дают сильно различающиеся распределения скоплений по красным смещениям, эти распределения очень похожи при тех значениях p_L и p_A , которые соответствуют центрам допустимых областей на рисунках 10.6-10.8. Логарифмическая зависимость $dN/d \log z$ проявляет для этих параметров широкий максимум между $z = 0.5$ и $z = 0.8$. Таким образом, мы можем утверждать, что радиус скоплений не эволюционирует до этих красных смещений, а начиная с $z = 0.8 - 1$ может иметь место быстрое уменьшение радиусов.

На рисунках 10.6–10.8 показаны точки, соответствующие автомодельной эволю-

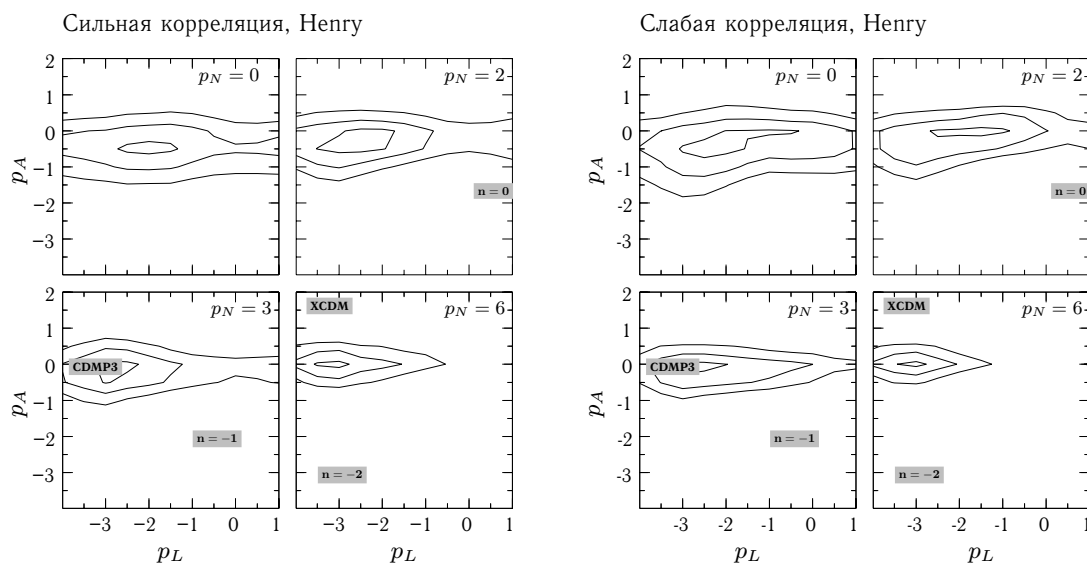


Рисунок 10.7: То же, что на рисунке 10.6, но в качестве модели современной функции светимости использован степенной фит к данным Henry (1992).

ции скоплений в $\Omega = 1$ Вселенной (Kaiser 1986). Видно, что все эти модели могут быть отвергнуты в основном из-за того, что они предсказывают быстрое уменьшение радиуса скоплений. Кратко резюмируя, скажем, что автомодельная эволюция для других космологических моделей (см. Приложение В) также предсказывает одновременное уменьшение мягкой рентгеновской светимости и рентгеновского радиуса скоплений.

Несоответствие автомодельных решений результатам наблюдений скоплений было подмечено уже сравнительно давно (см., например, Kaiser 1991 или Evrard & Henry 1991). Как видно из рисунков 10.6–10.8 положение не спасается, вообще говоря, изменением предполагаемого спектра возмущений на масштабе скоплений. Из формул приложения В следует, что автомодельные решения для открытых космологических моделей (как с космологической постоянной, так и без нее) также не соответствуют измерениям, если только средняя плотность вещества во Вселенной не слишком мала ($\Omega \gtrsim 0.2$).

