

Российская академия наук
Институт космических исследований

На правах рукописи

**Взаимодействие реликтового излучения, рентгеновского
излучения квазаров и ядер активных галактик с
межгалактическим и межзвездным газом**

Сергей Юрьевич Сазонов

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Москва, 2006

Эта работа была бы невозможна без научной школы, которую я прошел в Отделе астрофизики высоких энергий ИКИ РАН под руководством академика Р.А. Сюняева. С ним меня по-прежнему, как и четырнадцать лет назад, связывает плодотворное сотрудничество. Большое Вам спасибо, Рашид Алиевич, за постоянный интерес к моей работе и за то многое, чему Вы меня научили!

Значительная часть работы была выполнена вместе с моими коллегами по Отделу астрофизики высоких энергий Михаилом Ревнивцевым, Евгением Чуразовым, Александром Лутовиновым и Алексеем Вихлининым. Я всегда получал огромное удовольствие от нашего сотрудничества и бурных обсуждений всевозможных вопросов. Я тесно пересекался по работе и со многими другими членами замечательного коллектива отдела, в том числе Родионом Бурениным, Маратом Гильфановым, Сергеем Гребеневым, Сергеем Мольковым и Михаилом Павлинским.

Я признателен профессору Джерри Острайкеру за то, что он побудил меня заняться глубоко темой роста массивных черных дыр в ядрах галактик и квазаров. Наши общие результаты всегда рождались в результате горячих споров.

Я всегда чувствовал огромную поддержку и понимание моей семьи: жены Ирины, детей Вики и Валеры. Дополнительное ускорение в работе мне всегда придавали мои родители. Большое спасибо им всем!

Оглавление

Введение	5
1 Комptonовское рассеяние в слабoreлятивистском режиме	15
Введение	15
1.1 Уширение спектральных линий: ядро кинетического уравнения	15
1.1.1 Ядро $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$	17
1.1.2 Ядро $P(\nu \rightarrow \nu')$ в задаче с изотропным полем излучения	20
1.2 Обобщенное уравнение Компанейца	26
1.2.1 Нагрев и охлаждение электронов	29
1.2.2 Роль индуцированного комptonовского рассеяния	30
1.3 Индикатрисса комptonовского рассеяния	31
1.3.1 Рассеяние малоэнергичных фотонов в ультрарелятивистской плазме	32
1.3.2 Рассеяние в слабoreлятивистском режиме ($h\nu, kT_e \ll m_e c^2$)	34
1.3.3 Отражение излучения от горячей атмосферы	34
2 Эффект Сюняева–Зельдовича	37
Введение	37
2.1 Релятивистские поправки	37
2.1.1 Вычисления методом Монте-Карло	38
2.1.2 Аналитический вывод релятивистских поправок	45
2.1.3 Наблюдательные следствия	50
2.2 Поляризованное микроволновое излучение от скоплений галактик	50
2.2.1 Поляризация в результате рассеяния анизотропного поля излучения на электронах	51
2.2.2 Поляризация, связанная с фоновым квадруполем	52
2.2.3 Другие поляризационные эффекты	55
2.2.4 Обсуждение	60
3 Исследование скоплений галактик и АЯГ с помощью рентгеновского эхо	63
Введение	63
3.1 Поляризация излучения в резонансных рентгеновских линиях от скоплений галактик	63
3.1.1 Модель изотермического скопления	64
3.1.2 Оценки для реальных спектральных линий и скоплений	71
3.1.3 Цели и тактика будущих наблюдений	77
3.2 Ограничения на рентгеновскую светимость АЯГ в прошлом	78
3.2.1 Преимущество резонансных рентгеновских линий	79
3.2.2 АЯГ в центре бета-скопления	81
3.2.3 Численное моделирование	88
3.2.4 Цели и тактика будущих наблюдений	95
3.3 Оценка полной энергии гамма-всплесков	97
3.3.1 Задержанное рентгеновское излучение от гамма-всплесков	98
3.3.2 Детектируемость эффекта	101
3.3.3 Уникальный маломощный гамма-всплеск	102

4	Влияние излучения массивных черных дыр на межзвездную среду	109
	Введение	109
4.1	Спектр излучения среднего квазара	110
4.1.1	Общие соображения	110
4.1.2	Излучение на высоких энергиях	112
4.1.3	Ближнее инфракрасное–мягкое рентгеновское излучение	117
4.1.4	Среднее инфракрасное–субмиллиметровое излучение	118
4.1.5	Широкополосный спектр	121
4.1.6	Комптоновская температура	122
4.1.7	Нагрев/охлаждение частично ионизованного газа	122
4.2	Обратное воздействие черных дыр	125
4.2.1	Энергетика радиационного обратного воздействия	125
4.2.2	Возможное объяснение возникновения корреляции между $M_{\text{ВН}}$ и σ	133
4.2.3	Игрушечная модель эволюции галактики	135
4.3	Нагрев газа в поле радиоизлучения квазаров	139
4.3.1	Индукцированный комптоновский нагрев тепловых электронов	140
4.3.2	Стационарная температура электронов	143
4.3.3	Эволюция температуры электронов во время комптоновского взаимодействия	144
5	Статистические свойства близких активных ядер галактик	149
	Введение	149
5.1	Обзор неба обсерватории RXTE	150
5.1.1	Подборка АЯГ	150
5.1.2	Распределение АЯГ по собственной колонке поглощения	157
5.1.3	Функция рентгеновской светимости АЯГ	162
5.1.4	Вклад АЯГ в локальное энерговыделение в рентгеновских лучах	168
5.1.5	Отождествление источников из обзора XSS	169
5.2	Обзор неба обсерватории ИНТЕГРАЛ	171
5.2.1	Отождествление источников с помощью обсерватории Chandra	173
5.2.2	Рентгеновский спектр мощной сейфертовской галактики GRS 1734–292	175
5.3	Выводы	178
	Заключение	181
	Список литературы	183

Введение

Актуальность темы

Тема взаимодействия излучения с веществом в экстремальных (по земным меркам) условиях занимает одно из центральных мест в современной астрофизике, в том числе в исследованиях внегалактических объектов. Большой интерес связан со скоплениями галактик, которые являются огромными ($\sim 10^{13}$ – $10^{14} M_{\odot}$) резервуарами горячего ($\sim 10^8$ К) газа. Этот газ не только сам является мощным источником рентгеновского излучения, но и взаимодействует (главным образом посредством комптоновского рассеяния) с внешними и внутренними полями излучения, в первую очередь с реликтовым фоном микроволнового излучения. Другой класс объектов, привлекающий огромное внимание – активные ядра галактик (АЯГ) и квазары, которые за счет аккреции вещества на центральные массивные черные дыры выбрасывают наружу огромное количество энергии в виде электромагнитного излучения (от радиоволн до гамма-лучей) и тем самым оказывают сильное влияние на окружающую межзвездную и межгалактическую среду. Только в последние 10–15 лет наблюдения скоплений галактик и АЯГ стали выходить на уровень, необходимый для экспериментального исследования эффектов, связанных с распространением излучения через вещество. С помощью обсерваторий следующего поколения можно будет получить гораздо более детальную информацию, представляющую ценность для внегалактической астрофизики и космологии. Подготовка к будущим экспериментам включает в себя создание соответствующей теоретической базы. Представленная работа – шаг в этом направлении.

Эффект Сюняева–Зельдовича

Более 30 лет назад Зельдович и Сюняев [287] предсказали, что спектр микроволнового реликтового излучения Вселенной должен искажаться в направлении скоплений галактик в результате обратного комптоновского рассеяния небольшой доли фотонов в горячем межгалактическом газе. При этом на длинах волн больше 1.4 мм интенсивность фона должна уменьшаться, а на более коротких длинах волн – наоборот увеличиваться. Это явление получило название теплового эффекта Сюняева–Зельдовича. Вскоре было осознано, что если дополнить микроволновые наблюдения эффекта Сюняева–Зельдовича измерениями рентгеновского излучения горячего газа тех же скоплений, то, в принципе, можно напрямую определять расстояния до далеких скоплений, а следовательно и постоянную Хаббла (см. одно из первых обсуждений такой возможности в [61]). В последние годы стало ясно, что эффект Сюняева–Зельдовича может служить одним из мощнейших инструментов при решении задач космологии (см. обзор Карлстрома и др. [78]).

В течение первых примерно двадцати лет после предсказания эффект Сюняева–Зельдовича был зарегистрирован всего от нескольких скоплений галактик, причем во всех случаях наблюдения проводились на миллиметровых и сантиметровых длинах волн, и поэтому в соответствии с ожиданиями наблюдался декремент интенсивности фона. Однако, в 90-е годы прошлого века и особенно в последние годы, благодаря технологическому прогрессу и многолетним усилиям нескольких групп исследователей, наблюдения эффекта Сюняева–Зельдовича перешли на качественно более высокий уровень, а именно были получены карты распределения декремента интенсивности фона для порядка сотни скоплений, а в нескольких случаях был обнаружен инкремент интенсивности фона на длинах волн около 1 мм. Причем прогресс был связан с развитием двух методов наблюдений: с помощью одноантенных радиотелескопов и с помощью

радиоинтерферометрии (см. обзоры Биркиншоу [62] и Карлстрома и др. [78]).

Достигнутый успех дополнительно подстегнул интерес к эффекту Сюняева–Зельдовича. Это привело к тому, что уже на ближайшие годы запланированы специальные обзоры больших площадок на небе, такие как обзор четырех тысяч квадратных градусов Телескопом на южном полюсе (South Pole Telescope), в которых на основе эффекта будут обнаружены тысячи скоплений галактик [236]. Огромным преимуществом таких обзоров по сравнению с любыми другими (например, рентгеновскими) является то, что для заданной массы скопления детектируемость эффекта Сюняева–Зельдовича практически не зависит от красного смещения, что дает возможность получать практически неискаженную статистику скоплений галактик от $z \sim 2$ до современной эпохи, а следовательно и сведения о крупномасштабной структуре Вселенной и космологических параметрах [78]. Кроме наземных обзоров большие ожидания связаны также с космической обсерваторией Planck Surveyor¹, на которой будет выполнен обзор всего микроволнового неба в нескольких частотных полосах с достаточно хорошим угловым разрешением (~ 5 угл. мин). В результате сигнал, связанный с эффектом Сюняева–Зельдовича, будет обнаружен от порядка десяти тысяч скоплений [123].

Ожидается, что уже в ближайшие годы станет возможным детектирование кинематического эффекта Сюняева–Зельдовича [289] в скоплениях галактик, амплитуда которого примерно на порядок ниже, чем у теплового эффекта. Это даст уникальную возможность измерять пекулярные скорости скоплений (вдоль луча зрения) относительно микроволнового фона. Следующим шагом должно стать обнаружение поляризованного микроволнового излучения от скоплений галактик. Этот эффект, также предсказанный Сюняевым и Зельдовичем, не только несет дополнительную информацию о пекулярных движениях скоплений, но и позволяет измерять квадрупольную компоненту фонового излучения на красных смещениях, отличных от нуля.

Межгалактический газ – носитель информации об эволюции галактик

Скопления галактик интересны также тем, что в удерживаемом в их глубоких потенциальных ямах горячем газе за многие миллиарды лет накоплена информация об эволюции галактик скопления. Ее доносят до нас измерения рентгеновского излучения межгалактического газа. В частности, по измеренным распределениям обилия химических элементов (металлов) и температуры газа можно судить о процессах звездообразования в галактиках и о том, насколько эффективно и каким образом происходил обмен веществом и энергией между галактиками и межгалактическим газом. В последнее время стало также ясно, что такой обмен происходил не только в связи с формированием звездного населения галактик, но и в результате аккреционного роста сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик.

В последние годы в области рентгеновских наблюдений скоплений галактик происходил значительный прогресс, аналогичный отмеченному выше в области микроволновых наблюдений. Основную роль в этом сыграл вывод на орбиту в конце прошлого века обсерваторий Chandra (НАСА)² и XMM им. Ньютона (Европейского космического агентства)³. На этих обсерваториях установлены оснащенные ПЗС-матрицами рентгеновские телескопы косоугольного падения, которые позволяют получать изображения с высоким угловым разрешением и спектры с умеренным разрешением. Кроме того, на телескопах установлены дифракционные решетки для получения спектров высокого разрешения от сравнительно ярких объектов.

Важнейшим открытием обсерваторий Chandra и XMM стало то, что в так называемых течениях охлаждения в центральных областях скоплений галактик высаживается как минимум на порядок меньше холодного газа, чем считалось ранее [217]. По всей видимости, горячий газ не успевает охладиться, несмотря на достаточную излучательную способность (для измеренных плотности и температуры), в основном из-за того, что в него регулярно поступает огромная энергия (в среднем $\sim 10^{44}$ эрг/с) из ядра гигантской эллиптической галактики в центре скопления. Рентгеновские телескопы позволили разглядеть некоторые подробности этого процесса подогрева газа, в частности понижение яркости рентгеновского излучения на месте радиолобов размером в десятки килопарсек

¹<http://www.rssd.esa.int/Planck/>

²<http://chandra.harvard.edu/>

³<http://xmm.vilspa.esa.es/>

из-за выдавливания оттуда горячего газа расширяющейся релятивистской плазмой [86].

Однако, как это обычно бывает, открытия обсерваторий Chandra и XMM оставили больше вопросов, чем дали ответов. Так, нынешние измерения обилия металлов в скоплениях галактик вызывают много споров, которые в основном связаны с тем, что ПЗС-матрицы не позволяют разрешать некоторые важнейшие бленды рентгеновских линий, например вблизи 1 кэВ. Аналогично, для того, чтобы детально исследовать процессы обмена веществом и энергией галактик и их центральных черных дыр с межгалактическим газом нужна информация о турбулентных и макроскопических движениях газа, которая, в принципе, может быть получена только с помощью тонкой рентгеновской спектроскопии. Наконец, исследования были пока ограничены самыми близкими скоплениями, так как эффективной площади современных телескопов не достаточно для изучения свойств межгалактического газа далеких скоплений, в которых процессы формирования галактик и массивных черных дыр происходили более активно.

На многие из поставленных вопросов должны ответить рентгеновские обсерватории следующего поколения, такие как планируемые Constellation-X⁴ и XEUS⁵. Одной из главных задач этих обсерваторий станет детальное исследование свойств горячего межзвездного и межгалактического газа в галактиках и скоплениях галактик с помощью пространственно разрешенной тонкой рентгеновской спектроскопии. При этом будут использоваться калориметры, обеспечивающие энергетическое разрешение $\sim 1-2$ эВ в стандартном рентгеновском диапазоне ($\sim 1-10$ кэВ), установленные в фокусе гигантских рентгеновских телескопов с эффективной площадью порядка 1 кв. м, что на два порядка превышает эффективную площадь дифракционных спектрометров на обсерваториях Chandra и XMM. Это позволит разрешать бленды рентгеновских линий, в том числе триплеты гелиоподобных ионов, измерять профили линий и строить изображения протяженных источников в отдельных линиях. Стоит также отметить, что чувствительность рентгеновских телескопов планируется протянуть в жесткий рентгеновский диапазон, как минимум до 40 кэВ (с умеренным энергетическим разрешением). Это позволит снимать широкополосные спектры объектов, в первую очередь АЯГ.

Анализ и интерпретация данных наблюдений будущих обсерваторий потребует учета ряда эффектов, связанных с переносом излучения в межгалактическом газе. В частности, известно, что сильнейшие рентгеновские линии, излучаемые горячим газом скоплений, могут иметь значительную оптическую толщину по резонансному рассеянию. Это должно приводить к перераспределению поверхностной яркости по скоплению и искажению профилей линий [6]. Непринятие во внимание этого эффекта может существенно исказить оценки обилия химических элементов в межгалактическом газе. Аналогичный эффект ожидается, как будет показано в данной работе, если ядро центральной галактики скопления светило на уровне квазара в относительно недавнем прошлом (порядка миллиона лет назад) – часть этого излучения должна была перехватываться в рентгеновских резонансных переходах горячим газом на расстояниях порядка Мпк от ядра и в результате приходило к нам лишь сейчас. Обнаружение этого эффекта может дать уникальную информацию о долговременной переменности АЯГ. Отметим также недавние сообщения о значительном прогрессе, достигнутом в разработке рентгеновских поляриметров [90]. Это вселяет надежду, что такие приборы вскоре появятся в составе обсерваторий. Эффекты, связанные с резонансным рассеянием в межгалактическом газе, должны быть особенно заметны в поляризованном излучении.

Обратное воздействие квазаров на межзвездную среду

Как было отмечено выше, существуют косвенные и прямые свидетельства того, что процесс аккреции вещества на массивные черные дыры, сидящие в центре гигантских доминирующих галактик скоплений, сопровождается выделением колоссальной энергии, в основном механической, которая оказывает сильное влияние на окружающий межгалактический газ. В таких ситуациях, однако, мы имеем дело с черными дырами, рост которых, по-видимому, в основном давно закончился, а в современную эпоху аккреция на них продолжается, но со средним темпом, составляющим лишь небольшую долю от критического (эддингтоновского) значения для данной

⁴<http://constellation.gsfc.nasa.gov/>

⁵<http://www.rssd.esa.int/XEUS/>

массы черной дыры. Более того, сами гигантские эллиптические галактики очень старые, т.е. процесс звездообразования в них в основном закончился более 10^{10} лет назад.

В то же время, огромный интерес в последнее время связан с открытием сильной корреляции между массой близких эллиптических галактик, а также балджей спиральных галактик с массой их центральных черных дыр – так называемое соотношение Магорриана [175] (корреляция оказывается несколько лучше, если в место массы галактики/балджа использовать звездную дисперсию скоростей [298]). Более того, из слонковского цифрового обзора неба (SDSS), следует, что темп аккреции на массивные черные дыры, усредненный по большому количеству галактик, разбитых на узкие интервалы по красному смещению, пропорционален среднему темпу звездообразования в этих галактиках [144]. Эти факты говорят о том, что формирование звездного населения галактик и рост массивных черных дыр происходили примерно параллельно по ходу эволюции Вселенной (только с космологической точки зрения, так как наблюдательный материал допускает возможность, что между этими процессами была задержка порядка или меньше миллиарда лет).

Одно из наиболее популярных объяснений наблюдаемой тесной связи между массивными черными дырами и балджами галактик состоит в том, что после накопления путем аккреции определенной (критической) массы черная дыра способна разбросать межзвездную среду вокруг нее, что приведет к остановке как ее собственного роста, так и звездообразования в родительской галактике [271]. То, каким именно образом и на каком этапе эволюции произошло такое “обратное воздействие” активно дискутируется. Интересно, что сравнительно мало внимания получил механизм, связанный с нагревом газа в поле рентгеновского излучения аккрецирующей массивной черной дыры. И это несмотря на то, что галактики типа M87 во всей видимости прошли через стадию квазара в своей юности, т.е. их центральные черные дыры когда-то светили на уровне, близком к эддингтоновскому (болометрическая светимость порядка 10^{47} эрг/с), и при этом существенная часть энергии выделялась в виде жесткого рентгеновского излучения. Как будет показано в данной работе, нагрев межзвездного газа в таком поле излучения посредством обратного комптоновского рассеяния и фотоионизации может быть очень значительным. Более того, нельзя исключить того, что и в нынешнюю эпоху время от времени происходят мощные вспышки АЯГ в ядрах эллиптических галактик, сопровождаемые сильным радиационным разогревом межзвездного газа [88].

Рентгеновские обзоры активных ядер галактик

Важнейшую роль в исследовании аккреции на массивные черные дыры играют глубокие рентгеновские обзоры [70], которые позволяют получить информацию о функции светимости АЯГ, ее эволюции с красным смещением и соотношении объектов первого и второго типа (излучение первых доходит до нас беспрепятственно, а вторых проникает через толщу газа и пыли в ядре активной галактики).

До сих пор практически все рентгеновские обзоры проводились на энергиях ниже 10 кэВ (с максимумом чувствительности детекторов ниже 5 кэВ). В таких обзорах происходит сильная селекция в пользу объектов первого типа и практически не регистрируются АЯГ, рентгеновские спектры которых характеризуются сильным поглощением (оптическая толщина колонки поглощения порядка или больше единицы по томсоновскому рассеянию). Однако, такие объекты должны составлять заметную часть всей популяции АЯГ и вносить существенный вклад в космический рентгеновский фон [128]. Более того, глубокие обзоры покрывают очень маленькие площадки на небе (обычно меньше 1 кв. град) и поэтому в основном дают информацию об АЯГ на красных смещениях $z \gtrsim 0.3$. Важнейшим открытием, сделанным по результатам глубоких рентгеновских обзоров, стало то, что популяция АЯГ быстро эволюционировала на красных смещениях $z < 1$, а именно характерная светимость АЯГ уменьшалась примерно по закону $(1+z)^4$, т.е. происходил постепенный переход от объектов типа квазаров к объектам типа сейфертовских галактик. Так же быстро уменьшалось и суммарное энерговыделение АЯГ на единицу объема, т.е. средний темп аккреции на массивные черные дыры [52]. Однако, по данным глубоких обзоров практически невозможно сказать, продолжалась ли эта эволюция на малых красных смещениях ($z \lesssim 0.3$).

Существенно дополнить данные глубоких рентгеновских обзоров обещают сравнительно неглубокие обзоры всего неба в жестких рентгеновских лучах (выше 20 кэВ), которые выполняются

в настоящее время обсерваториями ИНТЕГРАЛ⁶ и Swift⁷. Эти обзоры позволят впервые получить практически неискаженную статистику близких АЯГ, включая объекты, оптическое и мягкое рентгеновское излучение которых практически полностью поглощено. Важным промежуточным шагом к обзорам в жестких рентгеновских лучах стал недавний обзор, выполненный нами по данным обсерватории XTE им. Росси в диапазоне 3–20 кэВ [228].

Кроме сбора статистической информации об АЯГ, приборы обсерватории гамма-лучей ИНТЕГРАЛ, 25% данных которых принадлежат российским ученым, позволяют измерять широкополосные рентгеновские спектры ярчайших близких АЯГ и в частности искать завалы комптонизационных спектров на энергиях выше 100 кэВ. Эта информация не только важна для понимания физики аккреции на массивные черные дыры, но и требуется для исследования взаимодействия излучения АЯГ с окружающей межзвездной средой (см. выше).

Цель работы

Подготовка к будущим микроволновым и рентгеновским наблюдениям скоплений галактик включает в себя создание соответствующей теоретической базы. Например, описание спектральных искажений микроволнового фона в направлении скоплений галактик до недавних пор ограничивалось нерелятивистскими формулами. Интерпретация результатов будущих экспериментов несомненно потребует учета релятивистских поправок, связанных с высокой температурой межгалактического газа. Аналогично, ранее практически не исследовались различные эффекты, связанные с диффузией излучения в резонансных рентгеновских линиях, наблюдаемых от горячего газа скоплений галактик. Одной из основных целей данной работы является кардинальное улучшение данной ситуации, заключающееся в проведении детальных аналитических и численных расчетов таких эффектов.

Смежной целью работы является всестороннее рассмотрение механизма обратного воздействия аккреционного роста массивных черных дыр на окружающий межзвездный газ посредством комптоновского и фотоионизационного нагрева и оценка возможной роли этого процесса в совместной эволюции галактик и их центральных черных дыр. В рамках исследования статистических свойств активных ядер галактик и их жесткого рентгеновского излучения привлекаются данные обсерваторий RXTE и ИНТЕГРАЛ.

Краткое содержание

Диссертация состоит из пяти частей. В первой части – введение, три главы, во второй части – введение, две главы, в третьей части – введение, три главы, в четвертой части – введение, три главы, в пятой части – введение, две главы.

Первая часть в основном выполняет подготовительную роль для последующих и посвящена рассмотрению общей задачи о комптоновском рассеянии низкочастотного и рентгеновского излучения в слабoreлятивистской максвелловской плазме. В случае, когда энергии фотонов ($h\nu$) и температура электронов (kT_e) не превышают $\sim 0.1m_e c^2 \sim 50$ кэВ, оказывается возможным выписать ряд полезных аналитических формул в виде поправок к известным нерелятивистским выражениям. В главе 1.1 рассматривается задача об уширении спектральных линий в результате однократного комптоновского рассеяния. Получены аналитические выражения, описывающие ядро интегро-дифференциального кинетического уравнения в случае с заданным углом рассеяния и в случае изотропного поля излучения. С помощью численных расчетов методом Монте-Карло исследуется область применимости полученных формул.

В главе 1.2 полученные формулы для ядра интегро-дифференциального кинетического уравнения используются для того, чтобы обобщить на слабoreлятивистский режим дифференциальное уравнение Компанейца. Затем из этого уравнения выводится аналитическая формула для расчета скорости комптоновского нагрева/охлаждения в слабoreлятивистском режиме. Отдельно выписаны дифференциальное кинетическое уравнение и ядро интегро-

⁶<http://www.esa.int/esaMI/Integral/index.html>

⁷http://www.nasa.gov/mission_pages/Swift/main/index.html

дифференциального кинетического уравнения для частного случая, когда основную роль играет индуцированное комптоновское рассеяние.

В главе 1.3 рассматривается индикатрисса комптоновского рассеяния в слабoreлятивистской и ультрарелятивистской плазмах. Получен ряд аналитических формул. Как пример приложения к реальным астрофизическим ситуациям, исследуются отличия альбеда однократного рассеяния горячей рассеивающей атмосферы от альбеда холодной атмосферы.

Вторая часть посвящена теоретическому рассмотрению различных эффектов Сюняева–Зельдовича. В главе 2.1 вначале выполняются численные расчеты теплового и кинематического эффектов для различных температур горячего газа и пекулярных скоростей скоплений галактик. Исследуется, на сколько заметными становятся отклонения от нерелятивистских оценок с ростом температуры. Показано, что поток субмиллиметрового излучения от горячих скоплений галактик должен быть существенно больше, чем ожидается на основе стандартной формулы Сюняева–Зельдовича. Это должно облегчить детектирование скоплений в далекой виновской области спектра микроволнового фона. Затем выводятся аналитические выражения для релятивистских поправок порядка $(v/c)(kT_e/m_e c^2)$, $(v/c)^2$ и т.д. (здесь v – пекулярная скорость скопления) к эффекту Сюняева–Зельдовича.

В главе 2.2 подробно рассматриваются различные эффекты, которые могут приводить к поляризации космического микроволнового излучения в направлении скоплений галактик. Показано, что в реальных условиях обычно будет доминировать поляризованный сигнал, индуцированный квадрупольной компонентой микроволнового фона. Исследуется зависимость амплитуды эффекта от направления на скопление – показано, что на небе есть два широких максимума эффекта и четыре направления, в которых он обращается в нуль. В максимуме ожидается поляризация порядка $0.1(\tau/0.02) \mu\text{K}$, где τ – оптическая толщина скопления по Томсону. Так как эффект мал, обсуждается стратегия будущих измерений фонового квадрупольного сигнала, заключающаяся в суммировании слабых сигналов от большого количества скоплений в нескольких заданных направлениях на небе. Описана принципиальная возможность измерения эволюции квадрупольного сигнала с красным смещением. Выполняется детальный расчет спектрального и углового распределения поляризованного микроволнового излучения для различных моделей скоплений галактик с учетом всех остальных эффектов.

В **третьей части** предложен метод диагностики горячего газа скоплений галактик и исследования активности ядер галактик с помощью измерений рентгеновского излучения, рассеянного в межгалактической или межзвездной среде. В главе 3.1 рассматривается возможность использования рентгеновской поляриметрии для исследования роли резонансного рассеяния в формировании профилей поверхностной яркости линейчатого рентгеновского излучения скоплений галактик с целью определения химического состава и характерных скоростей движения межгалактического газа. Представлены результаты расчетов степени поляризации излучения в сильнейших резонансных рентгеновских линиях сначала для простейших аналитических моделей распределения плотности газа, а затем и для нескольких реальных скоплений галактик. В важнейших резонансных линиях ожидается значительная поляризация на уровне порядка 10%. Исследуются требования, которым должен удовлетворять будущий рентгеновский поляриметр – показано, что измеренная степень поляризации может сильно упасть в случае, если резонансные линии не будут разрешены на общем спектре.

В главе 3.2 исследуется уникальная возможность получения сведений об активности ядер центральных доминирующих галактик скоплений в сравнительно недавнем прошлом (примерно в течение последнего миллиона лет) с помощью измерений их рентгеновского излучения, отраженного от межгалактического газа на расстояниях в сотни килопарсек от центра скопления. Обсуждаются преимущества использования резонансных рентгеновских линий при исследовании близких объектов, таких как галактика M87 в центре скопления Девы. Показано, что относительный вклад рассеянного излучения АЯГ в поток резонансной линии обычно должен быть больше в 3–10 раз, чем в случае рентгеновского континуума в районе данной линии. Отмечается, что если ставится цель исследовать долговременную переменность далеких квазаров, окруженных межгалактическим газом, то имеет смысл искать следы рассеянного излучения квазара в рентгеновском континууме на энергиях $E \gg kT/(1+z)$, на фоне экспоненциального завала спектра теплового излучения горячего газа.