Для согласования теоретических моделей образования структуры Вселенной и рентгеновских наблюдений скоплений было предложено несколько модификаций автомодельных решений для рентгеновских свойств скоплений. Среди них можно упомянуть работу Evrard & Henry (1991), которые постулировали более сложные соотношения между рентгеновской светимостью и массой/радиусом скопления, чем «очевидное» $L_x \propto M\rho T^{1/2}$. Две из их эмпирических моделей хорошо описывали форму и эволюцию функции светимости скоплений, измеренных в то время, а одна из них — CDMP3, показанная на рисунках 10.6–10.8, может быть удовлетворительно согласована с нашими измерениями. Достаточно «физическую» модификацию автомодельных решений предложил Kaiser (1991). В его модели межгалактический газ должен был быть достаточно сильно нагрет (например, в процессе образования первого поколения звезд или галактик) в сравнительно раннюю эпоху, так что его температура не является пренебрежимо малой по сравнению с гравитационным потенциалом небольших скоплений на больших красных смещениях. Оказалось, что эта модель по своим численным параметрам практически совпадает с CDMP3, и также предсказывает отсутствие значительной эволюции

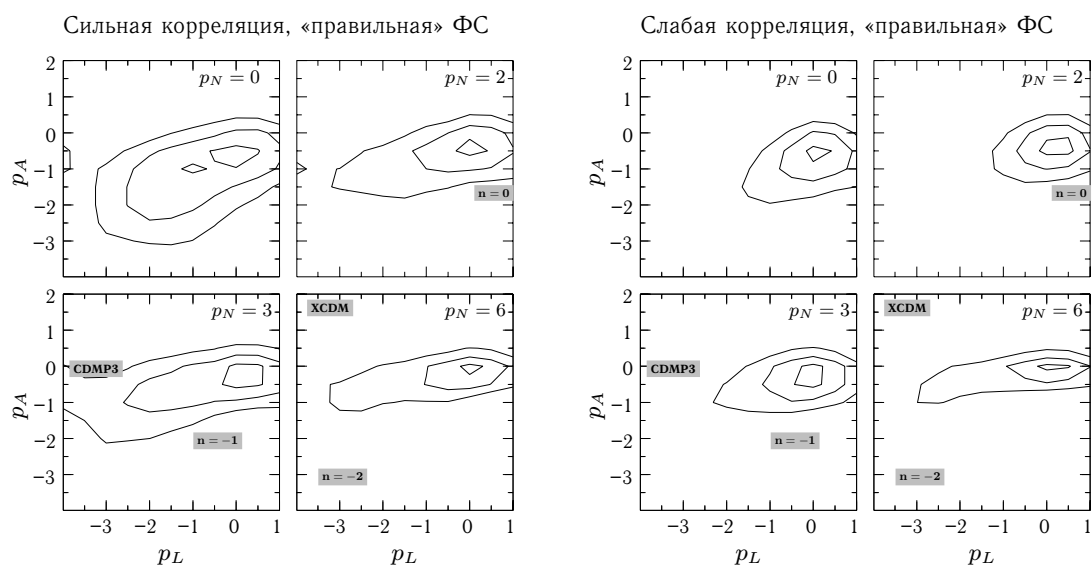


Рисунок 10.8: То же, что на рисунке 10.6, но в качестве модели современной функции светимости использована «правильная» модель, хорошо описывающая скопления как с низкой, так и с высокой светимостью (см. рисунок 10.2).

рентгеновского радиуса скоплений. Модели Kaiser (1991) и CDPM3 предсказывают различие в пространственном распределении газа и скрытой материи: газ должен иметь более широкое распределение, чем масса. Это и наблюдается для большинства современных скоплений (David, Jones & Forman 1995). Если это различие обусловлено поднагревом газа непосредственно в скоплениях (например, за счет вспышек Сверхновых), то оно должно уменьшаться в прошлом. Если же верна модель Kaiser (1991), то радиус характерного распределения массы должен уменьшаться на больших красных смещениях так же как и в автотомельном решении ($\propto (1+z)^{-2}$), в то время как радиус распределения газа должен быть примерно постоянен. Таким образом, скопления на больших красных смещениях должны быть компактны с точки зрения распределения материи (напр., галактик), но широки с точки зрения распределения газа. В принципе, эту гипотезу можно будет проверить, когда станут доступны высокочувствительные оптические наблюдения наших рентгеновских скоплений.