В главе 3.3 рассматривается концептуально очень похожая задача, которая правда не относится

напрямую к теме диссертации, а именно исследуется возможность получения ограничений на характерный угол коллимации и, соответственно, полную энергию космических гамма-всплесков по наблюдениям рентгеновского эхо. Рассматривается подкрепленная рядом фактов гипотеза, что гамма-всплески происходят в молекулярных облаках. В этом случае к нам в течение нескольких месяцев, а может быть и лет после всплеска должно приходить рентгеновское излучение, связанное с самим всплеском или его ранним послесвечением, после рассеяния на газе облака. Показано, что по кривой блеска рассеянного излучения и измеренному (на основе рентгеновского спектра всплеска) значению колонки поглощения вдоль луча зрения можно определить угол коллимации всплеска. Обнаружение такого эхо от ярчайших гамма-всплесков оказывается на пределе возможностей ныне действующих обсерваторий *Chandra* и *XMM*. В этой же главе описываются результаты наблюдений обсерватории *ИНТЕГРАЛ* уникального малоэнергичного гамма-всплеска *GRB 031203* и обсуждается возможность существования многочисленного класса подобных слабых гамма-всплесков.

В **четвертой части** рассматривается задача о нагреве межзвездной среды в поле излучения квазаров. В главе 4.1 на основе наблюдательного материала о космическом рентгеновском фоне, суммарном излучении АЯГ в инфракрасном диапазоне, космической плотности массивных черных дыр в локальной Вселенной и спектрах отдельных квазаров строится широкополосный спектр излучения “среднего” квазара. Показывается, что излучение таких источников способно ионизировать и нагревать окружающую среду до равновесной комптоновской температуры $\sim 2 \times 10^7$ К, которая превышает вириальные температуры гигантских эллиптических галактик. Причем это значение относится и к квазарам второго типа, ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучение которых перехватывается плотным тором из пыли и газа и перерабатывается в инфракрасное излучение. Это объясняется тем, что комптоновский нагрев связан в основном с жестким рентгеновским излучением, а комптоновское охлаждение определяется полной светимостью квазара. Затем выполняется численный расчет фотоионизационного нагрева газа в поле излучения среднего квазара.

В главе 4.2 вначале выполняется энергетическая оценка воздействия излучения типичного квазара на аккреционный поток в зоне гравитационного влияния черной дыры и на межзвездную среду в радиусе нескольких килопарсек. Исследуются стабильность аккреционного течения типа Бонди в условиях подогрева газа излучением квазара и условия, необходимые для того, чтобы радиационный нагрев мог привести к высвобождению межгалактического газа из потенциальной ямы галактики. Вслед за этим обсуждается возможная роль обратного воздействия квазаров посредством излучения в установлении наблюдаемой корреляции между массами галактических сфероидов и их центральных черных дыр. Показано, что корреляция могла возникнуть в ходе эволюции уже после того, как основная часть газа эллиптической протогалактики превратилась в звезды, а именно когда массовая доля газа в центральных областях упала до $\sim 1\%$. Охлаждение газа уже не могло противодействовать нагреву в поле излучения центральной черной дыры, что привело к выбросу значительного количества остающегося газа и практически к остановке аккреции на черную дыру и звездообразования в галактике. Эти полуаналитические выкладки затем подкрепляются численными расчетами в рамках простой однозонной модели эволюции галактики, в которой учитывается возврат массы и энергии звездами и сверхновыми.

В главе 4.3 рассматривается задача о нагреве газа посредством индуцированного комптоновского рассеяния в низкочастотном поле излучения мощных внегалактических радиоисточников, измеренные значения яркостных температур которых достигают 10^{11} – 10^{12} К. Если внутри таких источников (джетов) присутствует в некотором количестве нерелятивистский ионизованный газ, он должен нагреваться в результате индуцированного комптоновского рассеяния радиоизлучения. Если при этом нагреву противодействует охлаждение за счет обратного комптоновского рассеяния того же радиоизлучения, то плазма может быть разогрета до умеренно релятивистских температур $T \sim 10^8$ – 10^9 К, но не сильнее. Получено несколько простых приближенных выражений, описывающих темп индуцированного комптоновского нагрева слабoreлятивистских электронов в изотропном поле излучения и стационарную температуру электронов.

В **пятой части** исследуются статистические свойства близких АЯГ по данным обзоров всего неба в рентгеновских и жестких рентгеновских лучах. В главе 5.1 представлен каталог из 95 АЯГ, зарегистрированных в диапазоне энергий 3–20 кэВ на галактических широтах $|b| >$

10° обсерваторией RXTE (обзор XSS). На основе этой подборки исследуются статистические свойства локальной популяции АЯГ, включая рентгеновскую функцию светимости и распределение по внутренней колонке поглощения. Сравнение полученной функции светимости на $z \approx 0$ с соответствующими функциями на больших красных смещениях (по данным глубоких рентгеновских обзоров) показывает, что сильная эволюция АЯГ продолжается по настоящее время. Найдено, что отношение поглощенных ($10^{22} < N_{\text{H}}(\text{атомов водорода}/\text{см}^2) < 10^{24}$) и непоглощенных ($N_{\text{H}} < 10^{22}$) источников составляет 2:1 среди АЯГ с малой рентгеновской светимостью ($L_X < 10^{43.5}$ эрг/с) и менее 1:5 в случае АЯГ с большей светимостью. В оригинальном каталоге XSS присутствует около 30 неотожествленных источников, которые вносят существенную систематическую погрешность в результаты данного статистического анализа. Часть этих источников к настоящему времени удалось отождествить; в главе представлено несколько примеров отождествления с использованием данных обсерваторий RXTE, Swift и ИНТЕГРАЛ.

В главе 5.2 описывается текущий обзор всего неба на энергиях выше 20 кэВ обсерватории ИНТЕГРАЛ. Представлены результаты отождествления с помощью обсерватории Chandra пяти жестких рентгеновских источников, открытых в ходе обзора, с близкими АЯГ ($z = 0.025-0.055$). Измеренные рентгеновские спектры свидетельствуют о наличии большого количества холодного газа ($N_{\text{H}} = 10^{22}-10^{24}$ см⁻²) на луче зрения во всех пяти АЯГ. Также представлены результаты анализа жесткого рентгеновского (20–200 кэВ) спектра сейфертовской галактики первого типа GRS 1734–292, расположенной в направлении центра Галактики. Для продолжения спектра в область низких энергий используются данные обсерваторий ГРАНАТ и ASCA. Полученный широкополосный рентгеновский спектр похож на ранее опубликованные спектры других близких сейфертовских галактик и описывается степенной зависимостью без видимого завала до 100 кэВ.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Аналитическое описание ядра кинетического уравнения и индикатриссы рассеяния в задаче о комптоновском рассеянии низкочастотного и рентгеновского излучения в слаборелятивистском режиме.
2. Аналитическое описание релятивистских поправок порядка $(v/c)(kT_e/mc^2)$, $(v/c)^2$ и т.д. к эффекту Сюняева–Зельдовича (где v – peculiarная скорость скопления, а T_e – температура межгалактического газа). Численный расчет релятивистских эффектов в виновской части спектра микроволнового фона.
3. Расчет спектрального и углового распределения поляризации космического микроволнового излучения при прохождении через горячий газ скоплений галактик. Распределение по небу поляризационного эффекта, связанного с квадрупольной составляющей микроволнового фона.
4. Метод диагностики горячего газа скоплений галактик, исследования активности ядер галактик в недавнем прошлом и энергетики космических гамма-всплесков по наблюдениям рентгеновского эхо.
5. Исследование космического гамма-всплеска с аномально малой энергией по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ. Возможность существования многочисленного класса слабых гамма-всплесков.
6. Построение широкополосного спектра излучения среднего квазара. Расчет комптоновского и фотоионизационного нагрева межзвездного газа в поле излучения таких источников.
7. Исследование роли радиационного обратного воздействия аккреционного роста массивных черных дыр в установлении наблюдаемой корреляции между звездной дисперсией скоростей в балджах близких галактик и массой черных дыр в их ядрах.
8. Расчет нагрева газа в поле низкочастотного излучения радиогромких квазаров до температур порядка 10^8-10^9 К в результате индуцированного комптоновского рассеяния.

9. Построение рентгеновской функции светимости и исследование распределения по колонке внутреннего поглощения локальной популяции активных ядер галактик по данным обзора неба на высоких галактических широтах в диапазоне энергий 3–20 кэВ обсерватории RXTE.

Часть 1

Комптовское рассеяние в слаборелятивистском режиме

Введение

В данной работе нам в основном придется иметь дело с астрофизическими ситуациями, когда низкочастотное или рентгеновское излучение взаимодействует с горячим газом. При этом энергии фотонов ($h\nu$) будут обычно ограничены несколькими десятками кэВ, и будет рассматриваться тепловая плазма (распределение частиц максвелловское), с температурой (kT_e) тоже не превышающей нескольких десятков кэВ. Так как ключевую роль при этом будет играть комптовское (прямое и обратное) рассеяние излучения на электронах, имеет смысл прежде всего подробно рассмотреть особенности протекания этого процесса в слаборелятивистском режиме ($h\nu, kT_e \lesssim 0.1 m_e c^2$, где m_e – масса электрона, а c – скорость света). Как будет показано ниже, в этом случае можно получить ряд аналитических формул в виде поправок к хорошо известным нерелятивистским выражениям. Возникающая при этом задача об уширении спектральных линий в результате рассеяния на горячем газе имеет самостоятельную астрофизическую ценность. С нее мы и начнем наше рассмотрение.

1.1 Уширение спектральных линий: ядро кинетического уравнения

Узкая спектральная линия будет уширена в результате однократного комптовского рассеяния на электронах в оптически тонкой горячей плазме. Профиль уширенной линии будет зависеть от угла между направлениями входящего и выходящего излучения: Ω, Ω' . При этом возникает задача о функции перераспределения $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$, задающей вероятность рассеяния исходного фотона (ν, Ω) в направлении Ω' с частотой ν' . В случае, когда исходное поле излучения изотропное и монохроматическое, формирующийся в результате однократного рассеяния спектр можно найти интегрируя $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$ по всем углам рассеяния ($\mu_s = \Omega \Omega'$):

$$P(\nu \rightarrow \nu') = \int K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') d\Omega' = 2\pi \int K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') d\mu_s. \quad (1.1)$$

В качестве примера можно рассмотреть изотропный источник линейчатого (наряду с непрерывным) излучения, например активное ядро галактики, расположенный в центре сферического скопления галактик, заполненного горячим межгалактическим газом. В этом случае распределение по частоте фотонов, испытавших однократное рассеяние в газе, будет описываться функцией $P(\nu \rightarrow \nu')$. Однократно рассеянные линии могут возникать и в других астрофизических ситуациях, например в коронах аккреционных дисков вокруг черных дыр в двойных звездных системах или в ядрах галактик, при оттоке газа от нейтронных звезд во время сверхэддингтоновских рентгеновских всплесков в барстерах и т.д. Измерения профилей однократно

рассеянных линий могли бы дать информацию о физических условиях (в частности, температуре) и геометрии рассеивающей среды вокруг источника. Что касается рентгеновских линий, такие измерения, требующие высокой чувствительности и хорошего спектрального разрешения, по всей видимости, станут возможны с помощью будущих обсерваторий, таких как Constellation-X и XEUS.

С другой стороны, введенные выше функции $K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}')$ и $P(\nu \rightarrow \nu')$ могут рассматриваться в качестве ядер соответствующих интегро-дифференциальных кинетических уравнений, описывающих комптоновское взаимодействие фотонов с тепловыми электронами. Так, в случае бесконечной однородной среды кинетическое уравнение может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial I_\nu(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau)}{\partial \tau} = & - \int I_\nu(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau) K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}') [1 + n(\nu', \mathbf{\Omega}', \tau)] d\nu' d\mathbf{\Omega}' \\ & + \int \frac{\nu}{\nu'} I_\nu(\nu', \mathbf{\Omega}', \tau) K(\nu', \mathbf{\Omega}' \rightarrow \nu, \mathbf{\Omega}) [1 + n(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau)] d\nu' d\mathbf{\Omega}', \end{aligned} \quad (1.2)$$

где $I_\nu(\nu, \mathbf{\Omega})$ – спектральная интенсивность излучения, $n = c^2 I_\nu / (2h\nu^3)$ – плотность фотонов в фазовом пространстве, $\tau = \sigma_T N_e c t$ – безразмерное время, σ_T – томсоновское сечение рассеяния, N_e – концентрация электронов. В случае изотропного поля излучения это уравнение упрощается:

$$\frac{\partial I_\nu(\nu, \tau)}{\partial \tau} = - \int I_\nu(\nu, \tau) P(\nu \rightarrow \nu') [1 + n(\nu', \tau)] d\nu' + \int \frac{\nu}{\nu'} I_\nu(\nu', \tau) P(\nu' \rightarrow \nu) [1 + n(\nu, \tau)] d\nu'. \quad (1.3)$$

Интегро-дифференциальное уравнение типа (1.2) или (1.3) может быть всегда решено численным способом, если известно его ядро. Необходимо отметить, однако, что задачи о комптонизации излучения иногда оказывается проще решать методом Монте–Карло, как эта часто будет делаться в данной работе.

В пределе, когда характерная энергия фотона $h\nu$ и температура плазмы kT_e малы по сравнению с энергией покоя электрона ($m_e c^2$), изменение интенсивности непрерывного излучения на заданной частоте под действием комптоновского рассеяния в основном определяется переходами в узком интервале спектра около этой частоты. При этом, если исходный спектр излучения достаточно гладкий (в задаче с малым числом рассеяний) или исследуется формирование спектра за счет многократных рассеяний, можно выполнить разложение типа Фоккера–Планка интегрального уравнения, сведя его к гораздо более простому дифференциальному уравнению, описывающему диффузию и течение фотонов в частотном пространстве. В изотропном случае:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = & \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \left\{ -\nu^2 n \langle \Delta \nu \rangle (1+n) + \frac{1}{2} \left[-\nu^2 n \langle (\Delta \nu)^2 \rangle \frac{\partial n}{\partial \nu} + (1+n) \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^2 \rangle \right] \right. \\ & + \frac{1}{6} \left[-\nu^2 n \langle (\Delta \nu)^3 \rangle \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} + \frac{\partial n}{\partial \nu} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^3 \rangle - (1+n) \frac{\partial^2}{\partial \nu^2} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^3 \rangle \right] \\ & + \frac{1}{24} \left[-\nu^2 n \langle (\Delta \nu)^4 \rangle \frac{\partial^3 n}{\partial \nu^3} + \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^4 \rangle - \frac{\partial n}{\partial \nu} \frac{\partial^2}{\partial \nu^2} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^4 \rangle \right. \\ & \left. + (1+n) \frac{\partial^3}{\partial \nu^3} \nu^2 n \langle (\Delta \nu)^4 \rangle \right] + \dots \left. \right\}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Входящие в это уравнение моменты ядра определены следующим образом:

$$\langle (\Delta \nu)^n \rangle = \int P(\nu \rightarrow \nu') (\nu' - \nu)^n d\nu'. \quad (1.5)$$

В нерелятивистском пределе ($h\nu, kT_e \ll m_e c^2$) приближение Фоккера–Планка приводит к известному уравнению Компанейца, которое можно обобщить на слабoreлятивистский предел ($h\nu, kT_e \lesssim 0.1 m_e c^2$). Этот вопрос будет обсуждаться в Главе 1.2.

Возвращаясь к обсуждению ядра, Дирак [100] получил приближенное выражение для функции $K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}')$, в котором доплеровский сдвиг по частоте учтен с точностью до первого порядка

по v/c , а изменение частоты, связанное с эффектом отдачи на электроны, не учитывается совсем. Интегрирование ядра Дирака по всем углам рассеяния приводит к нулевому приближению для ядра изотропной задачи $P(\nu \rightarrow \nu')$ [147]. Будучи симметричным относительно изменения частоты $-P(\nu \rightarrow \nu + \Delta\nu) = P(\nu \rightarrow \nu - \Delta\nu)$ – это ядро не описывает среднее доплеровское увеличение энергии фотона при рассеянии ($\langle \Delta\nu/\nu \rangle \approx 4kT_e/m_e c^2$). Поэтому с его помощью невозможно описать такие важные астрофизические явления, как:

- искажения спектра космического микроволнового фона в направлении скоплений галактик – тепловой эффект Сюняева–Зельдовича (Часть 2),
- y - и μ -искажения [288] спектра микроволнового фона в результате выделения энергии в ранней Вселенной,
- формирование жестких степенных хвостов в спектрах излучения рентгеновских двойных систем, активных ядер галактик и квазаров.

Бабуэль-Пейриссак и Рувильвуа [48] получили более точное выражение для ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$, приняв в расчет не только средние изменения частоты фотона, связанные с эффектами Доплера и отдачи, в случае нерелятивистских электронов, но и, в первом приближении, поправки Клейна–Нишины к сечению рассеяния. Интегрирование данного ядра по углу рассеяния в пределе $h\nu \ll kT_e \ll m_e c^2$ приводит к приближению первого порядка для ядра $P(\nu \rightarrow \nu')$ [31]. Эта формула уже позволяет описать (в нерелятивистском пределе) упомянутые выше явления, связанные с передачей энергии от горячих электронов излучению.

Нам удалось [254] получить алгебраические приближенные выражения для ядер $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$ и $P(\nu \rightarrow \nu')$, в которых учтены слабoreлятивистские эффекты, связанные с высокой температурой электронов и значительной энергией фотонов. Полученная формула для ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$ может служить очень хорошим приближением в области значений параметров: $kT_e \lesssim 25$ кэВ, $h\nu \lesssim 50$ кэВ. Диапазон применимости приближения для ядра изотропной задачи: $h\nu \lesssim 50$ кэВ, $h\nu(h\nu/m_e c^2) \lesssim kT_e \lesssim 25$ кэВ.

1.1.1 Ядро $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$

Бабуэль-Пейриссак и Рувильвуа попытались учесть релятивистские эффекты, связанные с высокими скоростями электронов при описании ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$. Мы проверили вывод этих авторов и обнаружили, что не все необходимые члены были включены. В частности, были опущены релятивистские поправки к максвелловскому распределению скоростей. Поэтому это ядро справедливо только в случае нерелятивистских тепловых электронов. Внося ряд необходимых исправления в вывод, мы получили следующую формулу для $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$, которая точна вплоть до членов порядка $(kT_e/m_e c^2)^{3/2}$, $(kT_e/m_e c^2)^{1/2} h\nu/m_e c^2$ и $(h\nu/m_e c^2)^2$:

$$K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') = \nu^{-1} \frac{3}{32\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \frac{\nu'}{g} \left\{ 1 + \mu_s^2 + \left(\frac{1}{8} - \mu_s - \frac{63}{8} \mu_s^2 + 5\mu_s^3 \right) \eta - \frac{\mu_s(1 + \mu_s)}{2} \epsilon^2 \right. \\ \left. - \frac{3(1 + \mu_s^2)}{32(1 - \mu_s)^2} \frac{\epsilon^4}{\eta} + \mu_s(1 - \mu_s^2) \epsilon \frac{h\nu}{m_e c^2} + \frac{1 + \mu_s^2}{8(1 - \mu_s)} \frac{\epsilon^3}{\eta} \frac{h\nu}{m_e c^2} + (1 - \mu_s)^2 \frac{h^2 \nu \nu'}{m_e^2 c^4} \right\} \exp \left[-\frac{\epsilon^2}{4(1 - \mu_s)\eta} \right], \quad (1.6)$$

$$g = |\nu\Omega - \nu'\Omega'| = (\nu^2 - 2\nu\nu'\mu_s + \nu'^2)^{1/2}, \quad (1.7)$$

$$\epsilon = \frac{[2(1 - \mu_s)]^{1/2}}{g} \left[\nu' - \nu + \frac{h\nu\nu'}{m_e c^2} (1 - \mu_s) \right], \quad (1.8)$$

$$\eta = \frac{kT_e}{m_e c^2}, \quad \mu_s = \Omega\Omega'. \quad (1.9)$$

Рассмотрим, как устроено выражение (1.6). Главный член в фигурных скобках – $(1 + \mu_s^2)$ – рэлеевская индикатрисса рассеяния, соответствующая случаю томсоновского рассеяния на холодных

электронах. Последний член – порядка $(h\nu/m_e c^2)^2$ – описывает поправку Клейна–Нишины к индикатриссе рассеяния. Промежуточные пять членов становятся важны при высокой температуре электронов.

Ядро $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$ должно подчиняться принципу детального равновесия (если учесть индуцированные эффекты), т.е. обеспечивать неизменность спектра чернотельного излучения $B_\nu = 2h\nu^3/c^2[\exp(h\nu/kT_e) - 1]^{-1}$ в условиях термодинамического равновесия:

$$K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') \left[1 + \frac{c^2 B_\nu(\nu')}{2h\nu'^3} \right] \frac{B_\nu(\nu)}{h\nu} = K(\nu', \Omega' \rightarrow \nu, \Omega) \left[1 + \frac{c^2 B_\nu(\nu)}{2h\nu^3} \right] \frac{B_\nu(\nu')}{h\nu'}. \quad (1.10)$$

Это уравнение сводится к

$$K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') = \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \exp \left[\frac{h(\nu - \nu')}{kT_e} \right] K(\nu', \Omega' \rightarrow \nu, \Omega). \quad (1.11)$$

Легко убедиться, что (1.6) действительно удовлетворяет (1.11). Это говорит о том, что все члены в приближении для ядра были учтены самосогласованно.

Рассеяние фотонов произвольной энергии на нерелятивистских электронах

В случае, если электроны нерелятивистские ($\eta \ll 1$), выражение (1.6) упрощается до

$$K_{nr}(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') = \frac{3}{32\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \frac{\nu'}{\nu g} \left[1 + \mu_s^2 + (1 - \mu_s)^2 \frac{h^2 \nu \nu'}{m_e^2 c^4} \right] \exp \left\{ -\frac{1}{2\eta g^2} \left[\nu' - \nu + \frac{h\nu\nu'}{m_e c^2} (1 - \mu_s) \right]^2 \right\}. \quad (1.12)$$

Так как в (1.12) полностью учтено сечение рассеяния Клейна–Нишины, это выражение является *точным для фотонов произвольной энергии*, когда электроны нерелятивистские.

Если нас интересует случай сравнительно малоэнергичных фотонов, $h\nu \lesssim 0.1 m_e c^2$, то поправочный член Клейна–Нишины второго порядка в (1.12) становится мал и может быть опущен. В результате получается:

$$K_{nr}(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') = \frac{3}{32\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \frac{\nu'}{\nu g} (1 + \mu_s^2) \exp \left\{ -\frac{1}{2\eta g^2} \left[\nu' - \nu + \frac{h\nu\nu'}{m_e c^2} (1 - \mu_s) \right]^2 \right\}. \quad (1.13)$$

Стоит отметить, что в экспоненциальном множителе в этом уравнении учитываются поправка Клейна–Нишины первого порядка и эффект отдачи. В этом выражении также учитывается (с точностью до первого порядка) асимметрия профиля рассеянной линии из-за эффекта Доплера (за это отвечает стоящий перед экспонентой множитель ν'/ν). Это означает, что на основе выражения (1.13) можно получить уравнение Компанейца.

Моменты ядра

Мы также рассчитали моменты ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$, определенные как:

$$\langle (\Delta\nu)^n \rangle_{\mu_s} = 2\pi \int K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega') (\nu' - \nu)^n d\nu', \quad (1.14)$$

В результате интегрирования $\langle (\Delta\nu)^n \rangle_{\mu_s}$ по $d\mu_s$ получаются моменты ядра $P(\nu \rightarrow \nu')$ изотропной задачи, которые были определены ранее в (1.5).

Для первых четырех моментов находим:

$$\begin{aligned}
\langle \Delta\nu \rangle_{\mu_s} &= \frac{3\nu}{8} \left[(1 - \mu_s)(1 + \mu_s^2) \left(4 \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) + 2(7 - 21\mu_s + 5\mu_s^2 + 19\mu_s^3 - 10\mu_s^4) \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. + \frac{-37 + 81\mu_s - 65\mu_s^2 + 41\mu_s^3 - 20\mu_s^4}{2} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + 3(1 - \mu_s)^2(1 + \mu_s^2) \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right], \\
\langle (\Delta\nu)^2 \rangle_{\mu_s} &= \frac{3\nu^2}{8} \left[2(1 - \mu_s)(1 + \mu_s^2) \frac{kT_e}{m_e c^2} + (37 - 81\mu_s + 65\mu_s^2 - 41\mu_s^3 + 20\mu_s^4) \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right. \\
&\quad \left. - 18(1 - \mu_s)^2(1 + \mu_s^2) \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + (1 - \mu_s)^2(1 + \mu_s^2) \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right], \\
\langle (\Delta\nu)^3 \rangle_{\mu_s} &= \frac{3\nu^3}{8} (1 - \mu_s)^2(1 + \mu_s^2) \left[36 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 - 6 \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right], \\
\langle (\Delta\nu)^4 \rangle_{\mu_s} &= \frac{3\nu^4}{8} 12(1 - \mu_s)^2(1 + \mu_s^2) \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2. \tag{1.15}
\end{aligned}$$

Моменты более высоких степеней оказываются как минимум порядка η^3 (в случае $h\nu \sim kT_e$).

Важность включения релятивистских поправок в ядро (1.6) становится очевидна из рассмотрения членов, пропорциональных η^2 и $\eta h\nu/m_e c^2$ в выражениях для первых двух моментов, которые при больших углах рассеяния становятся сравними с основными (нерелятивистскими) членами уже при умеренных значениях η и $h\nu/m_e c^2$ (~ 0.02). Отметим, что первый и второй моменты описывают, соответственно, среднее увеличение и дисперсию изменения частоты при рассеянии.

Сравнение с результатами численных расчетов

Используя программный код Позднякова и др. [24], мы выполнили серию расчетов методом Монте-Карло для того, чтобы оценить точность аналитических выражений, полученных для ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$. На Рис. 1.1–1.3 показаны примеры спектров, которые могут формироваться в результате однократного рассеяния на заданный угол монохроматической линии на тепловых электронах. Результаты расчетов сравниваются с аналитическими приближениями (1.6) и (1.12).

Как следует из представленных рисунков, слаборелятивистское приближение (1.6) хорошо работает при температурах электронов $kT_e \lesssim 25$ кэВ и энергиях фотонов $h\nu \lesssim 50$ кэВ, обеспечивая точность лучше 2%, за исключением далеких крыльев рассеянной линии. Последние можно определить как области, в которых $|\epsilon| \gtrsim 0.5(1 - \mu_s)^{1/2}$, что гораздо больше характерной ширины линии, $[(1 - \mu_s)\eta]^{1/2}$. Релятивистские поправки становятся особенно важны в случае больших углов рассеяния $\mu_s \lesssim -0.8$ ($\alpha \gtrsim 140^\circ$). В этом случае заявленная выше точность достигается в более узком диапазоне температур: $kT_e \lesssim 15$ кэВ.

При $kT_e \lesssim 5$ кэВ можно спокойно использовать менее точное приближение K_{nr} . Причем в этом случае энергии фотонов могут принимать произвольные значения, как уже было отмечено ранее. В качестве доказательства, на Рис. 1.2 показан случай рассеяния линии с энергией $h\nu = 1238$ кэВ (одной из самых сильных гамма-линий, возникающих при распаде Co^{56} во время взрывов сверхновых) на тепловых электронах для ряда значений температуры электронов и угла рассеяния. Интересно отметить, что даже при сравнительно низкой температуре газа $T_e = 10^4$ К доплеровское уширение рассеянной гамма-линии уже составляет ~ 1 кэВ при угле рассеяния $\pi/2$. Подобное уширение могло бы быть померено германиевыми детекторами, установленными на обсерватории гамма-лучей ИНТЕГРАЛ, если бы в нашей Галактике или ее окрестностях взорвалась сверхновая.