10.3 Будущие исследования

Мы начали программу оптической идентификации скоплений и измерения красных смещений детектированных скоплений. Пример одной из идентификаций показан на рисунке 10.9. Всего к настоящему моменту получены CCD-изображения 26 кандидатных скоплений; успех идентификаций составляет $\sim 75 - 80\%$, близко к тому, что можно ожидать при сильной корреляции точечных источников.

Как уже отмечалось выше, красные смещения являются дополнительным (и, наверное, самым важным!) параметром для сравнения результатов наших измерений с теоретическими моделями. Также становится очевидным, что простейшие теоретические модели *слишком просты*, чтобы описать эволюцию рентгеновских свойств скоплений. Например, усложнение тепловой истории горячего газа делает модели существенно более совместимыми с измерениями. Наиболее точным

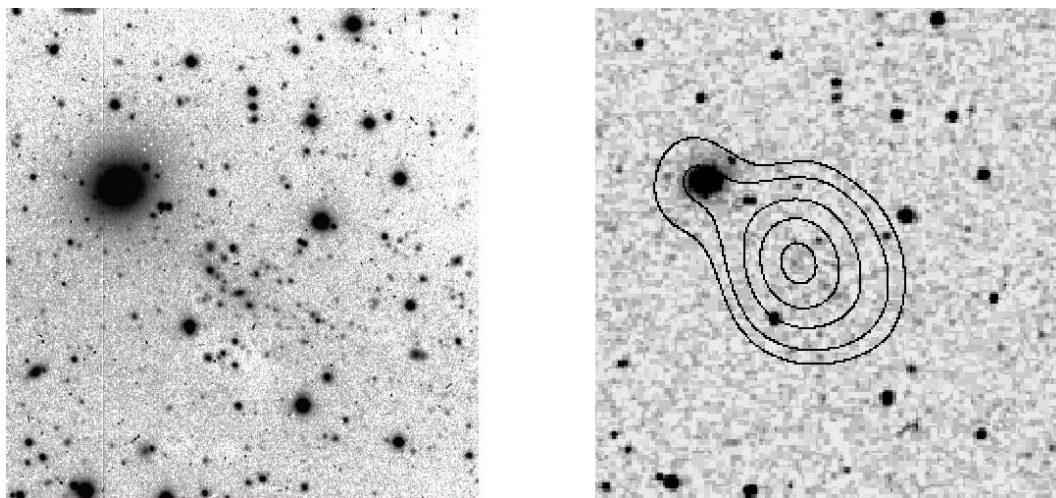


Рисунок 10.9: Оптическая фотография одного из кандидатных скоплений, полученная с помощью ПЗС матрицы и 48" телескопа (*слева*) и изображение того же участка неба на Паломарском обзоре (*справа*), где также показаны рентгеновские контуры. Галактики скопления имеют очень большую зв. величину в фильтре R: $> 22^{\text{mag}}$ и не видны на Паломарском снимке.

способом учета сложных тепловых эффектов является численное моделирование процесса образования скоплений. В последние несколько лет в мире совершен значительный прогресс в этом направлении (см. напр. Cen & Ostriker 1994). Сравнение наших измерений с результатами различных моделирований будет следующим направлением дальнейшей работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ К ЧАСТИ IV

- Abell, G.O. 1958, ApJS, 3, 211.
 Ashman, K., Bird, C., & Zepf, S. 1994, AJ, 108, 2348.
 Barrow, J. & Saich, P. 1993, MNRAS, 262, 717.
 Blumenthal, G.R., Faber, S.M., Primack, J.R., & Rees, M.J. 1984, Nature, 311, 517.
 Bolte, M., & Hogan, C. 1995, Nature, 376, 399
 Burg, R., Giacconi, R., Forman, W., & Jones, C. 1994, ApJ, 422, 37.
 Carroll, S.M., Press, W.H., & Turner, E.L. 1992, Ann. Rev. Astron. Astrop., 30, 499.
 Cen, R. & Ostriker, J.P. 1994, ApJ, 429, 4.
 David, L.P., Jones, C. & Forman, W. 1995, ApJ, 445, 578.
 Ebeling, H., Böringer, H., Briel, U.G., Voges, W., Edge, A.C., Fabian, A.C., Allen, S.W. & Huchra, J.P. 1995, preprint.
 Evrard, A.E., & Henry, J.P. 1991, ApJ, 383, 95.
 Fabian A.C., Thomas, P.A., Fall, S. M., & White, R. E. 1986, 221, 1049.
 Forman, W., Jones, C., & Tucker, W 1985, ApJ, 293, 102.
 Freedman, W.L. et al. 1994, Nature, 371, 757
 Grebenev, S., Forman, W., Jones, C. & Murray, S.,
 Hamuy, M. et al. 1995, AJ, 109, 1
 Henry, J.P., Gioia, I.M., Maccacaro, T., Morris, S.L., Stocke, J.T., & Wolter, A. 1992, ApJ, 386, 408.
 Henry, J.P. et al. 1995, ApJ, 449, 422.
 Jones, C., & Forman, W. 1984, ApJ, 276, 38.
 Kaiser, N. 1986, MNRAS, 222, 323.
 Kaiser, N. 1991, ApJ, 383, 104.
 Merritt, D. 1985, ApJ, 289, 18.
 Ostriker, J.P. & Steinhardt, P. 1995, Nature, 377, 600
 Press, W.H., & Schechter, P. 1974, ApJ, 187, 425.
 Riess, A.G., Press, W.H., & Kirshner, R.P. 1995, ApJ, 438, L17.
 Sarazin, C. L. 1986, Reviews of Modern Physics, 58, 1.
 Shensa, M.J. 1992, Proc. IEEE Transactions on Signal Processing, 40, 2464.
 Slezak, E., Bijaoui, A., & Mars, G. 1990, A&A, 227, 301.
 Smoot, G.F. et al. 1992, ApJ, L1.
 van Dalen, A., & Schaefer, R. 1992, ApJ, 398, 33
 Viana, P., & Liddle, A.R. 1995, preprint.
 Vikhlinin, A., Forman, W., & Jones, C. 1994, ApJ, 435, 162.
 Vilenkin, A. 1985, Phys.Rep., 121, 261
 White, S.D.M., & Rees, M.J. 1978, MNRAS, 183, 341
 White, S.D.M., Navarro, J.F., Evrard, A.E. & Frenk, C.S. 1993, Nature, 366, 429

А. Сводка космологических формул

Этот приложение не содержит никаких новых результатов, и является лишь компиляцией из литературы необходимых космологических формул, большинство из которых взяты из замечательных монографий Я.Б. Зельдовича и И.Д. Новикова, а также Р.Д.Е. Peebls.

Космологические уравнения, определяющие фактор расширения, в случае, когда плотность вещества во Вселенной доминирована нерелятивистской материей, записываются в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\ddot{a}}{a} &= H_0^2 \left[\Omega_\Lambda - \Omega(1+z)^3/2 \right], \\ \frac{\dot{a}}{a} &\equiv H_0 E(z) = H_0 \left[\Omega(1+z)^3 + \Omega_R(1+z)^2 + \Omega_\Lambda \right]^{1/2}.\end{aligned}\quad (\text{A.1})$$

Красное смещение есть $1+z = a_0/a(t)$, а относительный вклад плотности материи ρ_0 , радиуса кривизны пространства $a_0 R$ и космологической постоянной Λ в современное значение постоянной Хаббла равны

$$\Omega = \frac{8\pi G\rho_0}{3H_0^2}, \quad \Omega_R = \frac{1}{(H_0 a_0 R)^2}, \quad \Omega_\Lambda = \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad (\text{A.2})$$

причем они связаны соотношением $\Omega + \Omega_R + \Omega_\Lambda = 1$.