Интересно отметить, что доплеровское уширение линий определяется двумя параметрами: температурой электронов kT_e и углом рассеяния μ_s . Ширина профиля линии, рассчитанная по (1.12), строго пропорциональна $[(1 - \mu_s)\eta]^{1/2}$. Поэтому, в нерелятивистском пределе, измерив уширение линии, можно определить только данную комбинацию обоих параметров, но не kT_e или μ_s по отдельности (см. Рис. 1.1). Однако, в случае слаборелятивистских электронов становятся

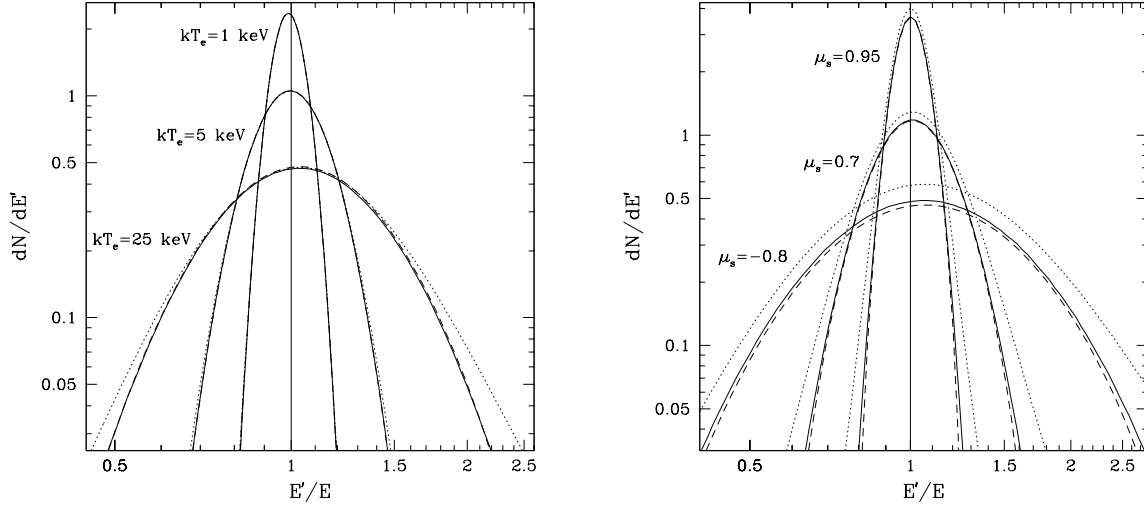


Рис. 1.1: Слева: Спектры, возникающие в результате однократного рассеяния на угол рассеяния $\pi/2$ монохроматической рентгеновской линии с энергией $h\nu = 6.7$ кэВ на горячих электронах для различных значений температуры электронов. Результаты численных вычислений (сплошные линии) сравниваются с различными приближениями ядра: K_{nr} (ур. (1.12), пунктир) и K (ур. (1.6), штрихи). Справа: Аналогично, но для заданной температуры электронов ($kT_e = 25$ кэВ) и различных углов рассеяния.

важны поправочные члены в выражении (1.6), которые зависят от μ_s по своему. Это позволяет, в принципе, определить как kT_e , так и μ_s по измерениям рассеянных линий. Однако, в реальности часто будет легче определить μ_s , измеряя сдвиг линии, связанный с отдачей (см. Рис. 1.1–1.3), который пропорционален $(1 - \mu_s)h\nu/m_e c^2$.

1.1.2 Ядро $P(\nu \rightarrow \nu')$ в задаче с изотропным полем излучения

В астрофизических ситуациях приходится иметь дело не с пучками, а с достаточно широкими угловыми распределениями излучения. При вычислении профиля рассеянной линии тогда требуется свернуть ядро $K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}')$ с исходным угловым распределением. В случае изотропного поля излучения мы приходим к кинетическому уравнению (1.3) с ядром $P(\nu \rightarrow \nu')$, получающимся в результате интегрирования (1.1).

Оказывается, что в случае приближения ядра $K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}')$ формулой (1.6) интегрирование по углу рассеяния может быть выполнено аналитически в пределе $h\nu(h\nu/m_e c^2) \ll kT_e$, т.е. в случае, когда доплеровское уширение превосходит сдвиг в результате отдачи. Суть вычисления состоит в том, чтобы записать аргумент экспоненциального множителя в уравнении (1.6) в виде полинома третьей степени. Тогда два члена, зависящие от энергии фотона, оказываются малы по сравнению с основным членом, который описывает доплеровское уширение, и поэтому могут вынесены из под экспоненты. Это делает последующее интегрирование K по углу рассеяния тривиальным. В результате получается:

$$P(\nu \rightarrow \nu') = \nu^{-1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \left\{ \left[1 + \sqrt{2} \delta \left(1 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) \eta^{1/2} - 4\delta^2 \frac{h\nu}{m_e c^2} \right. \right.$$

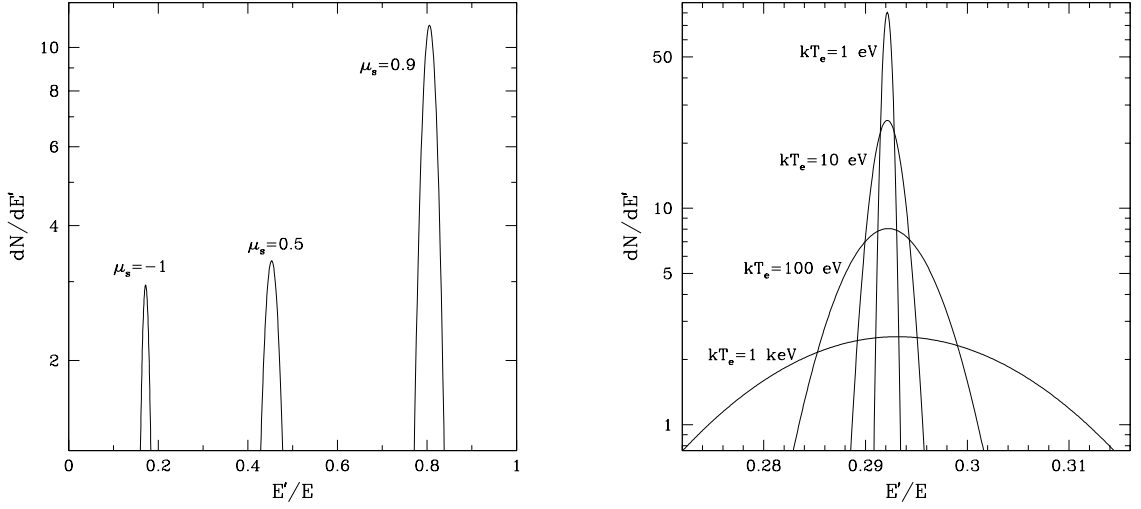


Рис. 1.2: Слева: Аналогично Рис. 1.1, но для гамма-фотонов с энергией $h\nu = 1238$ кэВ и электронов с $kT_e = 1$ кэВ. В этом случае оказывается очень точным ядро K_{nr} , определенное в (1.12), так что отличия от точного результата заметить практически невозможно. Справа: То же самое, но для заданного угла рассеяния $\mu_s = 0$ и различных нерелятивистских значений температуры электронов.

$$+2\sqrt{2}\delta^3 \left(-2 + \frac{1}{3} \left(\frac{h\nu}{kT_e} \right)^2 \right) \frac{h\nu}{m_e c^2} \eta^{1/2} \left] p_0 + \left[1 + \sqrt{2}\delta \left(1 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) \eta^{1/2} \right] p_t + \left[1 + \sqrt{2}\delta \left(3 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) \eta^{1/2} \right] p_r \right\}; \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} p_0 &= \left(\frac{11}{20} + \frac{4}{5}\delta^2 + \frac{2}{5}\delta^4 \right) F + |\delta| \left(-\frac{3}{2} - 2\delta^2 - \frac{4}{5}\delta^4 \right) G, \\ p_t &= \left[\left(-\frac{1091}{1120} - \frac{507}{560}\delta^2 + \frac{57}{35}\delta^4 + \frac{68}{35}\delta^6 \right) F + |\delta| \left(\frac{9}{4} + \delta^2 - \frac{26}{5}\delta^4 - \frac{136}{35}\delta^6 \right) G \right] \eta, \\ p_r &= \left[\left(-\frac{23}{280} + \frac{26}{35}\delta^2 + \frac{34}{35}\delta^4 + \frac{16}{35}\delta^6 \right) F + |\delta| \left(-2\delta^2 - \frac{12}{5}\delta^4 - \frac{32}{35}\delta^6 \right) G \right] \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \eta^{-1}, \\ F &= \exp(-\delta^2), \quad G = \int_{|\delta|}^{\infty} \exp(-t^2) dt = 0.5\pi^{1/2} \text{Erfc}(|\delta|), \quad \delta = (2\eta)^{-1/2} \frac{\nu' - \nu}{\nu' + \nu}. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Выражение (1.16) представляет собой ряд по степеням $\eta^{1/2}$ (когда $h\nu \sim kT_e$). Эта формула сильно упрощается в случае рассеяния низкочастотного излучения в горячей плазме ($h\nu \ll kT_e$):

$$P_T = \nu^{-1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \left[1 + \sqrt{2}\delta\eta^{1/2} \right] (p_0 + p_t). \quad (1.18)$$

Легко проверить, что ядро (1.16) подчиняется принципу детального равновесия, удовлетворяя во всех порядках по $\eta^{3/2}$ уравнению

$$P(\nu \rightarrow \nu') = \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \exp \left[\frac{h(\nu - \nu')}{kT_e} \right] P(\nu' \rightarrow \nu). \quad (1.19)$$

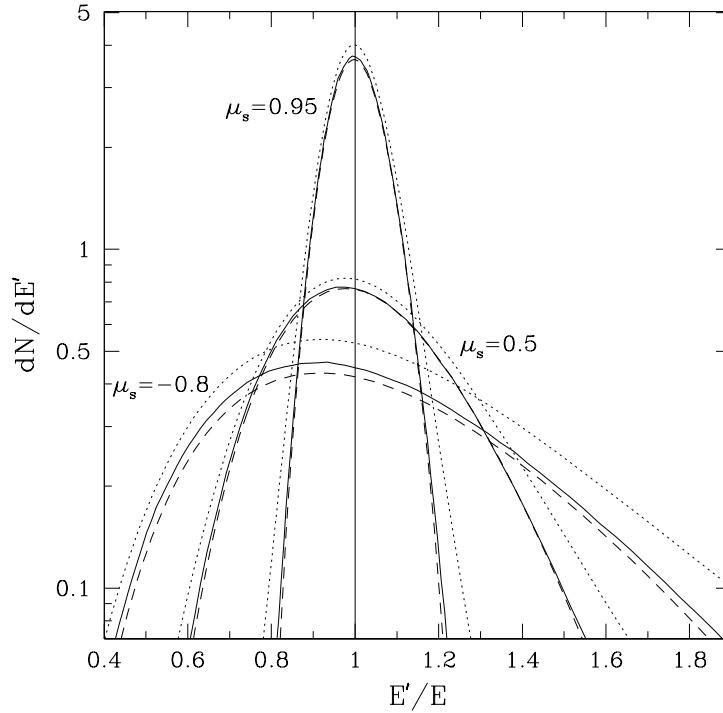


Рис. 1.3: Спектры, формирующиеся в результате однократного рассеяния жесткого рентгеновского монохроматического излучения ($h\nu = 50$ кэВ) на слабoreлятивистских тепловых электронах ($kT_e = 25$ кэВ) на разные углы рассеяния. Результаты вычислений методом Монте-Карло (сплошные линии) сравниваются с приближениями ядра K_{nr} (ур. (1.12), пунктир) и K (ур. (1.6), штрихи).

Ядро уравнения Компанейца

Выражение (1.16) содержит четыре ведущих члена ряда разложения по степеням $\eta^{1/2}$ точного ядра $P(\nu \rightarrow \nu')$. Сохраняя меньшее число членов в этом ряде, можно выписать менее точные приближения ядра. Наиболее грубое приближение представлено только первым членом ряда (1.16):

$$P_0(\nu \rightarrow \nu') = \nu^{-1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} p_0, \quad (1.20)$$

где p_0 было дано в (1.17). Выражение (1.20) эквивалентно формуле, полученной Хаммером и Михаласом [147]. Это ядро симметрично по сдвигу частоты: $P_0(-\delta) = P_0(\delta)$, и, следовательно, описывает только дисперсию изменения частоты в результате эффекта Доплера.

Оставляя два ведущих члена ряда (1.16), получаем:

$$P_K(\nu \rightarrow \nu') = \nu^{-1} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \left[1 + \sqrt{2} \delta \left(1 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) \eta^{1/2} \right] p_0. \quad (1.21)$$

Как будет показано в Главе 1.2, ядро P_K необходимо и достаточно для вывода уравнения Компанейца. Будем называть его поэтому ядром уравнения Компанейца. В этом ядре уже

учитывается асимметрия рассеянной линии и связанный с ней нагрев фотонов, а также (в первом порядке) эффект отдачи.

Моменты и нормировка ядра

Основные свойства ядра $P(\nu \rightarrow \nu')$ описываются его моментами (1.5). В случае приближения (1.16), собирая члены вплоть до $O(\eta^2, \eta h\nu/m_e c^2, (h\nu/m_e c^2)^2)$, получаем:

$$\begin{aligned}\langle \Delta\nu \rangle &= \nu \left[4 \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} + 10 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 - \frac{47}{2} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{21}{5} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right], \\ \langle (\Delta\nu)^2 \rangle &= \nu^2 \left[2 \frac{kT_e}{m_e c^2} + 47 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 - \frac{126}{5} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{7}{5} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right], \\ \langle (\Delta\nu)^3 \rangle &= \nu^3 \left[\frac{252}{5} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 - \frac{42}{5} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right], \\ \langle (\Delta\nu)^4 \rangle &= \nu^4 \left[\frac{84}{5} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right].\end{aligned}\quad (1.22)$$

Моменты более высоких степеней оказываются как минимум порядка η^3 . Приведенные выше значения моментов были ранее получены другим способом [149, 81]. Для первых двух моментов ядра известны и более общие выражения [267, 22]. Важно отметить, что формулы (1.22) справедливы для произвольных значений отношения $h\nu/kT_e$, в том числе в случае $kT_e = 0$, в отличие от выражения для самого ядра (1.16), которое справедливо лишь в пределе $h\nu(h\nu/m_e c^2) \lesssim kT_e$. Отметим еще, что моменты (1.22) можно получить также интегрированием по углу рассеяния моментов (1.15) ядра $K(\nu, \Omega \rightarrow \nu', \Omega')$.

Можно рассчитать также нормировку ядра (1.16):

$$\int P d\nu' = 1 - 2 \frac{h\nu}{m_e c^2} + \left[-\frac{53}{10} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 - \frac{44}{5} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{63}{20} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right]. \quad (1.23)$$

Как следует из сравнения с приводимым ниже полным сечением рассеяния (1.61), заключенные в квадратных скобках члены в (1.23) характеризуют неточность приближения (1.16), в то время как член $-2h\nu/m_e c^2$ – реальная поправка Клейна–Нишины к сечению.

Аналогично, в случае нулевого приближения ядра (P_0):

$$\langle \Delta\nu \rangle_0 = 0, \quad \langle (\Delta\nu)^2 \rangle_0 = \nu^2 \frac{kT_e}{m_e c^2}, \quad (1.24)$$

$$\int P_0 d\nu' = 1 + \frac{3}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2}; \quad (1.25)$$

а в случае ядра уравнения Компанейца (P_K):

$$\langle \Delta\nu \rangle_k = \nu \left(4 \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} \right), \quad \langle (\Delta\nu)^2 \rangle_k = 2\nu^2 \frac{kT_e}{m_e c^2}, \quad (1.26)$$

$$\int P_K d\nu' = 1 + \left(\frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} \right). \quad (1.27)$$

Определив нормировку (1.23) ядра P и зная точный ответ для полного сечения рассеяния (1.61), можно попытаться учесть члены порядка η^2 в P , не вычисляя их явно. Для этого надо просто перенормировать ядро следующим образом:

$$P' = \left[1 + \frac{53}{10} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 + \frac{19}{5} \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{41}{20} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right] P, \quad (1.28)$$

Аналогичное перенормирование можно выполнить и для менее точных приближений ядра:

$$P'_T = \left[1 + \frac{53}{10} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right] P_T, \quad (1.29)$$

$$P'_0 = \left(1 - \frac{3}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right) P_0, \quad (1.30)$$

$$P'_K = \left(1 - \frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{h\nu}{m_e c^2} \right) P_K. \quad (1.31)$$

Необходимо подчеркнуть, что перенормированные выражения формально остаются приближениями того же порядка, что и исходные формулы. Тем не менее, на практике их точность обычно оказывается лучше.

Сравнение с результатами численных расчетов

В случае $h\nu \ll kT_e \ll m_e c^2$ профиль рассеянной линии формируется только посредством доплеровского механизма. На Рис. 1.4 выполняется сравнение спектра, рассчитанного методом Монте-Карло, с различными аналитическими приближениями ядра P . Температура электронов принята равной $kT_e = 25$ кэВ.

Видно, что нулевое приближение P'_0 , симметричное по сдвигу частоты, плохо описывает профиль линии. Поэтому его следует использовать только при $kT_e \lesssim 500$ эВ, когда оно обеспечивает точность лучше 2%, за исключением дальних крыльев линии. Последние можно определить как области, где $|\nu' - \nu|/(\nu' + \nu) \gtrsim 1/4$. Ядро уравнения Компанейца P'_K хорошо работает при $kT_e \lesssim 5$ кэВ. При более высоких температурах необходимо использовать наиболее точное приближение P'_T , как минимум до $kT_e = 25$ кэВ, когда оно еще обеспечивает точность лучше 2%. При еще более высоких температурах необходимо привлекать численные расчеты.

Предположение $h\nu(h\nu/m_e c^2) \ll kT_e$, которое использовалось при выводе (1.16), означает, что связанное с отдачей уменьшение частоты фотона должно быть мало по сравнению с доплеровским уширением линии. С помощью численных вычислений мы установили, что приближения P и P_K (ур. (1.16), (1.21)) остаются очень точны вплоть до $h\nu(h\nu/m_e c^2) \sim kT_e$, когда эффекты Доплера и отдачи становятся уже сравнимы. Естественно, нулевое приближение ядра (P_0) не годится в этом случае из-за пренебрежения эффектом отдачи.

Вычисления показывают, что (см. Рис. 1.5) ядро P' может использоваться в качестве очень хорошего приближения в следующем диапазоне значений параметров: $h\nu(h\nu/m_e c^2) \lesssim kT_e \lesssim 25$ кэВ, $h\nu \lesssim 50$ кэВ. Соответствующие пределы для ядра P_K : $h\nu(h\nu/m_e c^2) \lesssim kT_e \lesssim 5$ кэВ, $h\nu \lesssim 50$ кэВ.

Отметим наконец, при $h\nu(h\nu/m_e c^2) \gtrsim kT_e$ эффект отдачи становится важнее эффекта Доплера. В этом случае, как известно, профиль однократно рассеянной линии становится двухпиковым. К сожалению, существует принципиальная математическая трудность, которая не позволяет распространить использовавшийся нами аналитический подход на этот режим, а именно экспоненциальный множитель в выражении (1.6) для ядра K не может быть разложен по степеням $\eta^{1/2}$, как делалось в случае $h\nu(h\nu/m_e c^2) \lesssim kT_e$.

На Рис. 1.6, 1.7 представлены разнообразные примеры спектров, которые могут возникать в результате однократного комптоновского рассеяния изотропного излучения на тепловых электронах. Такие спектры могут встречаться в различных астрофизических ситуациях и почти все они хорошо описываются аналитическим приближением (1.16), (1.28).

Свойства профиля однократно рассеянной линии

Профиль линии, формирующийся в результате однократного рассеяния изотропного поля излучения на тепловых электронах, весьма необычен. Сравним профиль, рассчитанный по (1.16), с обычным профилем в виде гауссианы, который возникает при доплеровском уширении эмиссионных линий за счет тепловых или турбулентных движений ионов. Чтобы упростить это сравнение, предположим, что $h\nu \ll kT_e$. Для заданной температуры плазмы в качестве доплеровского сдвига естественно

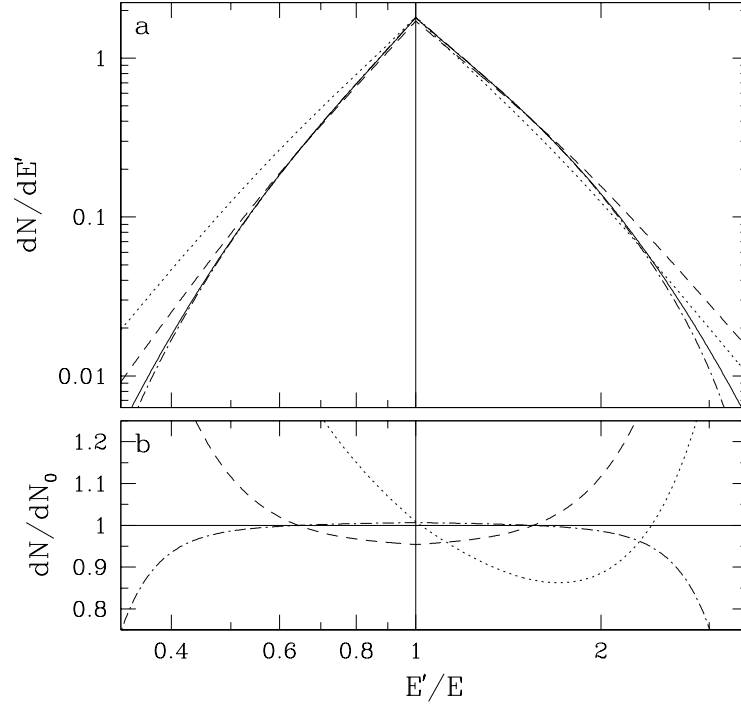


Рис. 1.4: *Наверху*: Спектр, формирующийся в результате однократного рассеяния изотропного монохроматического низкочастотного ($h\nu \ll kT_e$) излучения на слабoreлятивистских тепловых электронах с температурой $kT_e = 25$ кэВ. Сплошной линией показан результат численного расчета. Также показаны различные приближения: P'_0 (ур. (1.20), (1.30), пунктир), P'_K (ур. (1.21), (1.31), штрихи), P'_T (ур. (1.18), (1.29), штрих-пунктир). *Внизу*: Отношение приближений к точному спектру.

принять¹ $\Delta\nu_D = \nu(2\eta)^{1/2}$, т.е. $N \propto \exp[-(\nu' - \nu)^2/\Delta\nu_D^2]$. Среднеквадратичное изменение частоты ($\sqrt{\langle(\Delta\nu)^2\rangle}$) составляет $\nu\eta^{1/2}$ в случае доплеровского профиля и $\nu[2\eta(1 + 23.5\eta)]^{1/2}$ в случае рассеянной линии. При этом, ширина однократно рассеянного профиля на высоте полумаксимумы (FWHM) составляет $2\nu[\ln 2\eta]^{1/2} = 1.66\nu\eta^{1/2}$, а доплеровского профиля $-2\nu[2\ln 2\eta]^{1/2}$. Таким образом, в случае рассеянной линии относительно мало фотонов оказывается в ее ядре, зато много – в крыльях. Ну и конечно, доплеровский профиль симметричен, а профиль рассеянной линии нет.

Интересно также рассмотреть пик рассеянной линии. Вблизи максимума ($|\nu' - \nu| \ll \nu\eta^{1/2}$) спектр хорошо описывается следующим выражением, которое получается из (1.16):

$$P(\nu \rightarrow \nu')_{r,l} = \nu^{-1} \frac{11}{20} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \eta^{-1/2} \left\{ \left[1 + \left(-\frac{1091}{616} - \frac{23}{154} \left(\frac{h\nu}{kT_e} \right)^2 \right) \eta \right] + \frac{\nu'/\nu - 1}{\eta^{1/2}} \left[\mp \frac{15}{22} \sqrt{\frac{\pi}{2}} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h\nu}{kT_e} \right) \eta^{1/2} + \dots \right] + \dots \right\}, \quad (1.32)$$

¹Отметим, что используемая ширина $\Delta\nu_D$ равняется $(M/m_e)^{1/2} = 43(M/m_p)^{1/2}$ тепловых ширин линий иона массой M .

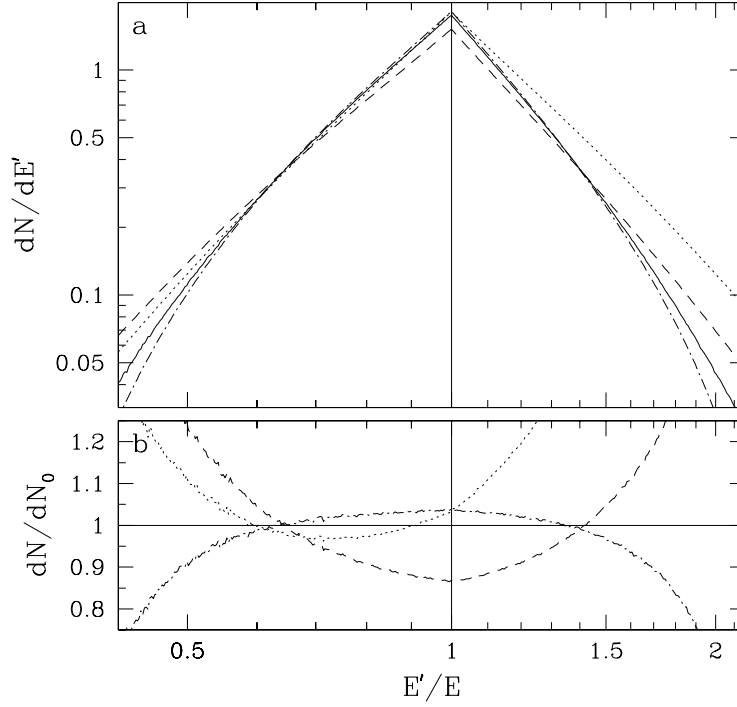


Рис. 1.5: *Наверху*: Спектр, формирующийся в результате однократного рассеяния изотропного жесткого рентгеновского излучения ($h\nu = 50$ кэВ) на слаборелятивистских тепловых электронах ($kT_e = 25$ кэВ). Сплошной линией показан результат численного расчета. Также показаны различные приближения: P'_0 (ур. (1.20), (1.30), пунктир), P'_K (ур. (1.21), (1.31), штрихи), P' (ур. (1.16), (1.28), штрих-пунктир). *Внизу*: Отношение приближений к точному спектру.

где индексы r и l относятся, соответственно, к правой и левой стороне пика.

Видно, что линия имеет касп на $\nu' = \nu$, с обеих сторон которого спектр может быть описан степенным законом, причем наклоны справа и слева от пика различаются:

$$\begin{aligned} \alpha_r &= - \left[\frac{d \ln P}{d \ln (\nu'/\nu)} \right]_{\nu'=\nu+0} = \frac{15}{22} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta^{-1/2} - \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT_e}, \\ \alpha_l &= \left[\frac{d \ln P}{d \ln (\nu'/\nu)} \right]_{\nu'=\nu-0} = \frac{15}{22} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \eta^{-1/2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{h\nu}{kT_e}, \quad \alpha_l - \alpha_r = 1 - \frac{h\nu}{kT_e}. \end{aligned} \quad (1.33)$$

Интересно, что когда $h\nu = kT_e$, профиль линии вблизи каспа становится симметричен (если его нарисовать в логарифмических координатах).

1.2 Обобщенное уравнение Компанейца

Подставляя первые два момента ядра P_K , $\langle \Delta\nu \rangle$ и $\langle (\Delta\nu)^2 \rangle$, из (1.26) в соответствующие коэффициенты дифференциального кинетического уравнения (1.4), приходим к известному уравнению Компанейца [17]:

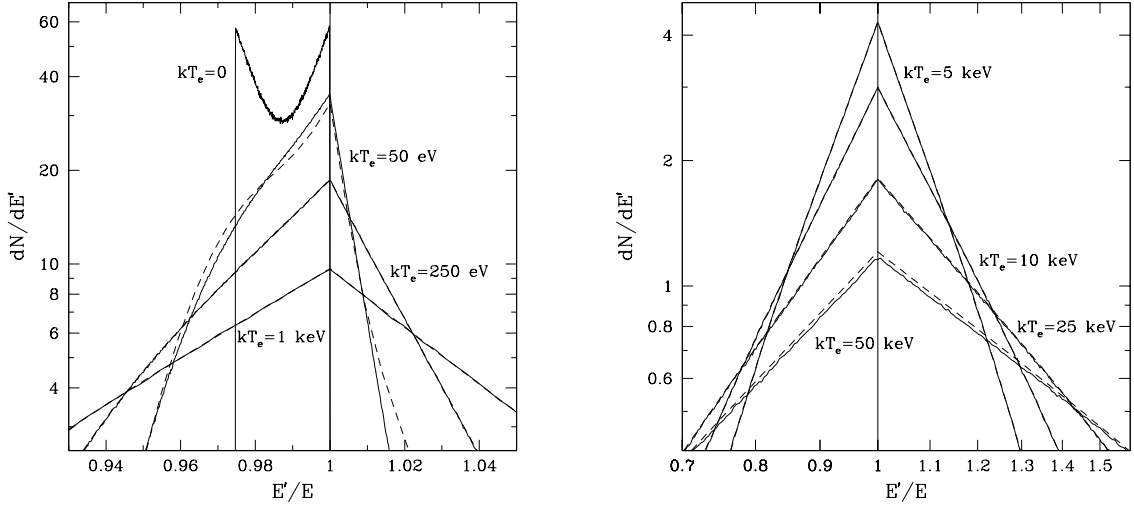


Рис. 1.6: Спектры, возникающие в результате однократного рассеяния изотропного монохроматического рентгеновского излучения с энергией $h\nu = 6.7$ кэВ на тепловых электронах с различными температурами. Результаты вычислений методом Монте-Карло (сплошные линии) сравниваются с приближением P' слабoreлятивистского ядра (ур. (1.16), (1.28), штрихи). В случае $kT_e = 0$ (холодные электроны) показан только результат численного расчета, так как наше приближение не работает в этом случае.

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left(n + n^2 + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right), \quad (1.34)$$

которое играет основополагающую роль при исследовании задач, связанных с комптонизацией излучения.

Уравнение Компанейца справедливо в нерелятивистском пределе ($h\nu, kT_e \ll m_e c^2$). Последний член в скобках в (1.34) описывает диффузию фотонов в пространстве частот под действием эффекта Доплера и передачу энергии от электронов излучению, первый член описывает течение фотонов вниз по оси частот в результате отдачи, а второй член, тоже связанный с отдачей, отвечает за индуцированное комптоновское рассеяние. Так как уравнение Компанейца происходит из ядра кинетического уравнения (хотя в оригинальном выводе Компанейца и его коллег ядро в явном виде не использовалось), а мы убедились в предыдущем параграфе, что ядро уравнения Компанейца P_K имеет ограниченную область применимости, можно ожидать, что в случае, когда энергии фотонов и температура электронов значительны ($h\nu, kT_e \gtrsim 0.01 m_e c^2$), к уравнению Компанейца должны быть добавлены релятивистские поправочные члены.

Чтобы найти основные поправки (порядка $h\nu/m_e c^2$ и $kT_e/m_e c^2$ относительно основных членов), оказывается необходимым и достаточным учесть в ряде (1.4) все члены, зависящие от первых четырех моментов ядра. Для этих моментов нами были получены выражения (1.22). В результате получается обобщенное (на слабо релятивистский случай) уравнение Компанейца:

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left\{ n(1+n) + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} + \frac{7}{10} \frac{h\nu^2}{m_e c^2} \frac{\partial n}{\partial \nu} + \frac{kT_e}{m_e c^2} \left[\frac{5}{2} \left(n(1+n) + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right) \right] \right\}$$

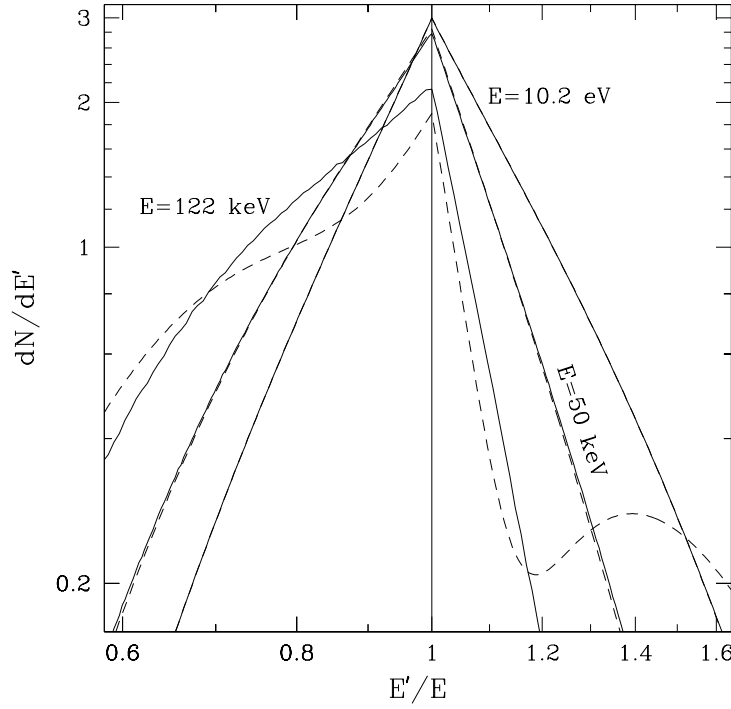


Рис. 1.7: Спектры, возникающие в результате однократного рассеяния изотропного монохроматического излучения на слабoreлятивистских электронах с температурой $kT_e = 10$ кэВ для различных энергий фотонов (от ультрафиолетовой линии Ly_α до гамма-линии Co^{57}). Результаты вычислений методом Монте-Карло (сплошные линии) сравниваются со слабoreлятивистским приближением P' ядра (ур. (1.16), (1.28), штрихи). Случай ядерной линии Co^{57} на энергии 122 кэВ выходит за рамки аналитического приближения ядра.

$$+ \frac{21}{5} \nu \frac{\partial}{\partial \nu} \left(n(1+n) + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right) + \frac{7}{10} \nu^2 \left(-2 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 + 2(1+2n) \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} + \frac{kT_e}{h} \frac{\partial^3 n}{\partial \nu^3} \right) \Bigg] \Bigg\}. \quad (1.35)$$

Подставляя планковское распределение, соответствующее температуре электронов $n = (e^{h\nu/kT_e} - 1)^{-1}$ – в (1.35), можно убедиться, что $\partial n(\nu)/\partial \tau = 0$, как и должно быть при комптоновском рассеянии. Эта проверка подтверждает еще раз, что в ядре (1.16) согласованно учтены все необходимые поправки. То что уравнение (1.35) обеспечивает сохранение числа фотонов, следует напрямую из его дивергентного вида. Таким образом, как и ожидалось, основные свойства уравнения Компанейца сохранены в уравнении (1.35).

Уравнение (1.35) может быть упрощено в пределе $h\nu \ll kT_e$, когда не важен эффект отдачи. Опуская члены, связанные с квантомеханическими эффектами и индуцированным рассеянием, находим:

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left[\frac{\partial n}{\partial \nu} + \frac{kT_e}{m_e c^2} \left(\frac{5}{2} \frac{\partial n}{\partial \nu} + \frac{21}{5} \nu \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} + \frac{7}{10} \nu^2 \frac{\partial^3 n}{\partial \nu^3} \right) \right]. \quad (1.36)$$

Это уравнение позволяет получить релятивистские поправки первого порядка к эффекту искажения

спектра микроволнового космического фона в направлении скоплений галактик с горячим газом (см. обсуждение и другой способ получения этих поправок в Части 2). Ранее это уравнение уже было получено Ито и др. [149], а также Чэллинором и Лэзенби[81]. При этом ядро $P(\nu \rightarrow \nu')$ не выписывалось в явном виде, а вместо этого оператор Фоккера–Планка был применен к кинетическому уравнению, записанному в наиболее общем виде, с использованием матричных элементов.

В другом пределе $h\nu(h\nu/m_e c^2) \gg kT_e$, когда наоборот не важен эффект Доплера, получаем (пренебрегая членами, связанными с индуцированным рассеянием):

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left(n + \frac{7}{10} \frac{h\nu^2}{m_e c^2} \frac{\partial n}{\partial \nu} \right). \quad (1.37)$$

Второй член в скобках в этом уравнении, который описывает диффузию фотонов по частоте, связанную с эффектом отдачи, был впервые добавлен к уравнению Компанейца в работах [234, 148]. Эта поправка становится особенно важной при изучении рассеяния жесткого рентгеновского излучения на холодных электронах в оптической толстой среде. Такая ситуация возникает, например, при взрывах сверхновых. Аналитическое решение соответствующей диффузионной задачи было получено и использовано для расчета эволюции рентгеновского спектра сверхновой 1987A [9].

1.2.1 Нагрев и охлаждение электронов

Определим скорости нагрева и охлаждения слабoreлятивистских тепловых электронов ($kT \lesssim 0.1 m_e c^2$) в изотропном поле излучения в результате комптоновского рассеяния.

Поле излучения может быть определено спектральной плотностью энергии ϵ_ν или числом заполнения в фазовом пространстве фотонов $n = \epsilon_\nu c^3 / (8\pi h\nu^3)$. Умножая обобщенное уравнение Компанейца (1.35) на $h\nu$ и затем интегрируя его по фазовому пространству фотонов, получаем выражение, описывающее изменение полной плотности энергии излучения $\epsilon = \int_0^\infty \epsilon_\nu d\nu$ и, соответственно, изменение средней энергии электронов $E_e \approx 1.5kT_e(1 + 1.25kT_e/m_e c^2)$:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{N_e} \frac{d\epsilon}{dt} = \frac{dE_e}{dt} &= \frac{8\pi\sigma_T h}{c^2} \left[-4 \frac{kT_e}{m_e c^2} \int_0^\infty \nu^3 n d\nu + \frac{h}{m_e c^2} \int_0^\infty \nu^4 (n + n^2) d\nu \right. \\ &\quad - 10 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \int_0^\infty \nu^3 n d\nu - \frac{21}{5} \left(\frac{h}{m_e c^2} \right)^2 \int_0^\infty \nu^5 n d\nu \\ &\quad \left. + \frac{kT_e}{m_e c^2} \frac{h}{m_e c^2} \left(\frac{47}{2} \int_0^\infty \nu^4 (n + n^2) d\nu - \frac{21}{5} \int_0^\infty \nu^6 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 d\nu \right) \right]. \quad (1.38) \end{aligned}$$

Первые два члена в квадратных скобках в этом выражении описывают скорости нагрева и охлаждения электронов в нерелятивистском пределе [218, 11, 21]. За ними следуют релятивистские поправки порядка $kT_e/m_e c^2$ и $h\nu/m_e c^2$. Из (1.38) можно, например, найти темп обмена энергией между электронами и чернотельным излучением с температурой T_r :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = 4\epsilon\sigma_T N_e c \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{kT_r}{m_e c^2} \right) \left(1 + \frac{5}{2} \frac{kT_e}{m_e c^2} - 2\pi^2 \frac{kT_r}{m_e c^2} \right). \quad (1.39)$$

Это выражение было ранее получено другим способом Вудвордом [320].

Приведем из литературы также более общие выражения для скорости нагрева и охлаждения нерелятивистских электронов ($kT_e \ll m_e c^2$) для произвольной энергии фотонов [267]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{dE_e}{dt} \right)_+ &= \sigma_T m_e c^3 \int_0^\infty \epsilon_\nu(x) \left[\frac{3}{8x^3} (x-3)(x+1) \ln(2x+1) \right. \\ &\quad \left. + \frac{-10x^4 + 51x^3 + 93x^2 + 51x + 9}{4x^2(2x+1)^3} \right] dx, \quad (1.40) \end{aligned}$$

$$\left(\frac{dE_e}{dt}\right)_- = -\sigma_{\text{ТК}} kT_e \int_0^\infty \epsilon_\nu(x) \left[\frac{3(3x^2 - 4x - 13)}{16x^3} \ln(2x + 1) + \frac{-216x^6 + 476x^5 + 2066x^4 + 2429x^3}{8x^2(2x + 1)^5} + \frac{1353x^2 + 363x + 39}{8x^2(2x + 1)^5} \right] dx, \quad (1.41)$$

где $x = \nu/m_e c^2$.

Формулы (1.38), (1.40), (1.41) будут использоваться в Части 4, при расчете нагрева межзвездного газа в поле излучения квазара.

1.2.2 Роль индуцированного комптоновского рассеяния

Если одновременно выполняются два условия: $n \gg 1$ и $n \gg kT_e/h\nu$, то излучение взаимодействует с электронами в основном посредством индуцированного комптоновского рассеяния, и в этом случае уравнение (1.35) можно упростить до:

$$\frac{\partial n(\nu)}{\partial \tau} = \frac{h}{m_e c^2} \frac{1}{\nu^2} \frac{\partial}{\partial \nu} \nu^4 \left\{ n^2 + \frac{kT_e}{m_e c^2} \left[\frac{5}{2} n^2 + \frac{42}{5} \nu n \frac{\partial n}{\partial \nu} + \frac{14}{5} \nu^2 n \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} - \frac{7}{5} \nu^2 \left(\frac{\partial n}{\partial \nu} \right)^2 \right] \right\}. \quad (1.42)$$

Интересно отметить, что в этом уравнении присутствуют только поправочные члены, пропорциональные $kT_e/m_e c^2$, и не возникает членов порядка $h\nu/m_e c^2$.

Раньше многие явления, связанные с индуцированным комптоновским рассеянием, исследовались в нерелятивистском приближении ($kT_e \ll m_e c^2$), причем использовался только главный член уравнения (1.42). Одно из таких явлений – искажения спектров низкочастотного излучения радиоисточников [30], которые могут быть заметными если яркостная температура излучения $kT_b = 0.5 I_\nu \lambda^2 \gg m_e c^2 / \tau(1 + \tau)$, где τ – томсоновская оптическая толщина рассеивающего облака. Особенно интересен случай мощных внегалактических радиоисточников, для которых $kT_b \gg m_e c^2 / \tau$, несмотря на то, что $\tau \ll 1$, так как $T_b \sim 10^{11} - 10^{13}$ К. Связанное с этим явление, которое будет обсуждаться в Главе 4.3 – нагрев тепловой плазмы в поле излучения радиоисточников. Очевидно, что релятивистские поправки порядка $kT_e/m_e c^2$, выписанные в уравнении (1.42), могли бы играть важную роль в этих и других задачах.

Для полноты картины стоит также отметить, хотя это и не имеет непосредственного отношения к теме нашего исследования, что индуцированное комптоновское рассеяние может приводить к существенно анизотропным явлениям, таким как сужение или уширение (в зависимости от спектра излучения) пучка излучения, распространяющегося через плазму [8, 13]. Оно также может играть важную роль при взаимодействии пучков мазерного излучения с узкими спектрами ($\Delta\nu < \Delta\nu_D$, где $\Delta\nu_D = \nu[2(1 - \mu_s)kT_e/m_e c^2]^{1/2}$ – доплеровский сдвиг) [12]. Запишем (для бесконечной однородной среды) интегральное кинетическое уравнение, возникающее в этих задачах:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau)}{\partial \tau} &= n(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau) \int n(\nu', \mathbf{\Omega}', \tau) \left[\left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 K(\nu', \mathbf{\Omega}' \rightarrow \nu, \mathbf{\Omega}) - K(\nu, \mathbf{\Omega} \rightarrow \nu', \mathbf{\Omega}') \right] d\nu' d\mathbf{\Omega}' \\ &= n(\nu, \mathbf{\Omega}, \tau) \int n(\nu', \mathbf{\Omega}', \tau) K_{\text{ind}}(\nu, \mathbf{\Omega}; \nu', \mathbf{\Omega}') d\nu' d\mathbf{\Omega}', \end{aligned} \quad (1.43)$$

где было введено новое ядро $K_{\text{ind}}(\nu, \mathbf{\Omega}; \nu', \mathbf{\Omega}')$. В пределе $h\nu \ll m_e c^2$, $h\nu \ll kT_e$, который всегда имеет место в случае компактных источников низкочастотного излучения, для этого ядра может быть получено простое выражение. Действительно, можно разложить экспоненциальный фактор в выражении (1.6) и затем, вынося второй член в возникающем ряде из под экспоненты, найти:

$$K^{\text{ind}}(\nu, \mathbf{\Omega}; \nu', \mathbf{\Omega}') = \frac{3}{32\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^{-3/2} \frac{h\nu'(\nu' - \nu)}{m_e c^2 g\nu} \left[1 + \mu^2 + \left(\frac{1}{8} - \mu - \frac{63}{8} \mu^2 + 5\mu^3 \right) \frac{kT_e}{m_e c^2} \right]$$

$$-\mu(1-\mu^2)\left(\frac{\nu'-\nu}{g}\right)^2 - \frac{3(1+\mu^2)m_e c^2}{8kT_e}\left(\frac{\nu'-\nu}{g}\right)^4 \exp\left[-\frac{(\nu'-\nu)^2 m_e c^2}{2g^2 kT}\right],$$

$$g = |\nu\boldsymbol{\Omega} - \nu'\boldsymbol{\Omega}'| = (\nu^2 - 2\nu\nu'\mu + \nu'^2)^{1/2}. \quad (1.44)$$

Уравнение (1.44), так же как и формула (1.6) для ядра $K(\nu, \boldsymbol{\Omega} \rightarrow \nu', \boldsymbol{\Omega}')$, может использоваться в случае слабoreлятивистской плазмы ($kT_e \lesssim 0.1m_e c^2$). В случае нерелятивистских электронов ($kT_e \ll m_e c^2$):

$$K_{\text{nr}}^{\text{ind}}(\nu, \boldsymbol{\Omega}; \nu', \boldsymbol{\Omega}') = \frac{3}{32}(\pi\eta)^{-3/2}\nu^{-1}\frac{h(\nu'-\nu)}{m_e c^2}(1-\mu_s)^{-1/2}(1+\mu_s^2)\exp\left[-\frac{(\nu'-\nu)^2}{4\nu^2(1-\mu_s)\eta}\right]. \quad (1.45)$$

Это ядро было впервые получено Зельдовичем и др. [12].

Интегрирование ядра (1.44) по всем углам рассеяния приводит к соответствующему ядру для изотропной задачи, которое однако легче получить из (1.16):

$$P^{\text{ind}}(\nu; \nu') = \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2 P(\nu' \rightarrow \nu) - P(\nu \rightarrow \nu') = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{kT_e}{m_e c^2}\right)^{-3/2}\frac{h\nu'(\nu'-\nu)}{m_e c^2\nu(\nu+\nu')}(p_0 + p_t), \quad (1.46)$$

где p_0 и p_t были даны в (1.17).

1.3 Индикатрисса комптоновского рассеяния

Описание задачи о сечении рассеяния излучения на свободном электроне, можно найти в любом учебнике о взаимодействии вещества со светом (см., например, [2]). Также хорошо изучено комптоновское рассеяние низкочастотного излучения в плотной плазме, где важны коллективные эффекты. В частности, хорошо известны формулы, описывающие дифференциальное сечение, усредненное по ансамблю электронов, или иначе говоря индикатрисса [10]. Мы недавно обратили внимание [255, 26] на один факт, который похоже остался неотмеченным в литературе, а именно на то, что индикатрисса комптоновского рассеяния должна отличаться от классической рэлеевской и в случае разреженного релятивистского электронного газа. Как будет показано ниже, после усреднения по изотропному ансамблю существенно релятивистских электронов диаграмма рассеяния оказывается направленной назад (Рис. 1.8). Это явление возникает по двум причинам. Во-первых, у фотона больше вероятность рассеяться на электроне, который движется в его сторону, чем от него (вероятность рассеяния пропорциональна $1 - \cos\alpha v/c$, где v – скорость электрона, α – угол столкновения фотона и электрона). Во-вторых, после рассеяния на релятивистском электроне фотоны вылетают в основном по ходу движения электрона. Возникающая в результате индикатрисса контрастирует с направленной вперед индикатриссой Клейна–Нишины, которая соответствует случаю рассеяния энергичных фотонов на покоящемся электроне.

Необходимо подчеркнуть, что, конечно, в численных расчетах (например, методом Монте-Карло) спектров и угловых распределений фотонов в результате рассеяния на горячих электронах обычно неявно учитывается релятивистское изменение дифференциального сечения рассеяния на изотропном ансамбле электронов.

Кроме общего интереса, который представляют приводимые ниже формулы, их можно легко применить к расчетам альbedo по рассеянию горячих атмосфер, таких как короны аккреционных дисков, слои растекания аккрецирующего вещества на поверхности нейтронных звезд, межгалактический газ в скоплениях галактик и т. д. Вопрос об изменении альbedo может оказаться важным также при исследовании облаков ультрарелятивистских электронов в компактных радиоисточниках, в которых могут испытывать обратное комптоновское рассеяние фотоны из внешних полей излучения. Согласно нашим расчетам, доля фотонов, проникающих в такие облака снаружи, значительно уменьшится, и соответственно меньше фотонов примут участие в комптонизации. В итоге, электроны будут охлаждаться с меньшей скоростью. Изменение индикатриссы рассеяния также приводит к тому, что коэффициент пространственной диффузии

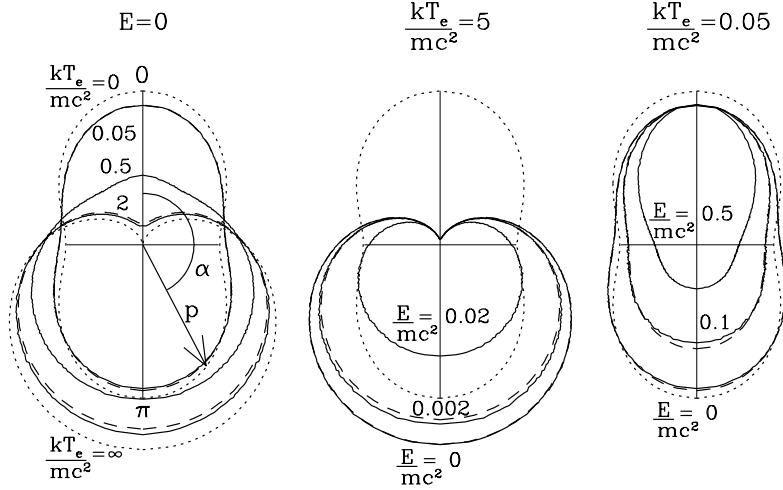


Рис. 1.8: Индикатрисса (в полярных координатах) комптоновского рассеяния фотонов с энергией E на ансамбле релятивистских максвелловских электронов с температурой T_e . Сплошными линиями показаны результаты расчетов методом Монте-Карло. Штриховыми линиями представлены приближения (1.57) или (1.60). Пунктирными линиями представлены два крайних случая: 1) $E = 0$, $T_e = 0$, который соответствует рэлеевской индикатриссе, и 2) $E = 0$, $kT_e \gg m_e c^2$. В последнем случае (который представлен лишь на левой панели) рассеяние происходит по закону $p = 1 - \cos \alpha$.

фотонов в горячей плазме оказывается другим, чем в случае холодного газа. Это сказывается на форме комptonизационных спектров и временных задержках между мягким и жестким излучением от переменных рентгеновских источников.

1.3.1 Рассеяние малоэнергичных фотонов в ультрарелятивистской плазме

Начнем со стандартной формулы, которая описывает дифференциальное сечение комптоновского рассеяния на электроне, движущемся в направлении $\boldsymbol{\omega}$ со скоростью $v = \beta c$ [2]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'} = \frac{3\sigma_T}{16\pi\gamma^2} \frac{X}{(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega})^2} \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2, \quad (1.47)$$

где

$$\frac{\nu'}{\nu} = \frac{1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega}}{1 - \beta\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\omega} + (h\nu/\gamma m_e c^2)(1 - \mu_s)}, \quad (1.48)$$

$$X = 2 - \frac{2(1 - \mu_s)}{\gamma^2(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega})(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\omega})} + \frac{(1 - \mu_s)^2}{\gamma^4(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega})^2(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\omega})^2} + \left(\frac{h\nu}{m_e c^2}\right)^2 \frac{\nu'}{\nu} \frac{(1 - \mu_s)^2}{\gamma^2(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega})(1 - \beta\boldsymbol{\Omega}'\boldsymbol{\omega})} \quad (1.49)$$

$\gamma^2 = (1 - \beta^2)^{-1}$, $(\nu, \boldsymbol{\Omega})$ – частота и направление движения падающего фотона, $(\nu', \boldsymbol{\Omega}')$ – соответствующие значения для выходящего фотона, $\mu_s = \boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\Omega}'$.

Рассмотрим теперь распределение электронов, движущихся в случайных направлениях с одинаковой скоростью β . Требуется усреднить сечение (1.47) по ансамблю электронов, чтобы найти индикатриссу рассеяния:

$$p(\gamma, \mu_s) = \frac{1}{\sigma_T} \int \frac{d\sigma}{d\Omega'} (1 - \beta\boldsymbol{\Omega}\boldsymbol{\omega}) d\boldsymbol{\omega}. \quad (1.50)$$

Здесь с помощью коэффициента $1 - \beta\Omega\omega$ учтена относительная скорость фотона и электрона [20]. Согласно определению (1.50), средний пробег фотона может быть найден как

$$\lambda = \frac{1}{N_e\sigma_T \int p(\gamma, \mu_s) d\Omega'/4\pi} = \frac{1}{N_e\sigma_T \int p(\gamma, \mu_s) d\mu_s/2}. \quad (1.51)$$

Рассмотрим вначале крайний случай $\gamma \gg 1$, $\gamma h\nu/m_e c^2 \ll 1$, когда электроны ультрарелятивистские, а энергия фотонов мала. Тогда справедливо томсоновское приближение, и можно пренебречь членами порядка $h\nu/m_e c^2$ в (1.48), (1.49). Таким образом, индикатрисса будет дана интегралом

$$p = \frac{3}{16\pi} \int \left[\frac{2(1 - \beta\Omega\omega)}{\gamma^2(1 - \beta\Omega'\omega)^2} - \frac{2(1 - \mu_s)}{\gamma^4(1 - \beta\Omega'\omega)^3} + \frac{(1 - \mu_s)^2}{\gamma^6(1 - \beta\Omega\omega)(1 - \beta\Omega'\omega)^4} \right] d\omega, \quad (1.52)$$

основной вклад в который вносят электроны, которые движутся в направлениях ω рядом с Ω' , что является результатом доплеровской абберации. В результате интегрирования получаем очень простой результат (см. Рис. 1.8), который, как ни странно, до сих пор не был описан в литературе:

$$p(\gamma \gg 1, \mu_s) = 1 - \mu_s. \quad (1.53)$$

По формуле (1.51) можно убедиться, что в случае индикатриссы (1.53) средний пробег фотонов равен $\lambda = (N_e\sigma_T)^{-1}$, как и должно быть в томсоновском пределе.

В выражение (1.53) не трудно включить поправки Клейна-Нишины, предполагая как и раньше, что $\gamma h\nu/m_e c^2 \ll 1$. В этом пределе $h\nu/\gamma m_e c^2 \ll (1 - \beta)$, что позволяет путем разложения (1.48) получить с точностью до первого порядка:

$$p(\gamma, \nu, \mu_s) = 1 - \mu_s - 2\gamma \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \mu_s)^2. \quad (1.54)$$

Если энергия электрона не очень велика, скажем $\gamma \lesssim 10$, то становятся важны поправки типа γ^{-n} к индикатриссе. После соответствующего разложения и интегрирования находим:

$$p(\gamma, \mu_s) = 1 - \mu_s + \frac{-1 + 3 \ln 4 \gamma^2}{4\gamma^2} \mu_s. \quad (1.55)$$

Наконец можно объединить уравнения (1.54) и (1.55):

$$p(\gamma, \nu, \mu_s) = 1 - \mu_s - 2\gamma \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \mu_s)^2 + \frac{-1 + 3 \ln 4 \gamma^2}{4\gamma^2} \mu_s. \quad (1.56)$$

Согласно нашим расчетам методом Монте-Карло, диапазон применимости формулы (1.56): $\gamma \gtrsim 2$, $\gamma h\nu \lesssim 0.02 m_e c^2$.

В случае электронов, подчиняющихся релятивистскому максвелловскому распределению ($dN_e \propto \gamma(\gamma^2 - 1)^{1/2} \exp(-\gamma m_e c^2/kT_e) d\gamma$), выражение (1.56) должно быть свернуто с этой функцией, что дает:

$$p(T_e, \nu, \mu_s) = 1 - \mu_s - 6 \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} (1 - \mu_s)^2 + \frac{-1 + 3 \ln 4 + 6\Gamma(0, m_e c^2/kT_e)}{8} \left(\frac{m_e c^2}{kT_e} \right)^2 \mu_s, \quad (1.57)$$

где $\Gamma(\alpha, z) = \int_z^\infty x^{\alpha-1} e^{-x} dx$ – неполная гамма-функция. Приближение (1.57) обеспечивает хорошую точность при $kT_e \gtrsim 2m_e c^2$, $h\nu kT_e \lesssim 0.01 (m_e c^2)^2$.

На Рис. 1.8 представлены примеры индикатрисс, соответствующих рассеянию излучения на электронах с большой температурой. Средний пробег фотона, который соответствует индикатриссе (1.57), составляет

$$\lambda(T_e, \nu) = \left[N_e\sigma_T \left(1 - 8 \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \right) \right]^{-1}. \quad (1.58)$$

Это выражение приведено в обзоре Позднякова и др. [24].

В радиоисточниках релятивистские электроны характеризуются степенным энергетическим спектром $dN_e \propto \gamma^{-\alpha} d\gamma$ с завалом на низких энергиях $\gamma > \gamma_{\min}$. В этом случае индикатрисса:

$$p(\alpha, \gamma_{\min}, \nu, \mu_s) = 1 - \mu_s - \frac{2(\alpha - 1)}{\alpha - 2} \gamma_{\min} \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \mu_s)^2 + \frac{\alpha - 1}{4(\alpha + 1)} \left(-1 + \frac{6}{\alpha + 1} + 3 \ln 4 \gamma_{\min}^2 \right) \frac{1}{\gamma_{\min}^2} \mu_s \quad (1.59)$$

Эта формула применима при $\gamma_{\min} \gg 1$, $\alpha > 2$, $\gamma_{\min} h\nu / m_e c^2 \ll 1$.