Угловое расстояние, т.е. отношение физического размера объекта к его видимому угловому размеру дается формулой

$$d_A(z_e) = H_0 a_0 R \sinh \left[\frac{1}{H_0 a_0 R} \int_0^{z_e} \frac{dz}{E(z)} \right] \quad (\text{A.3})$$

для случая открытой модели, а в случае замкнутой модели \sinh следует заменить на \sin . Если кривизна пространства пренебрежимо мала, то

$$d_A = \int_0^{z_e} \frac{dz}{E(z)}, \quad (\text{A.4})$$

а в случае $\Lambda = 0$ для углового расстояния получается аналитическая формула

$$d_A(z) = \frac{2 \left[2 - \Omega + \Omega z - (2 - \Omega)(1 + \Omega z)^{1/2} \right]}{\Omega^2(1+z)} \quad (\text{A.5})$$

Болометрическое расстояние, определяемое соотношением $f = L/4\pi d_L^2$, где L и f — соответственно светимость и поток во всем диапазоне частот, связано с угловым расстоянием соотношением

$$d_L(z) = (1+z)d_A(z) \quad (\text{A.6})$$

Спектральная плотность потока излучения, принимаемая в некотором частотном диапазоне, выражается через d_L :

$$f(\nu) = \frac{L(\nu a_0/a)a_0/a}{4\pi d_L^2(1+z)^2} \quad (\text{A.7})$$

Время, прошедшее от начала расширения до некоторого момента, «находящегося» на красном смещении z , определяется формулой

$$H_0 t(z) = H_0 \int_0^a \frac{da}{\dot{a}} = \int_z^\infty \frac{dz}{(1+z)E(z)} \quad (\text{A.8})$$

Наконец, зависимость числа объектов на единичный интервал красных смещений дается формулой:

$$\frac{dN}{dz} = n_0 H_0^{-3} F_n(z), \quad F_n(z) = \frac{[H_0 a_0 r(z)]^2}{E(z)}, \quad (\text{A.9})$$

где n_0 — плотность объектов в сопутствующих координатах (она постоянна, если нет эволюции плотности).

Предположим, что мы подразумеваем в качестве космологической модели плоскую Вселенную с $\Omega = 1, \Lambda = 0$, хотя, на самом деле значения Ω и Λ другие. Тогда мы будем наблюдать фиктивную эволюцию таких наблюдаемых параметров как линейный размер и сопутствующая плотность. Соответствующие результаты для открытой Вселенной с $\Omega = 0.2$ и $\Lambda = 0$ и плоской Вселенной с $\Omega = 0.2$ и $\Omega_\Lambda = 0.8$ представлены на рисунке А.1

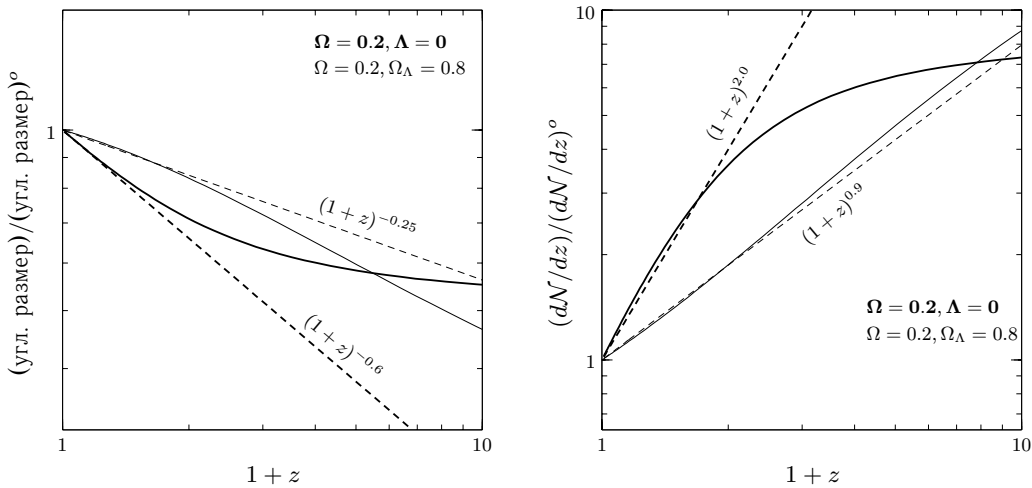


Рисунок А.1: Отношение видимого углового размера и числа источников на единичном интервале z для Вселенной с $\Omega = 0.2$ к соответствующим величинам для плоской Вселенной с $\Omega = 1$. Если при измерении параметров скоплений мы предполагаем $\Omega = 1$, то при $0 < z < 1$ мы будем «наблюдать» фиктивную эволюцию параметров, которую можно приближенно описать степенными законами (см. пунктирные линии).