1.3.2 Рассеяние в слабoreлятивистском режиме ($h\nu, kT_e \ll m_e c^2$)

В этом случае мы получили следующую приближенную формулу для индикатриссы:

$$\begin{aligned} p(T_e, \nu, \mu_s) = & \frac{3}{4} \left[1 + \mu_s^2 - 2(1 - \mu_s)(1 + \mu_s^2) \frac{h\nu}{m_e c^2} + 2(1 - 2\mu_s - 3\mu_s^2 + 2\mu_s^3) \frac{kT_e}{m_e c^2} \right. \\ & + (1 - \mu_s)^2 (4 + 3\mu_s^2) \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 + (1 - \mu_s)(-7 + 14\mu_s + 9\mu_s^2 - 10\mu_s^3) \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \\ & \left. + (-7 + 22\mu_s + 9\mu_s^2 - 38\mu_s^3 + 20\mu_s^4) \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 + \dots \right]. \quad (1.60) \end{aligned}$$

Главный член в этом степенном ряде $-3(1 + \mu_s^2)/4$ – рэлеевская индикатрисса, соответствующая случаю томсоновского рассеяния на холодных электронах. Следующие три поправочные члена можно получить прямо из ядра K (1.6).

Диапазон применимости приближения (1.60): $kT_e \lesssim 0.05 m_e c^2$, $h\nu \lesssim 0.1 m_e c^2$. На Рис. 1.8 представлены несколько примеров. Влияние температурной поправки первого порядка (член порядка $kT_e / m_e c^2$) в (1.60) на индикатриссу заключается в том, что увеличивается доля фотонов, рассеянных на промежуточные углы от 69° до 138° (максимум в $12kT_e / (0.05 m_e c^2)$ процентов приходится на угол 105°), а также подавляется рассеяние как вперед, так и назад (на $10kT_e / (0.05 m_e c^2)$ процентов для углов 0 и π).

Интегрирование (1.60) по всем углам рассеяния приводит к известному выражению для полного сечения рассеяния комптоновского рассеяния на тепловых электронах в слабoreлятивистском пределе [24]:

$$\sigma = \sigma_T \left[1 - 2 \frac{h\nu}{m_e c^2} - 5 \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{26}{5} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right]. \quad (1.61)$$

Наконец, средний пробег фотона, который соответствует индикатриссе (1.60), равняется [24]

$$\lambda(T_e, \nu) = \left\{ N_e \sigma_T \left[1 - 2 \frac{h\nu}{m_e c^2} - 5 \frac{h\nu}{m_e c^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} + \frac{26}{5} \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^2 \right] \right\}^{-1}. \quad (1.62)$$

1.3.3 Отражение излучения от горячей атмосферы

Описанные выше угловые законы рассеяния на ансамбле тепловых электронов, легко применить к любой классической задаче о переносе излучения в рассеивающих атмосферах. Более того, до тех пор, пока эволюция энергии фотонов в пространстве и времени не играет роли, т.е. индикатриссу можно считать неизменной, можно применить некоторые классические результаты (описанные, например, в учебниках Соболева [29] и Чандрасекара [82]) к случаю горячей атмосферы.

Рассмотрим задачу об отражении излучения от горячей атмосферы, а именно попробуем определить, какая доля фотонов отразится от атмосферы уже после первого рассеяния. Это одновременно скажет нам, какой процент падающих фотонов сможет проникнуть внутрь атмосферы за счет многократных рассеяний и участвовать в комптонизации (здесь речь идет об атмосфере с

оптической толщиной $\tau \gtrsim 1$). Мы ограничимся рассмотрением случая, когда энергия падающих фотонов достаточно мала, так что поправки Клина–Нишины не важны. Напомним, что в этом (томсоновском) пределе $\int p(\mu_s) d\mu_s/2 = 1$.

В случае полубесконечной атмосферы ($\tau \rightarrow \infty$) число фотонов, вылетающих в заданном направлении $\mu = \cos \theta$, ϕ (углы измеряются относительно нормали к атмосфере) после одного рассеяния равняется [82]:

$$N^{(1)}(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) = \frac{1}{4\pi(\mu + \mu_0)} p(\mu, \phi; -\mu_0, \phi_0) F_0, \quad (1.63)$$

где μ_0, ϕ_0 — направление падения излучения, F_0 — исходный поток фотонов, приходящийся на единичную площадь поверхности, p — индикатрисса рассеяния.

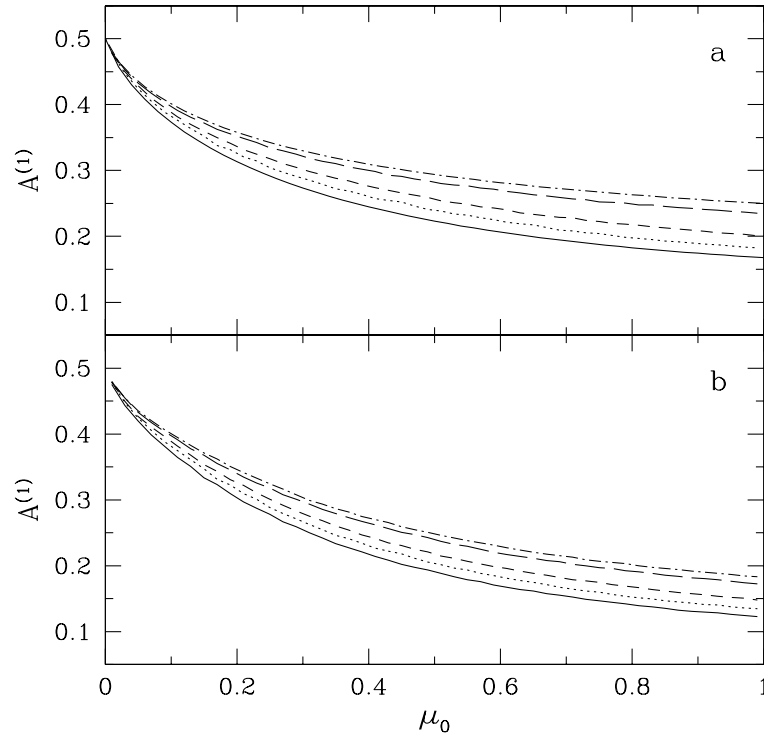


Рис. 1.9: Альbedo электронно-рассеивающей атмосферы по отношению к однократно рассеянным фотонам в зависимости от угла падения фотонов ($\arccos \mu_0$). Излучение низкочастотное, т.е. $h\nu kT_e \ll (m_e c^2)^2$. Показаны результаты расчетов методом Монте-Карло. *Наверху*: Случай полубесконечной атмосферы ($\tau \rightarrow \infty$). Различные кривые соответствуют: $kT_e \ll m_e c^2$ (сплошная линия), $kT_e = 0.2 m_e c^2$ (пунктир), $0.5 m_e c^2$ (короткие штрихи), $2 m_e c^2$ (длинные штрихи), $kT_e \gg m_e c^2$ (штрих-пунктир). *Внизу*: Аналогично, но для полупрозрачной атмосферы ($\tau = 0.5$).

Можно ввести понятие альbedo атмосферы по отношению к однократно рассеянным фотонам в зависимости от угла падения μ_0 :

$$A_1(\mu_0) = \frac{\int \int N^{(1)}(\mu, \phi; \mu_0, \phi_0) \mu d\mu d\phi}{F_0}. \quad (1.64)$$

Не представляет сложности рассчитать альbedo однократного рассеяния для двух интересующих нас законов рассеяния: А) $p = 1 - \mu_s$ и Б) $p = 3(1 + \mu_s^2)/4$ (рэлеевский закон):

$$\text{А) } A_1(\mu_0) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{2}\mu_0 - \mu_0^2 - \mu_0(1 - \mu_0^2) \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} \right], \quad (1.65)$$

$$\text{Б) } A_1(\mu_0) = \frac{3}{16} \left[\frac{8}{3} + \frac{1}{2}\mu_0 - \mu_0^2 - \frac{3}{2}\mu_0^3 + 3\mu_0^4 - \mu_0(3 - 2\mu_0^2 + 3\mu_0^4) \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} \right]. \quad (1.66)$$

Случай Б) соответствует ситуации, когда атмосфера холодная ($kT_e \ll m_e c^2$), а случай А) будет реализован, если атмосфера очень горячая ($kT_e \gg m_e c^2$). Как видно из Рис. 1.9, отражающие свойства горячей атмосферы заметно отличаются от свойств холодной атмосферы. В частности, альbedo для фотонов, падающих вдоль нормали ($\mu_0 = 1$), составляет 0.25 в случае А) и 0.168 в случае Б). Таким образом, после первого рассеяния от горячей атмосферы отразится на 50 процентов больше фотонов, чем от холодной. Также видно, что уже при $kT_e \gtrsim 2m_e c^2$ альbedo практически соответствует ультрарелятивистскому случаю А).

В случае слабoreлятивистских электронов альbedo может быть найдено интегрированием индикатриссы (1.60):

$$A^{(1)}(\mu_0) = \frac{3}{16} \left\{ \frac{8}{3} + \frac{1}{2}\mu_0 - \mu_0^2 - \frac{3}{2}\mu_0^3 + 3\mu_0^4 - \mu_0(3 - 2\mu_0^2 + 3\mu_0^4) \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0} + [-2\mu_0 + 6\mu_0^2 + 16\mu_0^3 - \frac{106}{3}\mu_0^4 - 10\mu_0^5 + 20\mu_0^6 - \mu_0(-2 + 16\mu_0^2 - 42\mu_0^4 + 20\mu_0^6) \ln \frac{1 + \mu_0}{\mu_0}] \frac{kT_e}{m_e c^2} \right\}. \quad (1.67)$$

Это выражение обеспечивает хорошую точность при $kT_e \lesssim 0.2m_e c^2$. Как следует из (1.67) и Рис. 1.9, альbedo однократного рассеяния атмосферы, состоящей из слабо релятивистских электронов, лишь незначительно превышает альbedo холодной атмосферы – относительная разница составляет меньше 5 процентов, если $kT_e \lesssim 0.1m_e c^2$. Из этого следует, что в большинстве практических приложений, связанных с отражением излучения от плазмы с $kT_e \lesssim 0.1m_e c^2$, при вычислениях можно использовать альbedo холодной атмосферы.

Часть 2

Эффект Сюняева–Зельдовича

Введение

Томсоновское рассеяние на горячем межгалактическом газе должно приводить к искажениям спектра космического микроволнового фона в направлении скоплений галактик. Сюняев и Зельдович [287], используя диффузионное уравнение Компанейца (1.34), показали, что амплитуда этого “теплового эффекта” пропорциональна параметру $y = (kT_e/m_e c^2)\tau$, где T_e – температура электронов, а $\tau \ll 1$ – оптическая толщина скопления по Томсону вдоль луча зрения. Спектр микроволнового излучения должен дополнительно искажаться из-за пекулярного движения скопления относительно хаббловского течения, в системе которого фоновое излучение практически изотропно [289]. Амплитуда этого “кинематического эффекта” пропорциональна $\tau V_r/c$, где V_r – составляющая пекулярной скорости вдоль луча зрения. Зависимости от частоты теплового (ΔI_ν^T) и кинематического (ΔI_ν^K) эффектов, описываются следующими формулами:

$$\frac{\Delta I_\nu^T}{I_\nu} = y \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right), \quad (2.1)$$

$$\frac{\Delta I_\nu^K}{I_\nu} = \tau \frac{V_r}{c} \frac{x e^x}{e^x - 1}. \quad (2.2)$$

При этом неискаженная интенсивность микроволнового фона дается формулой Планка:

$$I_\nu = \frac{2(kT_R)^3}{(hc)^2} \frac{x^3}{e^x - 1}. \quad (2.3)$$

Здесь $x = h\nu/kT_R$ – безразмерная частота, а $T_R = 2.725$ К – современная температура микроволнового излучения [183].

Отметим, что в случае кинематического эффекта мы имеем дело просто с доплеровским изменением температуры чернотельного излучения T_r , причем это изменение может быть как положительным, так и отрицательным, в зависимости от того, движется скопление к нам ($V_r > 0$) или от нас ($V_r < 0$).

В результате рассеяния микроволнового излучения в межгалактическом газе кроме интенсивности должна меняться также его поляризация [289, 35].

Ниже будут представлены полученные нами [252, 25, 253] результаты детальных аналитических и численных расчетов теплового, кинематического и различных поляризационных эффектов Сюняева–Зельдовича с учетом деталей и на уровне точности, которые потребуется при анализе и интерпретации данных будущих экспериментов.

2.1 Релятивистские поправки

Формулы (2.1) и (2.2) справедливы в нерелятивистском пределе ($kT_e \ll m_e c^2$). Однако, измеренные рентгеновскими телескопами температуры межгалактического газа в скоплениях

галактик достигают ~ 17 кэВ [299]. Случайные тепловые скорости электронов составляют при этом $\sim(0.1\text{--}0.3)c$. Рефаели [226] путем численных расчетов впервые явно показал, что при таких температурах становятся существенны релятивистские поправки к формуле (2.1), описывающей тепловой эффект, которые должны будут учитываться при интерпретации данных будущих экспериментов. В этих расчетах использовалось приближение одного рассеяния, что оправдано, так как оптическая толщина межгалактического газа в богатых скоплениях $\tau \sim 0.01$.

Как было показано в Части 1, спектр исходно монохроматической линии после рассеяния на оптически тонком облаке газа приобретает специфический профиль с каспом, который никак не следует из уравнения Компанейца. Тем не менее, если начальный спектр излучения гладкий и достаточно широкий (по сравнению с характерным изменением частоты фотона в результате одного рассеяния), то диффузионное приближение должно работать даже в случае одного рассеяния. Этот факт лег в основу исследований [149, 81], в которых на основе обобщенного уравнения Компанейца в пределе $h\nu \ll kT_e$ – формула (1.36) – были получены аналитические выражения для температурных поправок к нерелятивистской формуле (2.1) для описания теплового эффекта. Полученные результаты показали отличное согласие с результатами численных расчетов Рефаели во всем спектре частот, за исключением далекой виновской области ($x \gg 1$), где ряд по степеням $kT_e/m_e c^2$ демонстрирует плохую сходимости. В этой области интенсивность фонового излучения падает экспоненциально быстро с частотой, и поэтому нарушается упомянутое выше условие применимости диффузионного приближения (ситуация становится похожа на случай рассеяния монохроматической линии).

Вероятностный характер задачи и малость оптической толщи создают идеальные условия для применения к решению данной задачи численного метода Монте-Карло. Ниже представлены результаты таких вычислений. Они подтверждают результаты, полученные ранее для теплового эффекта, а также позволяют очертить область температур ($kT_e/m_e c^2$) и частот (x), в которой применимы приближенные аналитические формулы.

Помимо теплового эффекта, мы впервые исследовали релятивистские поправки к кинематическому эффекту Сюняева–Зельдовича. Сначала численные расчеты выявили существование дополнительного спектрального искажения, пропорционального $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$, а также поправок более высоких порядков, а затем нам удалось получить аналитические формулы для этих поправок.

2.1.1 Вычисления методом Монте-Карло

Вначале рассмотрим задачу о рассеянии изотропного микроволнового излучения на покоящемся облаке электронов. При этом импульсы электронов (\mathbf{p}) подчиняются релятивистскому распределению Максвелла с температурой T_e :

$$dN_e \sim \exp[-(p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2}/kT_e] d\mathbf{p}, \quad (2.4)$$

а спектр исходного излучения чернотельный.

Используя код Позднякова и др. [24], мы рассчитали методом Монте-Карло искажения спектра, возникающие в результате прохождения излучения через облако горячих электронов для различных значений T_e . В рассматриваемой задаче изменение энергии фотона при рассеянии связано с эффектом Доплера, а влияние отдачи ничтожно из-за малости энергии фотонов. В случае оптически тонкой рассеивающей среды, который реализуется в скоплениях галактик, амплитуда спектральных искажений пропорциональна томсоновской толщине облака вдоль луча зрения: $\tau = \sigma_T \int N_e(r) dr$.

На Рис. 2.1 показаны полученные спектры, отнормированные на параметр y . Там же показана спектральная зависимость, получающаяся в нерелятивистском приближении с использованием формулы (2.1). Видно, что из-за релятивистских эффектов величина искажения в общем случае уже не может быть описана одним параметром y . Выражение, описывающее изменение спектра, должно кроме толщи τ содержать в явном виде температуру T_e . Наши результаты прекрасно согласуются с полученными другим численным способом результатами Рефаели [226]. На Рис. 2.2 для различных безразмерных частот x показано, как растет с увеличением $kT_e/m_e c^2$ отношение реального искажения фона к нерелятивистскому приближению (2.1). Основным результатом является сильное увеличение искажений в далекой виновской части спектра. Например, в случае

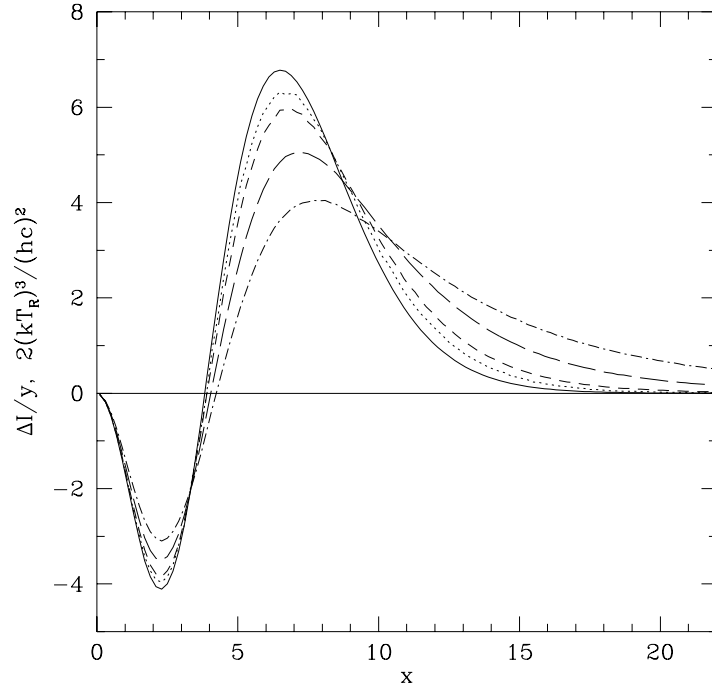


Рис. 2.1: Спектральные искажения микроволнового космического фона в направлении на оптически тонкое облако тепловых электронов, рассчитанные методом Монте-Карло для различных температур $kT_e/m_e c^2$: 0.01 (пунктир), 0.02 (короткие штрихи), 0.05 (длинные штрихи), 0.1 (штрих-пунктир). Сплошной линией показано нерелятивистское приближение (2.1).

скопления с $kT_e/m_e c^2 = 17$ кэВ релятивистская поправка составляет 30% от основного эффекта Сюняева–Зельдовича при $x = 10$ и 90% при $x = 12$.

На Рис. 2.3 спектры, полученные методом Монте-Карло, сравниваются с аналитическим приближением Ито и др. [149], в котором учитывается различное число членов ряда по степеням $kT_e/m_e c^2$, для двух значений температуры газа: $kT_e/m_e c^2 = 0.02$ и 0.04 . На Рис. 2.4 на плоскости $(x, kT_e/m_e c^2)$ показаны области, внутри которых отклонение приближенного решения от точного результата не превышает 5% и 10%. Можно сделать вывод, что аналитическое приближение (при учете первых 2–4 членов) отлично описывает спектр искажений вплоть до $x \sim 10$ даже для самых высоких температур газа ($kT_e/m_e c^2 \sim 17$ кэВ), которые когда-либо измерялись в скоплениях галактик. Тем не менее, в далекой виновской части спектра ($x \gtrsim 10$) неточность аналитического приближения становятся существенной. Поэтому анализ измерений теплового эффекта на субмиллиметровых длинах волн должен быть основан на результатах численных расчетов. В нашей статье [25] приведена таблица величины релятивистской поправки к тепловому эффекту Сюняева–Зельдовича в зависимости от температуры газа T_e и безразмерной частоты x .

Скопление с неоднородным распределением газа по температуре

В случае реального скопления галактик температура межгалактического газа может меняться как вдоль луча зрения, так и в пределах конечного телесного угла, в котором проводятся наблюдения. Следовательно, измеренное искажение спектра микроволнового фона будет суперпозицией искажений, связанных с отдельными монотемпературными областями скопления. При этом в

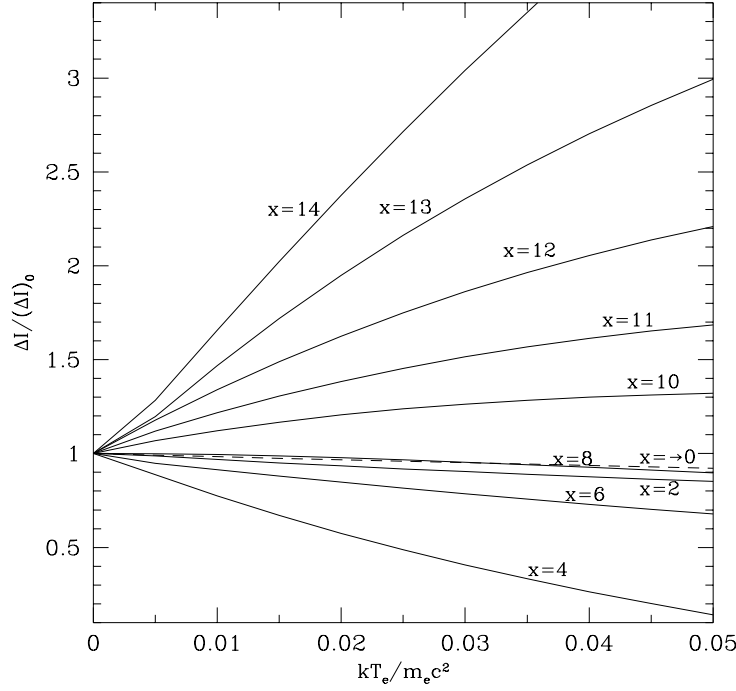


Рис. 2.2: Зависимость от $kT_e/m_e c^2$ отношения реального искажения спектра к искажению, вычисленному по нерелятивистской формуле (2.1), для различных значений безразмерной частоты x , в том числе в области Рэлея-Джинса ($x \rightarrow 0$).

виновской части спектра, очевидно, будет доминировать вклад горячих областей, так как релятивистские поправки особенно существенны на больших частотах. Результирующий спектр искажений может быть записан в общем виде в виде ряда по степеням $kT_e/m_e c^2$:

$$\delta I_\nu(x) = f(x) \int \frac{kT_e(\tau)}{m_e c^2} d\tau + g(x) \int \left(\frac{kT_e^2(\tau)}{m_e c^2} \right)^2 d\tau + h(x) \int \left(\frac{kT_e^3(\tau)}{m_e c^2} \right)^3 d\tau + \dots, \quad (2.5)$$

где частотная зависимость $f(x)$ представляет линейный эффект (2.1), $g(x)$ – квадратичный, и т.д., а интегрирование происходит по лучу зрения. Попробуем описать наилучшим образом это точное выражение моделью монотемпературного облака с температурой $T_{e,m}$ и оптической толщиной τ_m . Искажение, вызванное таким облаком, составит:

$$\delta I_\nu(x) = \tau_m \left[f(x) \frac{kT_{e,m}}{m_e c^2} + g(x) \left(\frac{kT_{e,m}}{m_e c^2} \right)^2 + h(x) \left(\frac{kT_{e,m}}{m_e c^2} \right)^3 + \dots \right]. \quad (2.6)$$

Оказывается возможно подобрать такие значения $T_{e,m}$ и τ_m , при которых разница между модельным и реальным спектром будет составлять $O((kT_{e,m}/m_e c^2)^3)$. Для этого надо приравнять коэффициенты при $f(x)$ и $g(x)$ в (2.5), (2.6) и решить возникающую систему из двух линейных уравнений. В результате находим:

$$T_{e,m} = \frac{\int T_e^2(\tau) d\tau}{\int T_e(\tau) d\tau}; \quad \tau_m = \frac{(\int T_e(\tau) d\tau)^2}{\int T_e^2(\tau) d\tau}. \quad (2.7)$$

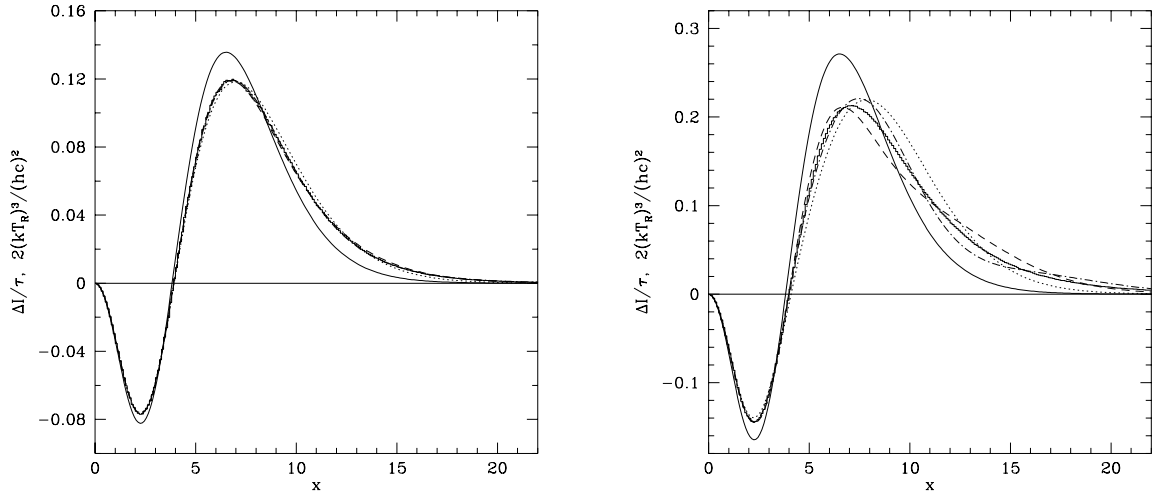


Рис. 2.3: Слева: Вычисленный методом Монте-Карло спектр теплового эффекта (ступенчатая линия) при $kT_e/m_e c^2 = 0.02$ в сравнении со спектром, полученным по аналитической формуле Ито и др. [149] при учете в ней различного числа членов разложения по $kT_e/m_e c^2$: только первого (сплошная линия) – формула Сюняева–Зельдовича (2.1), первых двух (пунктирная линия), первых трех (штриховая линия), первых четырех (штрих-пунктирная линия). Справа: То же, но при $kT_e/m_e c^2 = 0.04$.

В качестве примера на Рис. 2.5 показан спектр искажения, возникающий в результате прохождения микроволнового фона через два слоя газа: первый – с $(kT_e/m_e c^2)_1 = 0.01$, второй – с $(kT_e/m_e c^2)_2 = 0.03$, которые имеют одинаковую толщину $\tau_1 = \tau_2 = 0.5\tau_0$. Там же показан результат аппроксимации этого спектра однокомпонентной моделью с параметрами $kT_{e,m}/m_e c^2 = 0.025$, $\tau_m = 0.8\tau_0$, которые были найдены по формуле (2.7). Видно, что качество приближения очень хорошее, а отличия становятся существенны только в очень далекой виновской области спектра ($x \gtrsim 25$). Этот пример демонстрирует, что несмотря на то, что после учета релятивистских поправок тепловой эффект становится отдельной функцией $kT_e/m_e c^2$ и τ , судить о распределении температуры газа по скоплению галактик на основе только микроволновых измерений все равно сложно, и, как всегда считалось, имеет смысл привлекать рентгеновские наблюдения скоплений. Особенно богатый материал о температуре и других физических свойствах межгалактического газа содержится в спектре линейчатого рентгеновского излучения (см. Часть 3).

Учет конечной оптической толщи скопления

С целью исследовать возможную роль многократных рассеяний мы также испытали облака электронов с различной оптической толщиной. Легко показать, что связанный со вторыми рассеяниями фотонов вклад в наблюдаемое полное искажение спектра должен быть пропорционален y^2 . Спектральную форму этого дополнительного искажения можно получить, подставив в уравнение Компанейца (1.34) спектр (2.1), возникающий после первого рассеяния. После дифференцирования по частоте находим:

$$\frac{\delta I_\nu}{I_\nu} \sim y^2 \frac{x e^x}{e^x - 1} \left[-16 + 34x \coth(x/2) - 12x^2 \left(\coth^2(x/2) + \frac{1}{2 \sinh^2(x/2)} \right) + x^3 \coth(x/2) \left(\coth^2(x/2) + \frac{2}{\sinh^2(x/2)} \right) \right] \quad (2.8)$$

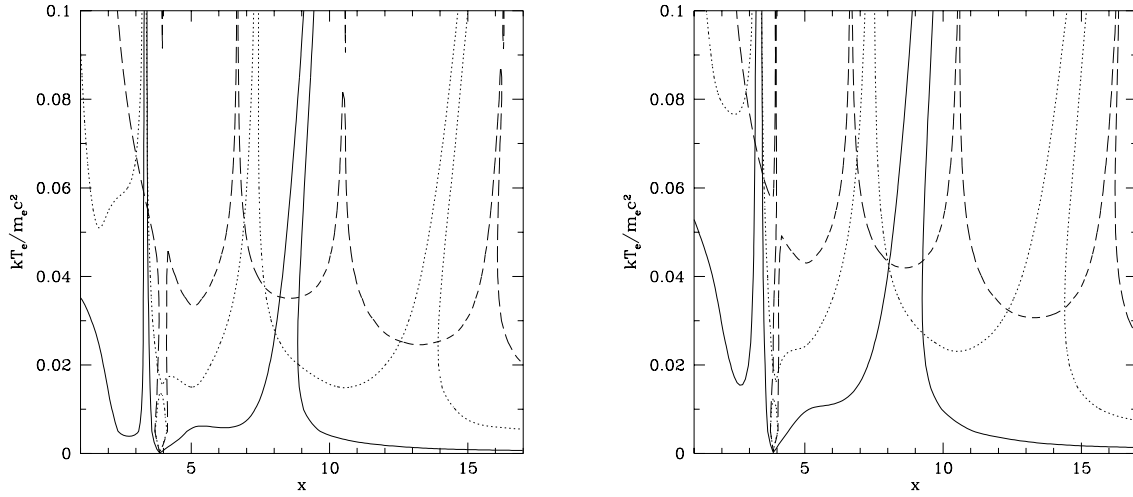


Рис. 2.4: Слева: Область значений параметров $kT_e/m_e c^2$ и x , в пределах которой ошибка расчета теплового эффекта по аналитической формуле Ито и др. не превышает 5%. При этом в формуле учитывается различное количество членов разложения по $kT_e/m_e c^2$: формула Сюняева–Зельдовича (2.1) – область под сплошной линией, первые два члена – область под пунктирной линией, первые четыре члена – область под штриховой линией. Справа: Аналогично, но для ошибки в 10%.

Перед этим выражением должен стоять коэффициент порядка единицы, который зависит от распределения электронов по облаку и от направления наблюдения. Видно, что для типичных значений $\tau \sim 0.01$ дополнительное искажение ничтожно. Даже в случае очень большой толщи $\tau \sim 0.1$ поправка, пропорциональная y^2 , во всем диапазоне частот оказывается на порядок слабее основной релятивистской поправки порядка $y(kT_e/m_e c^2)$. Следовательно, влиянием повторных рассеяний в рассматриваемой задаче можно пренебречь. Численные расчеты полностью подтверждают данный вывод.

Учет пекулярного движения скопления

Переход от простейшей ситуации, когда скопление покоится, к более общему случаю, когда скопление движется относительно микроволнового фона, может быть осуществлен в рамках метода Монте-Карло двумя способами. В первом импульсы электронов (\mathbf{p}_0), как и раньше, разыгрываются в системе покоя скопления в соответствии с максвелловским распределением (2.4), после чего выполняется преобразование Лоренца в лабораторную систему координат (в которой фоновое излучение изотропно), основанное на свойстве инвариантности функции распределения в фазовом пространстве [20]:

$$p_x = \gamma \left[p_{x0} + \frac{V}{c^2} (p^2 c^2 + m_e^2 c^4)^{1/2} \right]; \quad p_y = p_{y0}; \quad p_z = p_{z0}, \quad (2.9)$$

где $\gamma = (1 - V^2/c^2)^{-1/2}$, а ось X направлена вдоль вектора скорости скопления \mathbf{V} . Далее стандартным образом разыгрывается рассеяние фотона на электроне.

Во втором способе рассеяния фотонов разыгрываются в системе покоя скопления. В этой системе спектр падающего излучения остается чернотельным, но его температура зависит от угла падения: $T_{R0} = T_R/\gamma/(1 + V \cos \theta_0/c)$. Определив изменение спектра в системе покоя скопления, можно найти соответствующее изменение в лабораторной системе с помощью приводимых в следующем параграфе формул (2.11), (2.18), (2.19).

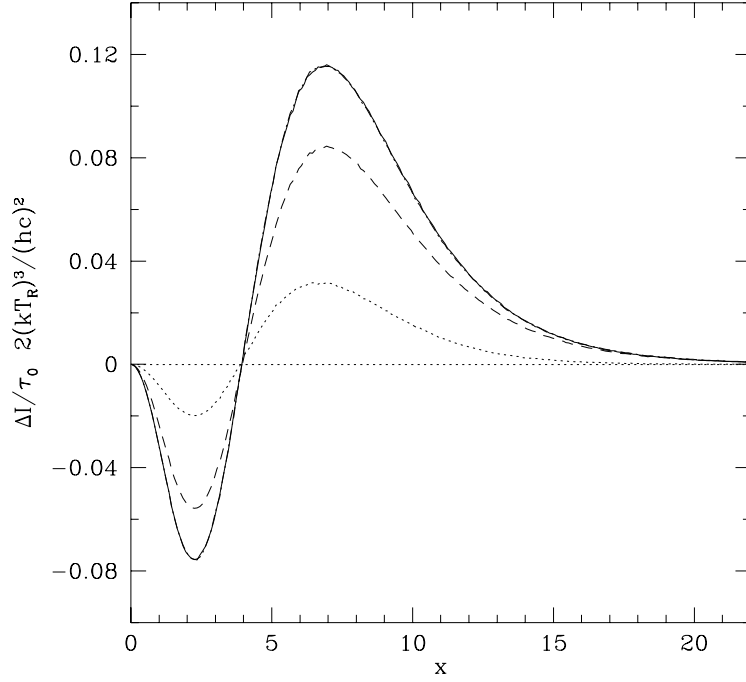


Рис. 2.5: Спектр искажения микроволнового фона в результате рассеяния на облаке горячих электронов, состоящем из двух слоев: один с $kT_e/m_e c^2 = 0.01$, второй с $kT_e/m_e c^2 = 0.03$. Оптические толщи слоев одинаковы ($\tau_0 \ll 1$). Полное искажение показано сплошной линией, искажение, связанное с первым слоем – пунктирной линией, искажение, связанное со вторым слоем – штриховой линией. Штрих-пунктирной линией показан результат аппроксимации однокомпонентной моделью с $kT_e/m_e c^2 = 0.025$ и $\tau = 0.8\tau_0$ (практически не отличается от точного результата). Все спектры получены методом Монте-Карло.

Вычисления обоими методами привели к идентичным результатам, как и следовало ожидать. В наших расчетах варьировались параметры $kT_e/m_e c^2$, V/c и $\mu = \cos \theta$, где θ – угол между вектором пекулярной скорости скопления и лучем зрения. Оптическая толщина скопления полагалась малой, поэтому учитывались только однократные рассеяния.

Расчеты выявили существование дополнительных, ранее неизвестных релятивистских поправок, связанных с пекулярным движением скопления, к тепловому и кинематическому эффектам Сюняева–Зельдовича. Кроме поправочных членов, пропорциональных различным степеням V/c , которые относятся даже к случаю “холодного” скопления ($T_e = 0$), есть “перекрестные” члены, главный из которых пропорционален $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$. Нам затем удалось получить простые аналитические формулы, описывающие спектр дополнительных искажений, которые будут обсуждаться в §2.1.2.

На Рис. 2.6 показаны спектры искажения микроволнового фона в направлении на скопление галактик с $kT_e/m_e c^2 = 0.02$, $V/c = 0.01$ в двух случаях: скопление движется к нам ($\mu = 1$) и от нас ($\mu = -1$). Необходимо отметить, что скорость скопления была специально выбрана несколько завышенной (3000 км/с) относительно реально наблюдаемых и ожидаемых значений. На графиках показаны вклады линейных и квадратичных эффектов по V/c и $kT_e/m_e c^2$, а также эффекта порядка $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$.

Для будущих измерений эффекта Сюняева–Зельдовича наибольший интерес из полученных новых результатов представляет релятивистская поправка порядка $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$. В связи с этим

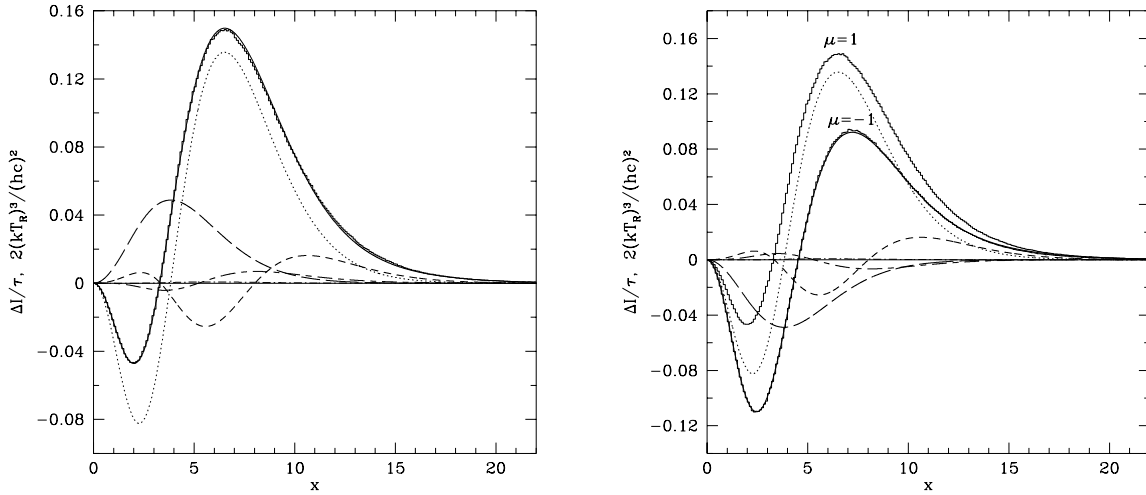


Рис. 2.6: Слева: Спектр искажения микроволнового фона в направлении на движущееся скопление галактик с горячим газом, полученный методом Монте-Карло (ступенчатая линия), при следующих значениях параметров: $T_e = 10.2$ кэВ, $V = 3000$ км/с, $\mu = 1$ (скопление движется по направлению к наблюдателю). Сплошной линией показано приближение, являющееся суммой аналитических выражений, описывающих тепловой и кинематический эффекты, а также первые релятивистские поправки к ним (по результатам [149] и данной работы). Также показаны различные составляющие полного спектра: $\propto kT_e/m_e c^2$ (пунктир) – тепловой эффект (2.1), $\propto (kT_e/m_e c^2)^2$ (короткие штрихи), $\propto V/c$ (длинные штрихи) – кинематический эффект (2.2), $\propto (V/c)^2$ (штрих-пунктир), $\propto V/c \times kT_e/m_e c^2$ (чередующиеся длинные и короткие штрихи). Справа: Аналогично, но для $\mu = -1$ (скопление движется от нас). Для сравнения воспроизведен спектр искажения в случае $\mu = 1$.

на Рис. 2.7 показаны рассчитанные методом Монте-Карло спектры искажения, связанного только с перекрестными членами, для различных значений скорости скопления и температуры газа. Там же показана зависимость от частоты коэффициента при члене $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$ в аналитической формуле (2.24). Видно, что данное аналитическое приближение обеспечивает очень хорошую точность при умеренных значениях температуры газа ($kT_e/m_e c^2 \lesssim 0.02$). При больших температурах становится заметным, особенно в далекой виновской части спектра, вклад в искажение, связанный с поправочными членами вида $V_r/c \times (kT_e/m_e c^2)^n$, где $n \geq 2$. Влияние поправок типа $(V_r/c)^n \times kT_e/m_e c^2$, $n \geq 2$ остается незначительным даже при $V_r/c \sim 0.05$.

Из этого рассмотрения можно заключить, что при анализе искажений спектра микроволнового фона в направлении скоплений галактик, вообще говоря, необходимо учитывать, наряду с тепловым эффектом, релятивистскими поправками к нему и кинематическим эффектом, также эффект порядка $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$. Важной особенностью данного дополнительного искажения является то, что оно имеет локальный максимум при $x = 3.34$, т.е. вблизи частоты ($x_c \sim 3.83$), на которой обращается в нуль тепловой эффект и где удобно проводить измерения пекулярных скоростей скоплений на основе кинематического эффекта. В диапазоне частот $x \sim 3-4$ эффект порядка $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$ приводит к систематическому уменьшению амплитуды кинематического эффекта на $\sim 4(kT_e/0.01m_e c^2)\%$.

Стоит также отметить, что как кинематический, так и “перекрестный” эффекты могут быть связаны не только с движением скопления галактик как целого, но и с крупномасштабными движениями газа внутри скопления [34]. В этом случае оба эффекта определяются интегралом вдоль луча зрения $\int (V_r/c) d\tau$ (при $T_e = \text{const}$).

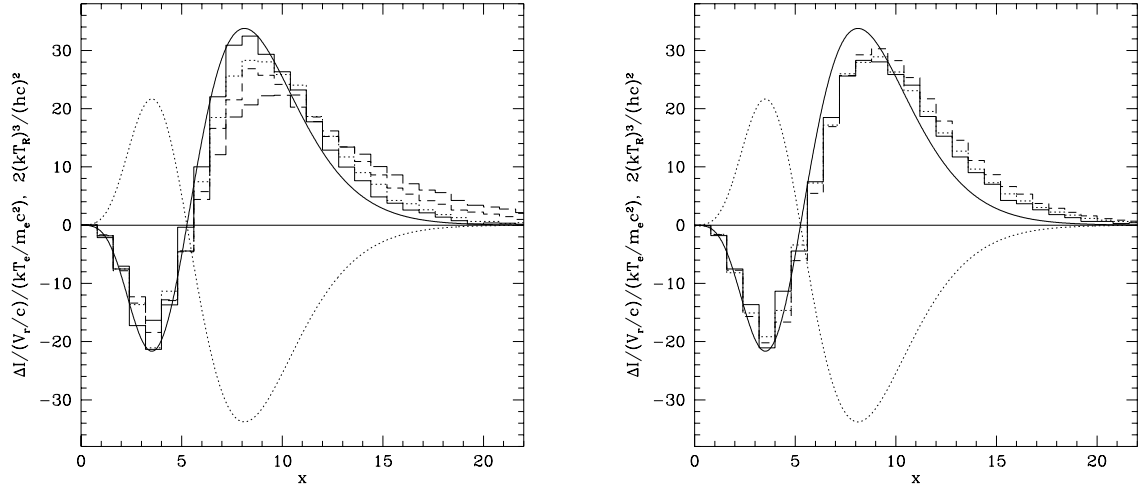


Рис. 2.7: Слева: Спектры искажения, связанного с перекрестными членами типа $(V_r/c)^k (kT_e/m_e c^2)^l$ ($k, l \geq 1$), при $V/c = 0.01$, $\mu = 1$ для различных значений $kT_e/m_e c^2$: 0.01 (сплошная гистограмма), 0.02 (пунктирная гистограмма), 0.05 (штриховая гистограмма). Сплошной линией показана аналитическая зависимость для эффекта порядка $V_r/c \times kT_e/m_e c^2$, вычисленная по формуле (2.24). Для сравнения пунктирной линией показана аналогичная зависимость для случая $\mu = -1$ (эффект меняет знак в зависимости от направления движения скопления). Справа: Аналогично, но для заданного значения температуры ($kT_e/m_e c^2 = 0.02$) и различных скоростях: $V_r/c = 0.01$ (сплошная гистограмма), 0.02 (пунктирная гистограмма), 0.05 (штриховая гистограмма).

2.1.2 Аналитический вывод релятивистских поправок

Рассмотрим задачу о рассеянии микроволнового излучения направленным пучком электронов с концентрацией N_e , движущихся со скоростью v . Будут использоваться две системы координат. Величины, отмеченные подстрочным индексом “0”, будут относиться к системе отсчета, движущейся вместе с электронами, а величины без указания индекса – к лабораторной системе, в которой изотропно поле излучения. В лабораторной системе исходное число заполнения в фазовом пространстве фотонов описывается функцией Планка:

$$n = 1/(e^x - 1). \quad (2.10)$$

Число заполнения инвариантно по отношению к Лоренц-преобразованиям частоты и направления движения фотона:

$$\nu_0 = \frac{\nu}{\gamma(1 + \beta\mu_0)} = \nu\gamma(1 - \beta\mu); \quad \mu_0 = \frac{\mu - \beta}{1 - \beta\mu}, \quad (2.11)$$

где $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\mu = \cos\theta$, а θ – угол между вектором v и направлением распространения фотона [20]. Следовательно, в системе покоя электронов число заполнения зависит от направления прилета фотона:

$$n_0 = \frac{1}{e^{x_0\gamma(1+\beta\mu_0)} - 1}. \quad (2.12)$$

Пренебрегая эффектом отдачи и вкладом индуцированных рассеяний, можно записать кинетическое уравнение, описывающее перераспределение фотонов по частоте со временем в системе покоя пучка электронов:

$$\frac{d}{dt_0} n_0(\mu_0, \nu_0) = cN_{e0} \int \frac{d\sigma}{d\Omega'_0} [n_0(\mu'_0, \nu_0) - n_0(\mu_0, \nu_0)] d\Omega'_0. \quad (2.13)$$

В этой формуле используется дифференциальное сечение рассеяния Томсона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_0} = \frac{3\sigma_T}{16\pi} (1 + \cos^2 \alpha_0), \quad (2.14)$$

где угол рассеяния α_0 может быть представлен в следующем виде:

$$\cos \alpha_0 = \mu_0 \mu'_0 + \sqrt{1 - \mu_0^2} \sqrt{1 - \mu_0'^2} \cos(\phi_0 - \phi'_0). \quad (2.15)$$

Интегрируя сечение рассеяния по азимутальному углу $(\phi_0 - \phi'_0)$, приходим к следующему выражению:

$$\frac{d}{dt_0} n_0(\mu_0, \nu_0) = \frac{3cN_{e0}\sigma_T}{16\pi} \int_{-1}^1 (3 + 3\mu_0^2\mu_0'^2 - \mu_0^2 - \mu_0'^2) [n_0(\mu'_0, \nu_0) - n_0(\mu_0, \nu_0)] d\mu'_0. \quad (2.16)$$

Раскладывая выражение в квадратных скобках в ряд по степеням β вплоть до четвертого порядка, а затем выполняя интегрирование по $d\mu'_0$, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n_0(\mu_0, \nu_0)} \frac{dn_0(\mu_0, \nu_0)}{dt_0} = cN_{e0}\sigma_T \left\{ \frac{x_0 e^{x_0}}{e^{x_0} - 1} \left[\mu_0 \beta + \frac{3(-1 + 3\mu_0^2)}{20} x_0 \beta^2 + \frac{\mu_0}{2} \beta^3 + \frac{\mu_0}{2} x_0 \beta^3 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\mu_0^3}{6} x_0^2 \beta^3 + \frac{3(-1 + 3\mu_0^2)}{20} x_0 \beta^4 + \frac{3(-1 + 3\mu_0^2)}{40} x_0^2 \beta^4 + \frac{-6 - 3\mu_0^2 + 35\mu_0^4}{840} x_0^3 \beta^4 \right] \right. \\ \left. + \left(\frac{x_0 e^{x_0}}{e^{x_0} - 1} \right)^2 \left[\frac{3 + \mu_0^2}{10} \beta^2 - \frac{\mu_0}{2} \beta^3 - \frac{\mu_0(3 + \mu_0^2)}{20} x_0 \beta^3 + \frac{3 + \mu_0^2}{10} \beta^4 + \frac{3 - \mu_0^2}{8} x_0 \beta^4 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{4 - \mu_0^2 - \mu_0^4}{40} x_0^2 \beta^4 \right] + \left(\frac{x_0 e^{x_0}}{e^{x_0} - 1} \right)^3 \left[\frac{\mu_0(3 + \mu_0^2)}{10} \beta^3 - \frac{3 + \mu_0^2}{10} \beta^4 \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{-36 + 3\mu_0^2 + 7\mu_0^4}{140} x_0 \beta^4 \right] + \left(\frac{x_0 e^{x_0}}{e^{x_0} - 1} \right)^4 \left[\frac{3(2 + \mu_0^2)}{35} \beta^4 \right] \right\}. \quad (2.17) \end{aligned}$$

Свойство инвариантности числа заполнения относительно преобразований Лоренца позволяет найти соответствующий темп рассеяния в лабораторной системе:

$$\frac{dn(\mu, \nu)}{dt} = \frac{1}{\gamma(1 + \beta\mu_0)} \frac{dn_0(\mu_0, \nu_0)}{dt_0}. \quad (2.18)$$

Нам необходимо еще связать между собой концентрации электронов в двух системах координат, что легко сделать, используя Лоренц-преобразование объема:

$$N_{e0} = N_e / \gamma. \quad (2.19)$$

После подстановки (2.11), (2.18), (2.19) в (2.17) окончательно находим:

$$\begin{aligned} \frac{1}{n(\mu, \nu)} \frac{dn(\mu, \nu)}{dt} = cN_e \sigma_T \frac{x e^x}{e^x - 1} \left\{ \beta \mu + \beta^2 \left[-1 - \mu^2 + \frac{3 + 11\mu^2}{20} x \coth(x/2) \right] \right. \\ \left. + \beta^3 \mu \left[2 - \frac{31 + 11\mu^2}{20} x \coth(x/2) + \frac{9 + 13\mu^2}{120} x^2 \left(2 \coth^2(x/2) + \frac{1}{\sinh^2(x/2)} \right) \right] \right. \\ \left. + \beta^4 \left[-1 - \mu^2 + \frac{17 + 53\mu^2}{20} x \coth(x/2) - \frac{9 + 66\mu^2 + 13\mu^4}{120} x^2 \left(2 \coth^2(x/2) + \frac{1}{\sinh^2(x/2)} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{3 + 33\mu^2 + 28\mu^4}{420} x^3 \coth(x/2) \left(\coth^2(x/2) + \frac{2}{\sinh^2(x/2)} \right) \right] \right\}. \quad (2.20) \end{aligned}$$

Полученное выражение описывает кинематический эффект Сюняева–Зельдовича для движущегося облака газа с точностью до четвертого порядка по $\beta = V/c$, где V – пекулярная скорость. Для сравнения, стандартная формула (2.2) описывает только линейный (порядка V_r/c) кинематический эффект. На Рис. 2.8 показано как меняется кинематический эффект в зависимости от V/c (при $\mu = 1$). Если пекулярная скорость скопления галактик не превышает $V/c \sim 0.01$, то точность линейного приближения составляет лучше 10% вплоть до $x \sim 15$. Поэтому экспериментальное обнаружение искажений, связанных с поправками к кинематическому эффекту и не связанных с тепловым движением электронов, в обозримом будущем представляется маловероятным. Тем не менее, их учет может оказаться необходим в других астрофизических ситуациях, а именно в тех, где возникают быстрые макроскопические движения газа, например, вблизи аккрецирующих черных дыр и нейтронных звезд.

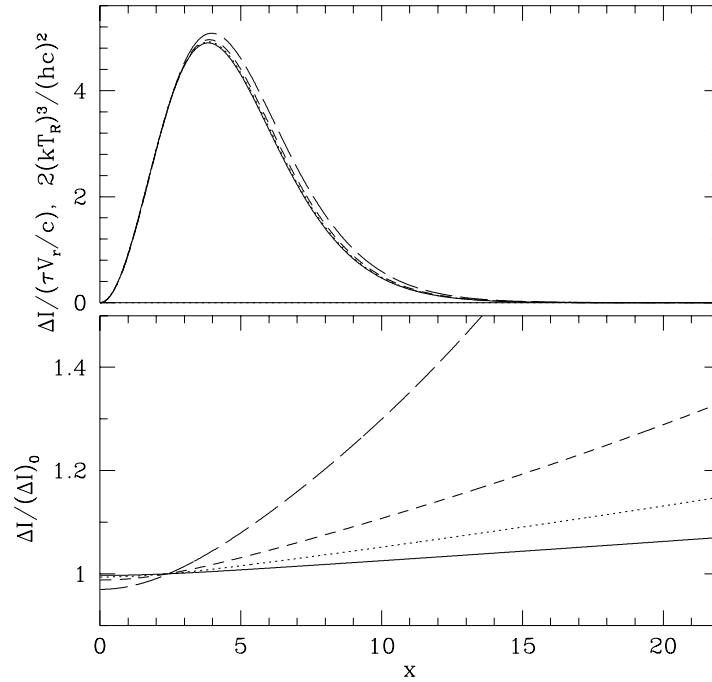


Рис. 2.8: *Наверху*: Спектр искажения микроволнового фона в направлении движущегося облака холодного газа ($kT_e/m_e c^2 \ll V_r/c$) при различных значениях пекулярной скорости облака: $V/c = 0.005$ (сплошная линия), 0.01 (пунктир), 0.02 (короткие штрихи), 0.05 (длинные штрихи). Облако движется в сторону наблюдателя ($\mu = 1$). *Внизу*: Соответствующее отношение полного кинематического эффекта Сюняева–Зельдовича к результату расчета по нерелятивистской формуле (2.2).

При комптоновском рассеянии сохраняется полное число фотонов. Мы выполнили проверку, которая подтвердила, что члены всех степеней по β в (2.20) обращаются в нуль после интегрирования: $d/dt \int n v^2 dv d\mu = 0$. Другой хорошо определенной интегральной характеристикой комптоновского рассеяния является скорость обмена энергией между электроном и изотропным полем излучения. Плотность энергии излучения ϵ_r должна расти со временем как [24]

$$\frac{d\epsilon_r}{dt} = \frac{4}{3} c N_e \sigma_T \epsilon_r (\gamma^2 - 1). \quad (2.21)$$

Вычисляя интеграл $d/dt \int n \nu^3 dv d\mu$, находим в нашем случае:

$$\frac{d\epsilon_r}{dt} = \frac{4}{3} c N_e \sigma_T \epsilon_r (\beta^2 + \beta^4), \quad (2.22)$$

что эквивалентно выражению (2.21) с точностью до четвертого порядка по β .

Случай движущегося скопления галактик с горячим газом

Рассмотрим теперь скопление галактик, которое движется с пекулярной скоростью V под углом θ ($\mu = \cos\theta$) к направлению наблюдения. Импульсы электронов в системе покоя скопления подчиняются релятивистскому распределению Максвелла с температурой T_e (2.4), где надо использовать \mathbf{r}_0 вместо \mathbf{r} . Соответствующее распределение в лабораторной системе находится с помощью преобразований Лоренца (2.9). Можно разложить полученное таким образом распределение в ряд по степеням V/c и $kT_e/m_e c^2$. В результате получаем (мы ограничились линейными поправками по $kT_e/m_e c^2$ и V/c):

$$dN_e = \left(\frac{m_e}{2\pi k T_e} \right)^{3/2} N_e \left(1 + \frac{15kT_e}{8m_e c^2} \right)^{-1} \left\{ 1 + \frac{5V(v_x - V)}{c^2} + \frac{5[(v_x - V)^2 + v_y^2 + v_z^2]}{2c^2} \right. \\ \left. - \frac{3m_e[(v_x - V)^2 + v_y^2 + v_z^2]^2}{8c^2 k T_e} - \frac{m_e V(v_x - V)[(v_x - V)^2 + v_y^2 + v_z^2]}{c^2 k T_e} \right\} \\ \times \exp \left\{ -\frac{m_e[(v_x - V)^2 + v_y^2 + v_z^2]}{2kT_e} \right\} dv_x dv_y dv_z, \quad (2.23)$$

где v_x, v_y, v_z – компоненты скорости электрона, причем направление оси X выбрано вдоль \mathbf{V} .