В. Автомоделная эволюция скоплений

В качестве модели эволюции скоплений часто рассматривается т.н. автомоделная эволюция, соответствующая усилению степенного спектра начальных возмущений (Press & Schechter 1974, White & Rees 1978, Kaiser 1986). В плоской Вселенной с $\Omega = 1$ не существует никакого выделенного масштаба времени, поэтому степенной спектр возмущений (в котором также не существует выделенного масштаба) должен эволюционировать автомоделным образом. В этой модели подразумевается, что во Вселенной нет выделенного пространственного и временного масштаба, поэтому форма всех распределений (массы объектов, светимости и т.п.) остается неизменной в процессе эволюции, и только распределение целиком «масштабируется» в сторону больших или меньших масс, светимостей и т.п. Для описания такого рода эволюции необходимо задать только зависимость от времени характеристической величины распределения, например, характерной светимости скоплений или характерной массы, и, зная функцию распределения величины сегодня, можно получить распределение на других z .

В этом приложении мы приведем масштабные соотношения для скоплений, которые для случая $\Omega = 1, \Lambda = 0$ Вселенной получены Kaiser (1986), а для случая открытой Вселенной с $\Omega < 1, \Lambda = 0$ и плоской Вселенной с $\Omega < 1, \Omega + \Omega_\Lambda = 1$ получаются, следуя работе Viana & Liddle (1995), на основании применения теории Press & Schechter (1974) и формул для роста линейных возмущений (Carroll, Press & Turner 1992).

Эволюция с $\Omega = 1, \Lambda = 0$

Kaiser (1986), предполагая автомоделную эволюцию, вывел зависимости от z различных характерных величин для выборки скоплений. Спектр первичных флуктуаций плотности характеризуется индексом n , определенным так, что k -я компонента пространственного спектра флуктуаций $\delta_k \propto k^n$; $-3 < n < 1$. В модели с холодной невидимой материей на масштабе масс скоплений $n = -1$ (Blumenthal et al. 1984); спектр $n = 1$ возникает в модели с космическими струнами (Vilenkin 1985), и спектр с $n = 0$ соответствует пуассоновским начальным флуктуациям. Спектр возмущений на масштабе скоплений изменяется также при наличие некоторого количества «горячей» скрытой материи, например, в форме массивных нейтрино (van Dalen & Shaefer 1992). Мы не будем вкладывать никакого физического смысла в n , и эта величина используется только как параметр в эволюционных зависимостях для характеристических величин выборки скоплений. Для характерной на данном z плотности вещества в скоплении, ρ^* , характерного радиуса R^* , температуры (или дисперсии скоростей) T^* , и характерной плотности скоплений в единице сопутствующего пространства N^* , эти зависимости таковы:

$$\rho^* \propto (1+z)^3, \quad (\text{B.1})$$

$$R^* \propto (1+z)^{-(5+n)/(3+n)}, \quad (\text{B.2})$$

$$T^* \propto (1+z)^{(n-1)/(n+3)}, \quad (\text{B.3})$$

$$M^* \propto (1+z)^{-6/(n+3)}, \quad (\text{B.4})$$

Из условия автомодельности для сопутствующей характерной плотности скоплений следует условие $M^*N^* = \text{const}$.

Эволюция с $\Omega < 1$

Согласно теории Пресса-Шехтера (Press & Schechter 1974), доля материи, которая в данный момент времени гравитационно связана в системах с массой больше M , равна доли пространства, в котором *линейно эволюционировавшее* поле плотности, сглаженное с пространственным окошком, соответствующим массе M , превышает некоторый порог плотности δ_c . Для гауссовых начальных условий соответствующая формула имеет вид:

$$\frac{\Omega(> M)}{\Omega} = \text{erfc} \left(\frac{\delta_c}{\sqrt{2}\sigma(R)} \right), \quad (\text{B.5})$$

где $\sigma(R)$ — относительная среднеквадратичная вариация плотности на масштабе R , соответствующем массе M ($= 4\pi\rho_b R^3/3$).