Выберем направление оси Y в плоскости, образованной векторами \mathbf{V} и \mathbf{l} , где \mathbf{l} – единичный вектор, направленный от скопления к наблюдателю. В этом случае $(\mathbf{v}/c, \mathbf{l}) = (v_x/c)\mu + (v_y/c)\sqrt{1 - \mu^2}$. Подставив это выражение вместо $\beta\mu$, а $(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/c^2$ вместо β^2 в (2.20), мы получаем после усреднения по (2.23) (при этом интегралы вида $\int v_y \dots dv_x dv_y dv_z$ не вносят вклада):

$$\frac{\delta n(\nu)}{n(\nu)} = \tau \frac{x e^x}{e^x - 1} \left\{ \frac{V}{c} \mu + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \left[-1 - \mu^2 + \frac{3 + 11\mu^2}{20} x \coth(x/2) \right] + \frac{kT_e}{m_e c^2} (-4 + x \coth(x/2)) \right. \\ \left. + \frac{V}{c} \frac{kT_e}{m_e c^2} \mu \left[10 - \frac{47}{5} x \coth(x/2) + \frac{7}{10} x^2 \left(2 \coth^2(x/2) + \frac{1}{\sinh^2(x/2)} \right) \right] \right. \\ \left. + \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \left[-10 + \frac{47}{2} x \coth(x/2) - \frac{42}{5} x^2 \coth^2(x/2) + \frac{7}{10} x^3 \coth^3(x/2) \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{7x^2}{5 \sinh^2(x/2)} (-3 + x \coth(x/2)) \right] \right\}, \quad (2.24)$$

При записи этого уравнения мы заменили временной интеграл $\int N_e \sigma_T c dt$ интегралом по лучу зрения $\tau = \int N_e(r) \sigma_T dr$, что, очевидно, справедливо в рассматриваемом нами приближении одного рассеяния.

В полученной формуле (2.24) члены следуют друг за другом в порядке, соответствующем увеличению степени β в (2.20). В задаче с движущимся скоплением полная скорость электрона, соответствующая параметру β в (2.20), складывается из тепловой и пекулярной составляющих. Первые два члена (порядка V/c и $(V/c)^2$) описывают линейный и квадратичный кинематический эффекты и, как и следовало ожидать, имеют тот же вид, что и члены, пропорциональные β и β^2 в формуле (2.20). Они связаны только с пекулярным движением скопления. Третий член (порядка $kT_e/m_e c^2$) так же, как и член порядка $(V/c)^2$ получается в результате интегрирования члена порядка β^2 в (2.20), но он пропорционален квадрату тепловой скорости. Легко убедиться, что после усреднения по μ поправка, пропорциональная $(V/c)^2$, имеет тот же вид, что и поправка

порядка $kT_e/m_e c^2$, если взять $kT_e/m_e c^2 = 3(V/c)^2$. Это естественно, так как такое усреднение, например, описывает ситуацию с хаотическим (турбулентным) макродвижением сгустков газа в скоплении галактик, которое аналогично тепловому движению электронов. Перекрестный член, пропорциональный $V/c \times kT_e/m_e c^2$, возникает после интегрирования члена порядка β^3 в (2.20). Его происхождение связано как с пекулярным, так и с тепловым движением электронов. Наконец, член порядка $(kT_e/m_e c^2)^2$ (который возникает после интегрирования членов порядка β^2 и β^4) является главной поправкой к тепловому эффекту, эквивалентное выражение для которой было получено ранее в приближении Фоккера–Планка [149, 81].

Важно отметить, что выражение (2.24), описывающее искажение спектра микроволнового излучения, как и нерелятивистские формулы Сюняева–Зельдовича (2.1), (2.2) не зависит от красного смещения z , на котором находится конкретное скопление. Это связано с тем, что ответ зависит от параметра $x = h\nu/kT_R$, а частота фотона и локальная температура реликтового излучения скалируются одинаковым образом $\propto (1+z)$; оптическая же толщина скопления τ не зависит от z .

Из (2.24) можно легко получить независящее от x выражение, которое описывает искажение спектра в области Рэлея–Джинса ($x \rightarrow 0$):

$$\frac{\delta n(\nu)}{n(\nu)} = \tau \left[\frac{V}{c} \mu + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \frac{\mu^2 - 7}{10} - 2 \frac{kT_e}{m_e c^2} - \frac{2V}{5c} \frac{kT_e}{m_e c^2} \mu + \frac{17}{5} \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right]. \quad (2.25)$$

Формула (2.24) упрощается также в пределе больших x (в виновской части спектра):

$$\begin{aligned} \frac{\delta n(\nu)}{n(\nu)} = \tau \frac{x e^x}{e^x - 1} \left\{ \frac{V}{c} \mu + \left(\frac{V}{c} \right)^2 \left(-1 - \mu^2 + \frac{3 + 11\mu^2}{20} x \right) + \frac{kT_e}{m_e c^2} (-4 + x) + \frac{V}{c} \frac{kT_e}{m_e c^2} \mu \left(10 - \frac{47}{5} x + \frac{7}{5} x^2 \right) \right. \\ \left. + \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \left(-10 + \frac{47}{2} x - \frac{42}{5} x^2 + \frac{7}{10} x^3 \right) \right\} \quad (2.26) \end{aligned}$$

Это выражение может использоваться вместо исходной формулы (2.24) при $x \gtrsim 7$.

Из (2.24) можно получить простую приближенную формулу, по которой можно рассчитать частоту (X_0), на которой суммарное искажение спектра микроволнового фона в направлении на движущееся скопление галактик, равняется нулю:

$$X_0 = 3.830 \left[1 - 0.30 \frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} + 1.1 \frac{kT_e}{m_e c^2} + 0.00 \left(\frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} \right)^2 - 1.5 \frac{V_r}{c} \right]. \quad (2.27)$$

В этой формуле член, пропорциональный $kT_e/m_e c^2$, был известен ранее [226, 149, 81]. Происхождение членов порядка $V_r/c \times m_e c^2/kT_e$ и $(V_r/c \times m_e c^2/kT_e)^2$ связано с линейным кинематическим эффектом, а последний член содержит вклад от “перекрестного” эффекта. Напомним, что знак V_r положителен при движении скопления в сторону наблюдателя. Можно выписать аналогичные выражения для положений (X_{min} , X_{max}) и величин $((\delta I_\nu)_{min}$, $(\delta I_\nu)_{max}$) минимума и максимума спектра искажения, которые также могут оказаться полезными при анализе экспериментальных данных:

$$X_{min} = 2.266 \left[1 - 0.20 \frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} - 0.2 \frac{kT_e}{m_e c^2} - 0.04 \left(\frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} \right)^2 + 0.0 \frac{V_r}{c} \right], \quad (2.28)$$

$$(\delta I_\nu)_{min} = -2.059 \frac{2(kT_R)^3}{(hc)^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau \left[1 - 0.83 \frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} - 3.8 \frac{kT_e}{m_e c^2} + 0.09 \left(\frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} \right)^2 + 3.1 \frac{V_r}{c} \right], \quad (2.29)$$

$$X_{max} = 6.511 \left[1 - 0.09 \frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} + 2.6 \frac{kT_e}{m_e c^2} - 0.01 \left(\frac{V_r}{c} \frac{m_e c^2}{kT_e} \right)^2 + 0.4 \frac{V_r}{c} \right], \quad (2.30)$$

$$(\delta I_\nu)_{max} = 3.390 \frac{2(kT_R)^3}{(hc)^2} \frac{kT_e}{m_e c^2} \tau \left[1 + 0.40 \frac{V_r m_e c^2}{c kT_e} - 7.3 \frac{kT_e}{m_e c^2} + 0.05 \left(\frac{V_r m_e c^2}{c kT_e} \right)^2 + 0.8 \frac{V_r}{c} \right], \quad (2.31)$$

В заключение мы можем вычислить изменение энергетического потока микроволнового излучения в направлении на скопление ($\delta I = \int \delta I_\nu d\nu$), а также, используя зависимость (2.27), потоков от “отрицательного” источника, т.е. в диапазоне частот от 0 до X_0 (δI_-), и “положительного” источника, т.е. на частотах выше X_0 (δI_+):

$$\delta I = \tau I \left[4 \frac{V_r}{c} + 4 \frac{kT_e}{m_e c^2} + (7\mu^2 - 1) \left(\frac{V}{c} \right)^2 + 20 \frac{V_r}{c} \frac{kT_e}{m_e c^2} + 10 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right], \quad (2.32)$$

$$\delta I_- = \tau I \left[1.5 \frac{V_r}{c} - 1.35 \frac{kT_e}{m_e c^2} - 0.4 \left(\frac{V_r}{c} \right)^2 \frac{m_e c^2}{kT_e} - 2.4 \frac{V_r}{c} \frac{kT_e}{m_e c^2} + 3.3 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right], \quad (2.33)$$

$$\delta I_+ = \tau I \left[2.5 \frac{V_r}{c} + 5.35 \frac{kT_e}{m_e c^2} + 0.4 \left(\frac{V_r}{c} \right)^2 \frac{m_e c^2}{kT_e} + 22.4 \frac{V_r}{c} \frac{kT_e}{m_e c^2} + 6.7 \left(\frac{kT_e}{m_e c^2} \right)^2 \right], \quad (2.34)$$

где $I = \sigma_R T_R^4 / \pi$, а σ_R – постоянная Стефана–Больцмана. В формулах (2.33), (2.34) опущены члены порядка $(V/c)^2$. Как показали результаты вычислений методом Монте-Карло, при расчете светимости движущегося скопления с учетом релятивистских эффектов формулы (2.32–2.34) обеспечивают точность лучше 2% в широком диапазоне значений $kT_e/m_e c^2 < 0.04$, $V/c < 0.01$.

Отметим, что согласно формуле (2.32), из-за релятивистских эффектов, связанных с высокой температурой газа, скорость отбора энергии микроволновым излучением у электронов увеличивается (на 8.5% при $kT_e = 17$ кэВ).

2.1.3 Наблюдательные следствия

Выше было показано, что релятивистские поправки, связанные с высокой температурой межгалактического газа и быстрыми пекулярными движениями скоплений галактик, могут существенно изменить амплитуду и спектр искажений микроволнового фона, измеряемых в направлении скоплений. Поэтому их учет будет необходим при анализе данных будущих экспериментов, предназначенных для измерений микроволнового фона. Мы показали, что записанные в виде рядов по степеням $kT_e/m_e c^2$ и V/c простые аналитические выражения обеспечивают высокую точность во всем диапазоне частот, за исключением далекой виновской области спектра, в которой необходимо использовать результаты численных вычислений.

Как было впервые отмечено Королевым и др. [18], при больших красных смещениях оказывается легче обнаружить скопления в миллиметровой и субмиллиметровой областях длин волн, чем по рентгеновскому излучению горячего газа. В самом деле, поверхностная яркость микроволнового излучения скоплений не зависит от z , в то время как рентгеновская поверхностная яркость уменьшается как $(1+z)^{-3} \exp(-h\nu(1+z)/kT_e)$. Из-за релятивистских эффектов поток субмиллиметрового излучения от скоплений дополнительно возрастает. Благодаря этому вероятность обнаружения скоплений на больших z также увеличивается. Это является хорошей новостью для запланированных на ближайшие годы обзоров больших площадей на небе наземными телескопами (типа South Pole Telescope) и на обсерватории Planck, в которых на основе эффекта Сюняева–Зельдовича будут обнаружены тысячи скоплений галактик.

2.2 Поляризованное микроволновое излучение от скоплений галактик

После того, как в 1980 г. Сюняев и Зельдович предсказали, что микроволновое излучение в направлении скоплений галактик должно быть поляризовано [14], в наблюдениях реликтового фона происходил такой большой прогресс, что возможность обнаружения слабого поляризованного

сигнала от далеких скоплений перешла в область практического интереса. Планируемая к запуску в 2007 космическая обсерватория Planck Surveyor (Европейского космического агентства и НАСА) уже позволит вплотную приблизиться к уровням чувствительности, требуемым для обнаружения поляризации в скоплениях, причем обсуждаются возможности дальнейшего улучшения чувствительности в десятки раз в таких будущих миссиях, как “Beyond Einstein Inflation Probe”¹.

В связи с таким кардинальным изменением ситуации был выполнен ряд новых теоретических исследований поляризации микроволнового излучения в скоплениях галактик [46, 149, 141], причем в некоторых из этих работ [46, 149] было заявлено о необходимости корректировки оригинальных результатов Сюняева и Зельдовича [289]. Желание разобраться в справедливости этих утверждений стало одной из причин, побудивших нас тоже обратиться к этой проблеме [253].

Еще одной причиной, по которой мы решили вернуться к этой теме, стало открытие обсерваторией СОВЕ [158] квадрупольной компоненты в угловом распределении микроволнового фона. Как было показано Зельдовичем и Сюняевым [14], такая анизотропия должна приводить к изменению поляризации микроволнового излучения в направлении скоплений галактик. Уже предварительная оценка, основанная на измерении СОВЕ, привела нас к довольно неожиданному выводу, что этот поляризационный эффект должен быть сильнее других поляризационных эффектов, возникающих при прохождении микроволнового излучения через межгалактический газ скоплений галактик. Это делает поляризационный эффект, связанный с фоновым квадруполем, потенциально важным для задач космологии. В самом деле, измерение поляризованного микроволнового излучения от далеких скоплений открывает уникальную возможность исследовать эволюцию квадрупольной компоненты фона с красным смещением (до $z \sim 3$), а также уменьшить неопределенность в измерении квадруполя, связанную с космической вариацией [156].

2.2.1 Поляризация в результате рассеяния анизотропного поля излучения на электроны

Чтобы заложить основу для нашего последующего анализа, воспроизведем в основных деталях оригинальное рассмотрение Зельдовича, Сюняева [14] (см. также их обзор [35]).

Рассмотрим рассеяние исходно неполяризованного низкочастотного излучения на покоящемся электроны. В этом случае частота фотона не меняется в результате рассеяния (эффектом отдачи можно пренебречь), и поэтому можно на время забыть о спектральной зависимости излучения и полностью сосредоточиться на его угловом распределении. Это распределение может быть в общем случае представлено в виде суммы компонент, пропорциональных полиномам Лежандра $P_n(\mu)$: 1, μ , $(\mu^2 - 1/3)$, и т.д., где μ – косинус угла между волновым вектором падающего фотона и одним из ряда направлений, которые однозначно задают данное угловое распределение. Падающее излучение описывается обычным набором параметров Стокса (I , Q , U , V), где по определению $Q = U = V = 0$. Нашей задачей является определить соответствующие величины (которые будут отмечены штрихом) для рассеянного излучения. Четвертый параметр Стокса (V) описывает круговую поляризацию, которая не возникает при рассеянии и поэтому не будет рассматриваться далее. Определим параметры Стокса рассеянного излучения по отношению к плоскости, в которой лежат а) ось симметрии данной компоненты углового распределения излучения (см. выше), и б) волновой вектор рассеянного фотона. В этом случае комбинация $Q > 0$, $U = 0$ будет означать линейную поляризацию в направлении, перпендикулярном этой плоскости. При таком выборе системы отсчета легко получить для рассеянного излучения:

$$I'(\mu') = \int_{-1}^1 \left[\frac{1}{2} + \frac{3}{16}(3\mu'^2 - 1) \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) \right] I(\mu) d\mu, \quad (2.35)$$

$$Q'(\mu') = \int_{-1}^1 \frac{9}{16}(1 - \mu'^2) \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) I(\mu) d\mu, \quad U'(\mu') = 0. \quad (2.36)$$

Видно, что индикатрисса рассеяния для параметра Стокса Q имеет строго квадрупольную форму (по отношению к μ). Это означает, что из-за ортогональности полиномов Лежандра лишь квадрупольная компонента поля излучения вносит вклад в Q' .

¹<http://universe.nasa.gov/program/inflation.html>

Обозначим теперь изотропную и мультипольные компоненты распределения интенсивности I_0 , $I_1\mu$, $I_2(\mu^2 - 1/3)$ и т.д. Тогда после интегрирования в (2.35)–(2.36) получаем:

$$I'(\mu') = I_0 + \frac{1}{10}I_2\left(\mu'^2 - \frac{1}{3}\right), \quad (2.37)$$

$$Q'(\mu') = \frac{1}{10}I_2(1 - \mu'^2), \quad U'(\mu') = 0. \quad (2.38)$$

Как и ожидалось, изотропная компонента не меняется в результате рассеяния. Если дополнительно рассмотреть случай, когда оптическая толщина рассеивающей среды мала ($\tau \ll 1$), то будут играть роль только однократные рассеяния фотонов, и тогда легко модифицировать формулы (2.37), (2.38), которые были получены для отдельного электрона:

$$\begin{aligned} I'(\mu') &= I(\mu')(1 - \tau) + \tau \left[I_0 + \frac{1}{10}I_2\left(\mu'^2 - \frac{1}{3}\right) \right] \\ &= I(\mu') - \tau \left[I_1\mu' + 0.9I_2\left(\mu'^2 - \frac{1}{3}\right) + \sum_{n=3}^{\infty} I_n P_n(\mu') \right], \end{aligned} \quad (2.39)$$

$$Q'(\mu') = \frac{1}{10}\tau I_2(1 - \mu'^2), \quad U'(\mu') = 0. \quad (2.40)$$

Уравнения (2.39), (2.40) показывают, что рассеяние на электронах приводит к сглаживанию анизотропии излучения и возникновению поляризации порядка $Q'/I' = 0.1\tau I_2/I_0(1 - \mu'^2)$.

2.2.2 Поляризация, связанная с фоновым квадруполем

Со спутника COBE была впервые измерена квадрупольная компонента углового распределения фона. Хотя точность этого измерения довольно низка – утверждается, что среднеквадратичное значение Q_{rms} лежит в диапазоне $[4, 28] \mu\text{K}$ (на уровне достоверности 95%) [158], на наличие подобного квадрупольного сигнала, $Q_{rms-ps} \sim 15\mu\text{K}$, также указывает экстраполяция спектра угловых флуктуаций мощности фона от высоких моментов к $l = 2$ [56].

Как следует из предыдущего параграфа, фоновый квадруполь должен приводить к поляризации микроволнового излучения от скоплений галактик. Ниже будут получены формулы, позволяющие рассчитать связанную с квадруполем поляризацию в направлении на близкое ($z \approx 0$) скопление с заданными небесными координатами для заданных параметров квадруполя. Скорее в качестве ориентира на будущее (ввиду существенной неопределенности на данный момент), на основе данных COBE будет получена зависимость поляризационного эффекта от положения скопления на небе. Как только появятся более точные измерения, можно будет легко уточнить нынешние грубые оценки.

Измеренный обсерваторией COBE квадруполь описывается пятью параметрами, которые являются коэффициентами при сферических гармониках второго порядка [158]: $Q_1 = (19.0 \pm 7.4 \pm 8.2) \mu\text{K}$, $Q_2 = (2.1 \pm 2.5 \pm 2.7) \mu\text{K}$, $Q_3 = (8.9 \pm 2.0 \pm 2.5) \mu\text{K}$, $Q_4 = (-10.4 \pm 8.0 \pm 4.3) \mu\text{K}$, $Q_5 = (11.7 \pm 7.3 \pm 10.4) \mu\text{K}$. Здесь вначале приведены статистические, а затем систематические погрешности. Из параметров Q_i можно составить тензор $Q_{\alpha\beta}$ со следующими компонентами:

$$\begin{aligned} Q_{xx} &= Q_4 - \frac{1}{2}Q_1, \quad Q_{yy} = -Q_4 - \frac{1}{2}Q_1, \quad Q_{zz} = Q_1, \\ Q_{xy} &= Q_{yx} = Q_5, \quad Q_{xz} = Q_{zx} = Q_2, \quad Q_{yz} = Q_{zy} = Q_3. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Квадрупольный сигнал I_Q может быть рассчитан для любого направления как $I_Q = \sum Q_{\alpha\beta} r_\alpha r_\beta$, где декартовы координаты r_α должны быть выражены через галактические координаты l, b : $X = \cos l \cos b$, $Y = \sin l \cos b$, $Z = \sin b$. Тензор $Q_{\alpha\beta}$ обладает свойством $Q_{xx} + Q_{yy} + Q_{zz} = 0$.

Теперь можно найти обычным образом собственные значения $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ (пусть λ_1 будет минимальным, а λ_2 – максимальным среди трех значений λ_i), а также соответствующие собственные векторы $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ тензора $Q_{\alpha\beta}$: $Q_{\alpha\beta} \vec{e}_i = \lambda_i \vec{e}_i$. Введя сферические координаты θ и ϕ (где полярный

угол θ измеряется от \vec{e}_3), можно, используя свойство $\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = 0$, записать квадрупольный сигнал в простой форме:

$$\begin{aligned} I_Q &= \lambda_1 \sin^2 \theta \cos^2 \phi + \lambda_2 \sin^2 \theta \sin^2 \phi + \lambda_3 \cos^2 \theta \\ &= \lambda_x \left(\sin^2 \theta \cos^2 \phi - \frac{1}{3} \right) + \lambda_y \left(\sin^2 \theta \sin^2 \phi - \frac{1}{3} \right), \end{aligned} \quad (2.42)$$

где $\lambda_x = \lambda_1 - \lambda_3$, $\lambda_y = \lambda_2 - \lambda_3$. Среднеквадратичная амплитуда квадрупольного сигнала равняется:

$$Q_{rms}^2 = \frac{4}{45} (\lambda_x^2 - \lambda_x \lambda_y + \lambda_y^2). \quad (2.43)$$

Для значений COBE (так как они используются лишь для иллюстрации, ниже не будут приводиться погрешности значений) находим: $\lambda_1 = -25 \mu\text{K}$ (минимум), $\lambda_2 = 23 \mu\text{K}$ (максимум), $\lambda_3 = 2 \mu\text{K}$, $\lambda_x = -27 \mu\text{K}$, $\lambda_y = 22 \mu\text{K}$. Среднеквадратичная амплитуда $Q_{rms} = 12.6 \mu\text{K}$. Отметим, что это значение было получено не принимая в расчет известную корреляцию между сигналом и шумом в данных COBE, учет которой привел бы к несколько меньшему значению ($10.7 \mu\text{K}$) [158]. Собственные векторы \vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 соответствуют следующим направлениям на небе (l, b) : $(335^\circ, 2^\circ)$, $(250^\circ, -63^\circ)$, $(64^\circ, -27^\circ)$.

Итак, мы выразили квадрупольный сигнал в виде суммы двух ортогональных компонент, пропорциональных полиномам Лежандра второй степени, одна из которых определена по отношению к направлению минимума фонового квадруполья ($\pm \vec{e}_1$), а другая – к направлению его максимума ($\pm \vec{e}_2$). Это позволяет нам воспользоваться формулами (2.39), (2.40). Хотя изначально эти уравнения задумывались для описания изменений интенсивности, можно выполнить дальнейший анализ в единицах яркостной температуры, введя температурные параметры Стокса (T , Q_T , U_T), имея в виду, что небольшие изменения температурных параметров, такие как $\Delta Q_T/T$, связаны с изменениями обычных параметров Стокса (т.е. $\Delta Q_\nu/I_\nu$) посредством частотной зависимости:

$$f(x) = \frac{d \ln I_\nu}{d \ln T} = \frac{x e^x}{e^x - 1}, \quad (2.44)$$

где $x = h\nu/kT$ – безразмерная частота. Так как изменение интенсивности фона в направлении скоплений галактик ожидается очень малым, возникающая степень поляризации, очевидно, тоже будет характеризоваться зависимостью от частоты (2.44): $P'(x) = f(x)(Q_T'^2 + U_T'^2)^{1/2}/T$.

После элементарных вычислений, суть которых состоит в том, чтобы привести поляризационные сигналы, связанные с каждым из двух ортогональных фоновых квадрупольей, к общим осям [82], а затем сложить, находим:

$$T'(\theta, \phi) = T(\theta, \phi) - \tau \left\{ T_1 + 0.9 \left[\lambda_x \left(\sin^2 \theta \cos^2 \phi - \frac{1}{3} \right) + \lambda_y \left(\sin^2 \theta \sin^2 \phi - \frac{1}{3} \right) \right] + \sum_{n=3}^{\infty} T_n \right\}, \quad (2.45)$$

$$Q_T'(\theta, \phi) = 0.1\tau [\lambda_x (\cos^2 \theta \cos^2 \phi - \sin^2 \phi) + \lambda_y (\cos^2 \theta \sin^2 \phi - \cos^2 \phi)], \quad (2.46)$$

$$U_T'(\theta, \phi) = 0.1\tau (\lambda_x - \lambda_y) \cos \theta \sin 2\phi, \quad (2.47)$$

$$P'(\theta, \phi, x) = 0.1 f(x) \tau T_0^{-1} \left\{ [\lambda_x (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) + \lambda_y (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \phi)]^2 - 4\lambda_x \lambda_y \cos^2 \theta \right\}^{1/2}, \quad (2.48)$$

где $T(\theta, \phi)$ – начальное распределение температуры фона, в котором главная, изотропная компонента $T_0 = 2.735 \text{ K}$, а T_1 и T_n – дипольная и высшие гармоники. В приведенных формулах параметры Стокса были определены таким образом, что при $Q_T > 0$, $U_T = 0$ вектор поляризации перпендикулярен \vec{e}_3 .

Степень поляризации зависит от положения скопления на небе в соответствии с (2.48). Угловое распределение имеет два максимума $P_{max} = 0.1f(x)\tau T_0^{-1}(\lambda_y - \lambda_x)$ в противоположных направлениях $\pm \vec{e}_3$. Выраженный в абсолютных единицах максимальный поляризационный сигнал составляет $0.1(\lambda_y - \lambda_x)\tau = 4.9\tau \mu\text{K}$. В направлениях на минимум и максимум фона ($\pm \vec{e}_1$ и $\pm \vec{e}_2$) $P = 0.1f(x)\tau T_0^{-1}\lambda_y$ и $0.1f(x)\tau T_0^{-1}|\lambda_x|$, соответственно. Эти четыре положения являются седлами углового распределения обсуждаемого эффекта, в которых поляризация максимальна в плоскости $\theta = \pi/2$ и минимальна в перпендикулярном направлении. В той же плоскости ($\theta = \pi/2$) находятся четыре положения, в которых $P = 0$: $\phi = \pm \arctan(-\lambda_y/\lambda_x)^{1/2}$ и $\phi = \pi \pm \arctan(-\lambda_y/\lambda_x)^{1/2}$. Геометрия эффекта представлена на Рис. 2.9.

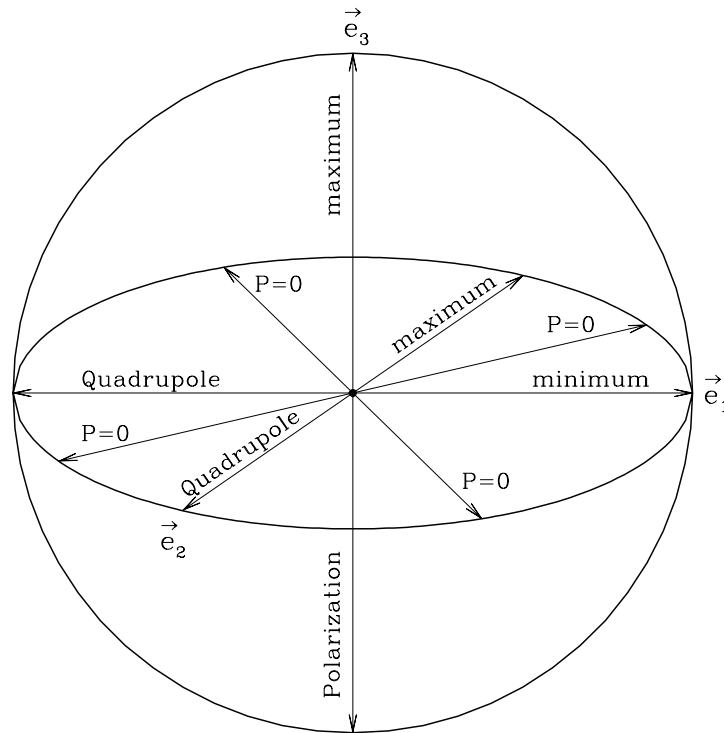


Рис. 2.9: Распределение по небу поляризационного эффекта, связанного с фоновым квадруполем. Векторы \vec{e}_1 , \vec{e}_2 , \vec{e}_3 являются собственными векторами тензора квадрупольной анизотропии температуры фона. Поляризационный эффект имеет два широких максимума в направлениях $\pm \vec{e}_3$, перпендикулярных плоскости, в которой лежат минимумы ($\pm \vec{e}_1$) и максимумы ($\pm \vec{e}_2$) фонового квадруполя. В этой плоскости лежат четыре направления, в которых не возникает эффекта поляризации.

Из (2.48) можно найти среднеквадратичное по небу значение степени поляризации, связанной с фоновым квадруполем:

$$P_{rms}(x) = 0.1f(x)\tau T_0^{-1} \sqrt{\frac{8}{15}(\lambda_x^2 - \lambda_x\lambda_y + \lambda_y^2)}, \quad (2.49)$$

или, используя (2.43),

$$P_{rms}(x) = \frac{\sqrt{6}}{10} f(x) \tau \frac{Q_{rms}}{T_0}. \quad (2.50)$$

Обратим внимание на коэффициент $\sqrt{6}$ в этом выражении. Для значений COBE усредненная по небу поляризация составляет $3.1\tau \mu\text{K}$, или 0.6 от максимального сигнала.