Следуя Carroll, Press & Turner (1992), можно ввести фактор роста возмущений, отнесенный к соответствующему значению в $\Omega = 1$ Вселенной:

$$g(\Omega) = \frac{5}{2}\Omega \left[1 + \frac{\Omega}{2} + \Omega^{4/7} \right]^{-1} \quad (\text{B.6})$$

для $\Lambda = 0$, и

$$g(\Omega) = \frac{5}{2}\Omega \left[\frac{1}{70} + \frac{209\Omega}{140} - \frac{\Omega^2}{140} + \Omega^{4/7} \right]^{-1} \quad (\text{B.7})$$

для плоской Вселенной. В $\Omega = 1$ Вселенной фактор роста $\propto (1+z)^{-1}$, следовательно

$$\sigma(R, z) = \sigma(R, 0) \frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z}, \quad (\text{B.8})$$

где z -зависимость параметра плотности дается формулами

$$\Omega(z) = \Omega_0 \frac{1+z}{1+\Omega_0 z} \quad (\text{B.9})$$

для $\Lambda = 0$, и

$$\Omega(z) = \Omega_0 \frac{(1+z)^3}{1 - \Omega_0 + \Omega_0(1+z)^3} \quad (\text{B.10})$$

для $\Omega + \Omega_\Lambda = 1$. Функция масс получается дифференцированием соотношения B.11 и умножением результата на ρ_b/M :

$$n(M, z)dM = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\rho_b}{M} \frac{\delta_c}{\sigma^2(, z)} \exp \left[-\frac{\delta_c}{2\sigma^2(, z)} \right] dM. \quad (\text{B.11})$$

В функции масс, даваемой уравнением В.11, присутствует характерный экспоненциальный завал на значении массы M^* , соответствующей условию $\delta_c^2/2\sigma^2(M^*, z) = 1$. Для степенного спектра начальных возмущений $\delta_k \propto k^n$ среднеквадратичный контраст плотности на масштабах, соответствующих массе M также является степенной функцией

$$\sigma(M) \propto M^{-\alpha}, \quad \alpha = \frac{n+3}{6}, \quad (\text{В.12})$$

поэтому выражение для характерной массы можно записать (вспоминая соотношение В.8) в виде

$$M^* \propto \left(\frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z} \right)^{\frac{1}{\alpha}} \quad (\text{В.13})$$

Для Вселенной с критической плотностью $\Omega(z) = 1$, и мы получаем привычное выражение $M^* \propto (1+z)^{-6/(n+3)}$.

Для вывода закона изменения характерной плотности воспользуемся тем фактом, что практически во всем диапазоне начальных контрастов плотности фактор расширения сферического возмущения в момент остановки $R_T/R_i \propto \delta^{-1}$, а радиус возмущения после вириализации просто пропорционален радиусу остановки (напр. Barrow & Saich 1993), следовательно плотность скоплений с характерной массой M^* пропорциональна

$$\rho^* \propto (\delta_i)^3 \propto (M^*)^{-3\alpha} \propto \left(\frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z} \right)^{-3} \quad (\text{В.14})$$

Характерные радиусы эволюционируют следующим образом:

$$R^* \propto \left(R \sim \left(\frac{M}{\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \right) = \left(\frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z} \right)^{1+\frac{1}{3\alpha}}. \quad (\text{В.15})$$

Для вириальной температуры (или дисперсии скоростей) имеем

$$T^* \propto \left(T \sim \frac{M}{R} \right) = \left(\frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z} \right)^{-1+\frac{2}{3\alpha}}. \quad (\text{В.16})$$

И, наконец, светимость в мягком рентгеновском диапазоне масштабируется как

$$L^* \propto \left(L \sim \sqrt{M} \sqrt{R} \rho \right) = \left(\frac{g(\Omega(z))}{g(\Omega_0)} \frac{1}{1+z} \right)^{-2+\frac{4}{3\alpha}}. \quad (\text{В.17})$$

Для масштабирующего фактора $f = g(\Omega(z))/(g(\Omega_0) * (1+z))$ на $z < 1$ можно получить аппроксимации $f \propto (1+z)^{-0.43}$ для $\Omega = 0.2, \Lambda = 0$ и $f \propto (1+z)^{-0.55}$ для $\Omega = 0.2, \Omega + \Omega_\Lambda = 1$.