Разложение в ряд Тейлора выражения (2.48) вблизи максимальных направлений $\theta = 0, \pi$ дает:

$$\frac{\Delta P}{P_{max}} = \frac{\lambda_x \cos^2 \phi - \lambda_y \sin^2 \phi}{\lambda_y - \lambda_x} (\Delta\theta)^2. \quad (2.51)$$

Квадратичная зависимость от углового сдвига говорит о том, что максимумы поляризации широкие. Каждая из двух эллиптических областей вокруг максимумов, в которых $P/P_{max} > 1/2$, закрывает около четверти неба (опять же по данным измерений COBE). Очевидно, что именно в этих протяженных областях существуют наилучшие шансы зарегистрировать поляризацию, связанную с фоновым квадруполем. Отметим однако, что измерений эффекта только в направлении максимумов будет недостаточно для того, чтобы определить все 5 параметров, которые определяют фоновый квадруполь, поэтому потребуются измерения и в других направлениях.

В отличие от максимумов, четыре направления, в которых эффект поляризации обращается в нуль, четко выделены, так как в их окрестности

$$\frac{P}{P_{max}} = 2 \frac{\sqrt{-\lambda_x \lambda_y}}{\lambda_y - \lambda_x} \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\theta)^2}. \quad (2.52)$$

Минимумы узкие потому, что в этих точках меняют знак параметры Стокса Q и U . Область вокруг минимума, в пределах которой $P/P_{max} < 1/4$ (в случае значений COBE) – круг радиусом 14° .

Конечно, поляризация, возникающая из-за фонового квадруполя очень мала: в максимуме $P_{max} \sim 2 \times 10^{-6} f(x) \tau$ или $0.1(\tau/0.02) \mu\text{K}$. Из этого, однако, не следует, что порог чувствительности детектора должен лежать ниже этого значения. В самом деле, для того чтобы определить поляризацию, соответствующую заданному направлению на небе, можно усреднить сигналы от большого количества скоплений, расположенных примерно в этом направлении (более того, можно исследовать одновременно два противоположных направления на небе). При этом можно даже не иметь информации об оптической толщине каждого скопления. Действительно, поляризационный эффект от τ зависит линейно, поэтому играет роль только оптическая толщина, усредненная по всему ансамблю скоплений. Более того, все прочие поляризационные эффекты, которые могут возникать в скоплениях (см. ниже), не аддитивны, в отличие от квадрупольного эффекта. Таким образом, суммирование слабых сигналов от отдельных скоплений заодно приведет к уменьшению относительного вклада других эффектов.

2.2.3 Другие поляризационные эффекты

Поляризация, вызванная движением скопления в плоскости неба

Сюняев и Зельдович [289] показали, что пекулярное движение скопления относительно реликтового фона должно приводить к поляризации микроволнового излучения в направлении скопления. Ими был рассчитан эффект в рэлей-джинсовской области спектра, а также указано как можно, в принципе, рассчитать эффект для любой частоты. Ниже зависимость от частоты возникающей поляризации будет получена в явном виде.

Пусть сквозь изотропный микроволновой фон с температурой T_0 движется электрон на скорости v . В системе покоя электрона спектр излучения тоже чернотельный, но с температурой, зависящей от направления:

$$I_\nu = C \frac{x^3}{e^{x\gamma(1+\beta\mu)} - 1}, \quad (2.53)$$

где $C = 2(kT_0)^3/(hc)^2$, $\beta = v/c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, μ – косинус угла между вектором скорости электрона и данным направлением, а все величины измеряются в системе покоя электрона. Угловое

распределение излучения (2.53) можно разложить по полиномам Лежандра. Сохраняя члены до второго порядка по β^2 , получаем:

$$I_\nu = C \frac{x^3}{e^x - 1} \left[\left(1 + \frac{e^x(e^x + 1)}{6(e^x - 1)^2} x^2 \beta^2 \right) - \frac{e^x}{e^x - 1} x \beta \mu + \frac{e^x(e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \beta^2 \left(\mu^2 - \frac{1}{3} \right) + \dots \right]. \quad (2.54)$$

Таким образом, квадрупольная компонента поля излучения в системе движущегося электрона:

$$\frac{I_2}{I_0} = \frac{e^x(e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \beta^2. \quad (2.55)$$

В пределе $x \rightarrow 0$, который соответствует спектральной области Рэля–Джинса, $I_2/I_0 = \beta^2$. В виновской области ($x \rightarrow \infty$): $I_2/I_0 = 1/2 x^2 \beta^2$. При преобразовании возникающей поляризации в систему отсчета, связанную с микроволновым фоном, появятся дополнительные члены выше второго порядка по β , которыми можно пренебречь. Используя формулы (2.39), (2.40), находим в итоге поляризацию, которая будет измерена в направлении скопления, движущегося в направлении μ' относительно наблюдателя:

$$P'_\nu = 0.1 \frac{e^x(e^x + 1)}{2(e^x - 1)^2} x^2 \beta_t^2 \tau. \quad (2.56)$$

Здесь $\beta_t = \beta(1 - \mu'^2)^{1/2}$ – компонента пекулярной скорости скопления в плоскости неба. Вектор поляризации перпендикулярен плоскости, образованной вектором скорости и лучем зрения. В рэлей-джинсовской области частот легко найти, что $P'_\nu = 0.1 \beta_t^2 \tau$. Это воспроизводит оригинальный результат Сюняева, Зельдовича. В виновской части спектра ($x \rightarrow \infty$) степень поляризации оказывается намного больше. На Рис. 2.10а показано распределение поляризованного сигнала в картинной плоскости в случае сферического скопления.

Легко показать, что проинтегрированная по частоте поляризация $\int Q'_\nu d\nu / \int I'_\nu d\nu = \beta_t^2 \tau$. Этот результат был ранее получен Аудитом и Симмонсом [46].

Эффекты, связанные с конечной оптической толщиной скопления

Еще один механизм поляризации микроволнового излучения в скоплениях галактик связан с двумя последовательными рассеяниями в межгалактическом газе, т.е. с конечной толщиной газа [289]. После первого рассеяния в угловом распределении фона внутри скопления возникает анизотропия из-за теплового и кинематического эффектов Сюняева–Зельдовича. Амплитуда этой локальной анизотропной компоненты пропорциональна произведению τ на $\eta = kT_e/m_e c^2$ в случае теплового эффекта и τ на β – в случае кинематического эффекта. Второе рассеяние внутри скопления приведет к появлению поляризованных сигналов порядка $\eta\tau^2$ и $\beta\tau^2$. В первом приближении зависимость возникающей поляризации от частоты будет такая же, как у теплового и кинематического эффекта, соответственно. Сюняев и Зельдович выполнили оценки возникающих эффектов для случая однородного сферического облака газа. Мы сначала проверим их результаты, а затем рассмотрим более реалистичные модели распределения газа в скоплениях.

Введем систему координат, в которой ось $O\tilde{Z}$ направлена от скопления в нашу сторону, а оси $O\tilde{X}$ и $O\tilde{Y}$ лежат в картинной плоскости. Нашей задачей является определить поляризацию, которая будет измерена из заданной точки (X, Y) на небе. Для этого необходимо задать закон распределения плотности $\rho(X, Y, Z)$ по скоплению, при этом под плотностью понимается концентрация электронов. Во всех наших моделях температура газа η предполагается постоянной по скоплению.

Расчет происходит следующим образом. Для заданного положения (X, Y) вклад в результирующий эффект вносят все точки (X, Y, Z) вдоль луча зрения, проходящего через это положение. Поэтому, для каждой такой точки требуется найти угловое распределение интенсивности излучения (в котором можно пренебречь изотропной составляющей), возникшее в результате первого рассеяния: $\Delta I(X, Y, Z, \theta, \phi)$. Здесь углы θ и ϕ задают направление наблюдения $\vec{l} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$. Если определить параметры Стокса по отношению к осям $O\tilde{X}$, $O\tilde{Y}$ (случай $Q > 0$, $U = 0$ соответствует поляризации в направлении $O\tilde{Y}$), то получаем для возникающей поляризации:

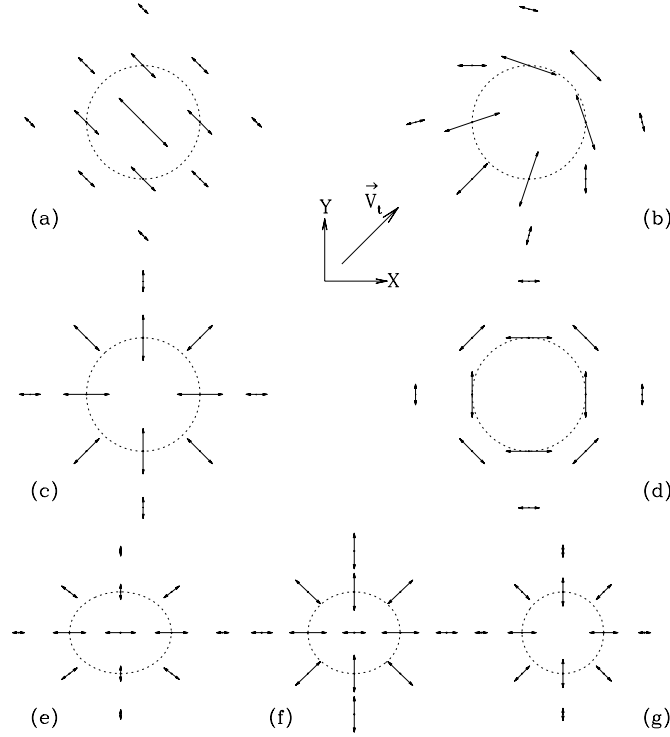


Рис. 2.10: Рассчитанные угловые распределения поляризованного сигнала в направлении скоплений галактик. В случаях а)–д) принята модель сферического скопления, в котором газ распределен по изотермическому закону Кинга (2.64) с $n = 3/2$. а) Поляризация $\propto \beta_t^2 \tau$, связанная с пекулярным движением в указанном направлении (см. вставку в середине рисунка). б) Поляризация $\propto \beta_t \tau^2$, связанная с конечной оптической толщиной скопления, для того же пекулярного движения. в) Поляризация $\propto (kT_e/m_e c^2) \tau^2$, связанная с конечной оптической толщиной, на частотах $x < 3.83$. д) То же самое, но при $x > 3.83$. е) Облако газа является сфероидом, отношение главных осей которого составляет $b/a = 0.8$, одна из которых (длинная) идет вдоль направления X . ф) То же самое, но ось симметрии наклонена под углом 45° к картинной плоскости. г) То же самое, но ось симметрии направлена вдоль луча зрения. На всех рисунках пунктирной линией показана проекция на небо ядра скопления в модели Кинга.

$$Q'_\nu(X, Y) = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int dZ \rho(X, Y, Z) \int d\vec{\Omega} \sin^2 \theta \cos(2\phi) \Delta I_\nu(X, Y, Z, \theta, \phi), \quad (2.57)$$

$$U'_\nu(X, Y) = \frac{3\sigma_T}{16\pi} \int dZ \rho(X, Y, Z) \int d\vec{\Omega} \sin^2 \theta \sin(2\phi) \Delta I_\nu(X, Y, Z, \theta, \phi). \quad (2.58)$$

В выражениях (2.57), (2.58) учтена рэлеевская индикатрисса рассеяния, а также то, что вектор поляризации излучения, рассеянного из направления \vec{l} в сторону наблюдателя, образует угол ϕ с осью $O\vec{Y}$, что приводит к необходимости поворота стандартных осей [82].

Изменение интенсивности ΔI_ν равно произведению оптической толщины τ на луче зрения из точки (X, Y, Z) в направлении \vec{l} , и независящего от геометрии задачи коэффициента, который отвечает за то, с каким эффектом Сюняева–Зельдовича, кинематическим или тепловым, связана локальная анизотропия. В случае теплового эффекта:

$$\Delta I_\nu(X, Y, Z, \theta, \phi) = \tau(X, Y, Z, \theta, \phi) \eta I_\nu f_T(x), \quad (2.59)$$

где

$$f_T(x) = \frac{x e^x}{e^x - 1} \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) \quad (2.60)$$

В случае кинематического эффекта:

$$\Delta I_\nu(X, Y, Z, \theta, \phi) = -\tau(X, Y, Z, \theta, \phi) (\vec{l} \vec{\beta}) I_\nu f(x), \quad (2.61)$$

где $\vec{\beta} = \beta(\sin \alpha \cos \psi, \sin \alpha \sin \psi, \cos \alpha)$ – вектор пекулярной скорости, а зависимость от частоты кинематического эффекта $f(x)$ описывается выражением (2.44). Теперь рассмотрим несколько примеров.

Однородное сферическое облако газа

$$\rho(r) = \begin{cases} \rho_0, & r < 1; \\ 0, & r > 1. \end{cases}$$

В случае эффекта порядка $\beta\tau^2$ вычисления по (2.57), (2.58) можно выполнить аналитическим образом:

$$Q'_\nu = \frac{1}{20} (X \cos \psi - Y \sin \psi) \sqrt{1 - (X^2 + Y^2)} \beta_t \tau_0^2 I_\nu f(x), \quad (2.62)$$

$$U'_\nu = \frac{1}{20} (X \sin \psi + Y \cos \psi) \sqrt{1 - (X^2 + Y^2)} \beta_t \tau_0^2 I_\nu f(x), \quad (2.63)$$

где $\tau_0 = 2\sigma_T \rho_0$ – центральная оптическая толщина облака.

Данный результат был приведен (без вывода) Сюняевым и Зельдовичем. Важным свойством обсуждаемого эффекта является то, что его амплитуда – $(Q^2 + U^2)^{1/2}$ – зависит только от проекционного расстояния до центра скопления r . Азимутальный угол определяет лишь направление поляризации; знак эффекта отличается в носовой и хвостовой части скопления (по направлению движения), как показано на Рис. 2.10b. Максимальная степень поляризации достигается при $r_{\max} = 1/\sqrt{2}$ и равняется $0.025 \beta_t \tau_0^2 f(x)$, в частности, в области Рэля–Джинса – $0.025 \beta_t \tau_0^2$. Следует отметить, что в этом случае, в отличие от эффекта порядка $\beta_t^2 \tau$, от всего скопления нет поляризованного сигнала.

В случае эффекта порядка $\eta\tau^2$ легко убедиться, что $U'_\nu(X, Y) = 0$. Интегрирование $Q'_\nu(X, Y)$ в (2.57) можно выполнить численно. В этом случае направление поляризации зависит от частоты, на которой проводится измерение. На низких частотах поляризация направлена по радиусу в картинной плоскости – см. Рис 2.10c. При $x = 3.83$ меняется знак теплового эффекта Сюняева–Зельдовича, в результате чего на более высоких частотах вектор поляризации оказывается перпендикулярен радиус-вектору, как показано на Рис. 2.10d. Максимальная степень поляризации $0.014 \eta \tau_0^2 f_T(x)$ достигается при $r = 0.85$. В спектральной области Рэля–Джинса $P = 0.028 \eta \tau_0^2$. Как и в случае эффекта порядка $\beta\tau^2$, проинтегрированная по всему скоплению поляризация обращается в нуль.

Сферическое скопление с распределением газа по закону Кинга

$$\rho(r) = [1 + (r/r_c)^2]^{-n}. \quad (2.64)$$

На Рис. 2.11 показана зависимость степени поляризации от углового расстояния (r/r_c) до центра скопления для двух значений n : 1 и 2. Для заданного значения центральной оптической толщи τ_0 максимальная поляризация оказывается примерно в два раза меньше, чем в случае однородной сферы.

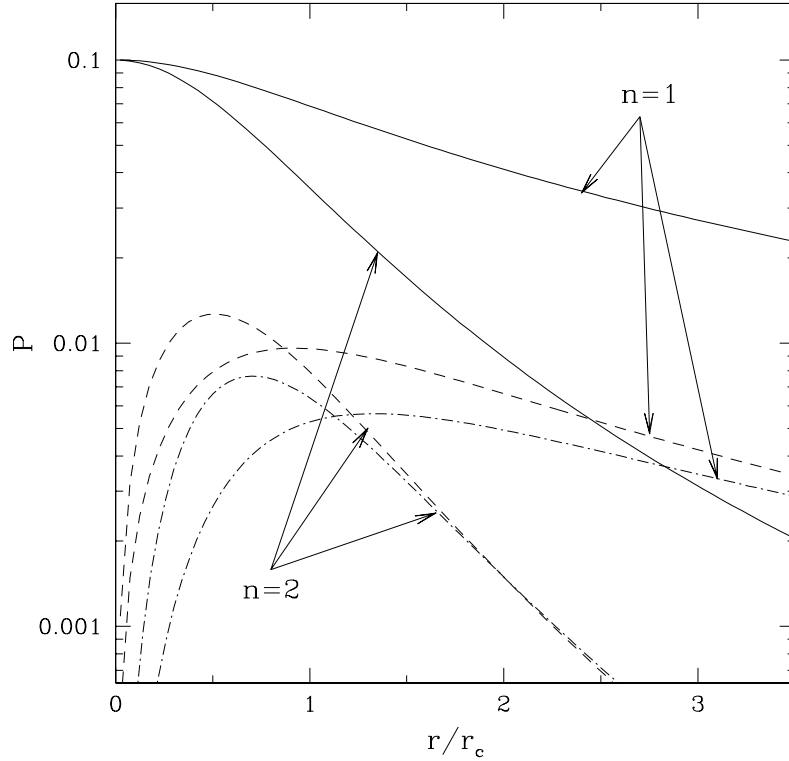


Рис. 2.11: Различные поляризационные эффекты в зависимости от проекционного расстояния до центра скопления, рассчитанные для сферической изотермической модели распределения газа (2.64) (при $n = 1$ и 2). Показан коэффициент, стоящий при: $\beta_t^2 \tau_0$ (сплошные линии), $\beta_t \tau_0^2$ (штриховые линии), $(kT_e/m_e c^2) \tau_0^2$ (штрих-пунктирные линии), где τ_0 – центральная оптическая толщина.

Эллипсоидальное скопление с распределением газа по закону Кинга Из наблюдений известно, что форма скоплений галактик может заметно отличаться от сферической. В этом случае поляризационные эффекты, связанные с конечной оптической толщиной, претерпят существенные изменения. Рассмотрим идеализированную модель скопления, которое имеет форму эллипсоида вращения, причем распределение плотности газа описывается модифицированным изотермическим законом Кинга: $\rho(r) = [1 + (X/a)^2 + (Y^2 + Z^2)/b^2]^{-n}$. Для полноты картины можно посмотреть, что получится при повороте эллипсоида вокруг оси $O\dot{Y}$. На Рис. 2.10e–g представлены примеры возникающей картины поляризации. В этом случае характерная степень поляризации оказывается примерно того же порядка, что и в случае сферического скопления, однако ее распределение по картинной плоскости совершенно другое. В частности, обычно возникает поляризация в направлении центра скопления – например, в примере, представленном на Рис. 2.10e, эксцентриситет (b/a) составляет только 0.8, но около центра скопления появляется максимум поляризации, что кардинально отличается от ситуации на Рис. 2.10c. Также важно отметить, что результирующая поляризация от скопления уже не равна нулю.

Из вышеизложенного ясно, что угловое распределение поляризации, возникающей из-за конечной оптической толщи скопления по рассеянию, для конкретного скопления будет сильно зависеть как от его геометрии и положения относительно наблюдателя, так и от распределения межгалактического газа.

2.2.4 Обсуждение

Измерения поляризации микроволнового излучения в направлении скоплений галактик предлагают новый метод определения квадрупольной компоненты углового распределения реликтового фона, который не связан с картографированием всего неба, как в случае обычных измерений анизотропии фона. Еще более важно то, что этот метод позволяет измерить фоновый квадруполь с точки зрения воображаемых наблюдателей, расположенных в далеких скоплениях ($z \sim 0.5-3$). Это могло бы дать дополнительные интересные ограничения на рассматриваемые космологические модели Вселенной. Одновременно, такие наблюдения могли бы дать важную информацию об эволюции пекулярных скоростей скоплений. Основная проблема конечно связана с малостью амплитуды поляризации, индуцированной фоновым квадруполем, которая ожидается на уровне не выше $0.1(\tau/0.02) \mu\text{K}$. Однако, как уже было отмечено нами, ограничение, налагаемое чувствительностью детектора, можно было бы преодолеть посредством наблюдения большого количества скоплений.

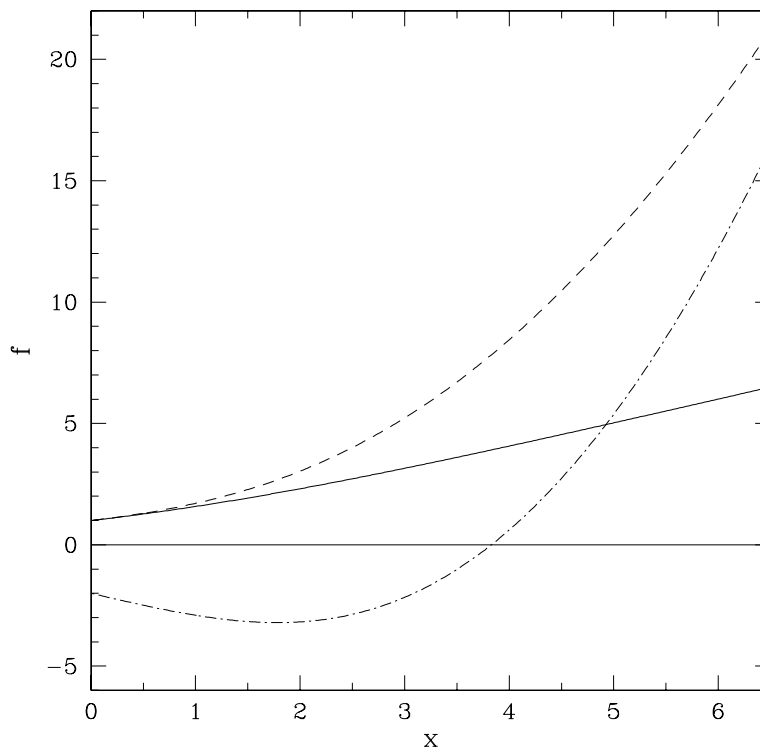


Рис. 2.12: Зависимость от частоты различных поляризационных эффектов: связанного с фоновым квадруполем и $\beta_i^2 \tau^2$ (сплошная линия), $\beta_i^2 \tau$ (пунктир), $(kT_e/m_e c^2) \tau^2$ (штрих-пунктир). Последний эффект меняет знак при $x = 3.83$.

Дополнительная проблема связана с существованием других эффектов поляризации микроволнового излучения в скоплениях галактик. Хотя эти эффекты интересны сами по себе, так как они могли бы дать информацию о тангенциальных скоростях скоплений и распределении межгалактического газа в скоплениях, должны создавать существенный шум для наблюдений, направленных на детектирование сигнала, связанного с фоновым квадруполем. К счастью, все эти эффекты имеют тенденцию исчезать после усреднения по большим подборкам скоплений. Рассмотрим подробно, насколько значительный вклад могут вносить в измеренный сигнал

различные поляризационные механизмы.

В рэлей-джинсовской части спектра три основных поляризационных эффекта оказываются порядка $0.1\beta_t^2\tau$, $0.01\beta_t\tau^2$ и $0.01\eta\tau^2$ (причем коэффициенты, описывающие последние два эффекта, являются модельно зависимыми, но обычно не сильно отличаются от указанных значений). Первый эффект становится равным по амплитуде эффекту, связанному с фоновым квадруполем, в максимуме последнего при тангенциальной скорости скопления ~ 1300 км/с (на основе измерений квадруполя обсерваторией COBE). Это значение существенно превышает типичные пекулярные скорости скоплений галактик [49]. Более того, усредненный по небу поляризационный сигнал, связанный с фоновым квадруполем, составляет $\sim 60\%$ от максимального значения, в то время как эффект, связанный с пекулярным движением, пропорционален квадрату β_t . Следовательно, для типичных значений $\beta_t \sim 400$ км/с поляризация, связанная с фоновым квадруполем, в области Рэлей–Джинса должна быть сильнее в несколько раз. Среди всех рассмотренных эффектов лишь эффект порядка $0.01\eta\tau^2$ может быть сравним с квадрупольным, и то только в случае богатых скоплений.

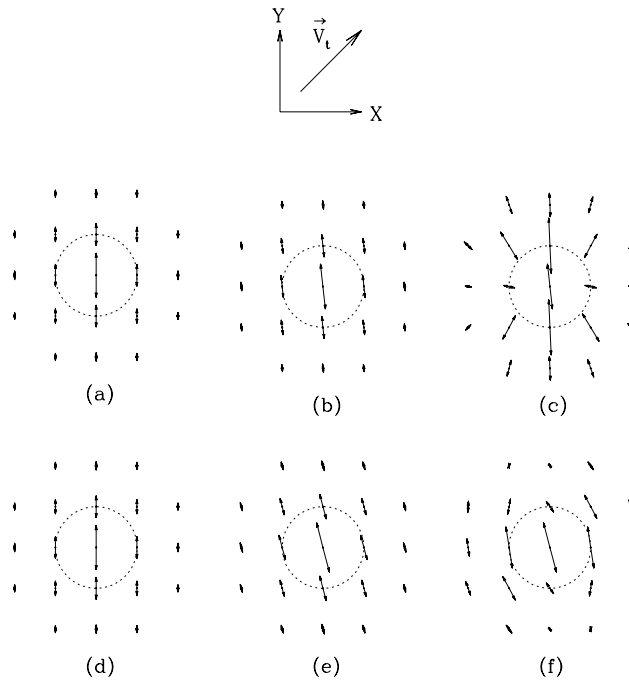


Рис. 2.13: Совокупное влияние квадрупольной анизотропии реликтового фона и других эффектов на поляризацию микроволнового излучения от скопления галактик, расположенного в направлении максимума поляризационного эффекта, связанного с фоновым квадруполем. Скопление имеет тангенциальную скорость 600 км/с ($\beta_t = 0.02$), центральную оптическую толщину $\tau = 0.01$ и заполнено газом с температурой 5 кэВ ($kT_e/m_e c^2 = 0.01$) и распределением плотности $(1 + (r/r_c)^2)^{-3/2}$, где r_c – радиус ядра, который соответствует размеру круга, показанного на каждом из рисунков. а) Только поляризация, связанная с фоновым квадруполем. б) Добавлен эффект порядка $\beta_t^2\tau$. в) Добавлен эффект порядка $(kT_e/m_e c^2)\tau^2$. Случаи а)–с) соответствуют измерениям в рэлей-джинсовской области спектра. д)–ф) То же, что а)–с), но для частоты $x = 5$ в виновской области спектра.

Выше были приведены значения для рэлей-джинсовской части спектра, которая соответствует сантиметровым и миллиметровым длинам волн. Однако, степень поляризации должна сильно зависеть от частоты, если измерения проводятся в субмиллиметровой области спектра. На Рис. 2.12 показана зависимость от частоты различных эффектов. Отметим, что поляризация, вызванная

фоновым квадруполем, характеризуется той же частотной зависимостью, что и поляризация порядка $\beta_i \tau^2$, причем оба эффекта растут линейно ($\sim x$) в виновской части спектра. Другие два эффекта растут в виновской области быстрее: $\sim x^2$. Отличающиеся спектры дают возможность разделить сигналы различного происхождения с помощью мультиволновых наблюдений. С другой стороны, очевидно, что шансы зарегистрировать поляризацию, связанную с фоновым квадруполем, выше в рэлей-джинсовской области, где ее вклад более значителен.

Обсуждаемые эффекты также по разному зависят от проекционного расстояния до центра скопления. Эффект, связанный с фоновым квадруполем, и эффект порядка $\beta_i^2 \tau$ пропорциональны оптической толщине вдоль луча зрения. Поэтому для них после интегрирования в картинной плоскости по всему скоплению получается конечный поляризованный сигнал. Для двух других эффектов полный сигнал стремится к нулю. Это существенно увеличивает шансы определения с помощью поляриметрии как фонового квадруполя, так и тангенциальных скоростей скоплений – необходимо собирать микроволновой сигнал со всего скопления (или хотя бы с протяженной области вокруг центра скопления). Более того, поляризация порядка $\beta_i^2 \tau$ исчезнет после усреднения по большой подборке скоплений, если только их тангенциальные движения не скореллированы. Это позволит извлечь сигнал, связанный с фоновым квадруполем. Рис. 2.13 призван продемонстрировать сложность всей проблемы. Показано как картина поляризации, возникающая в результате квадрупольной анизотропии фона, меняется под действием других поляризационных эффектов, а также при переходе к другой частоте измерения.

Стоит отметить, что в скоплениях могут возникать дополнительные поляризационные эффекты, не рассмотренные нами. Так, микроволновой сигнал от скопления может оказаться поляризованным, если внутри него есть сильный компактный источник радиоизлучения [32]. Появляющаяся в результате рассеяния излучения этого источника картина поляризации будет похожа на ту, которая возникает в случае эффекта порядка $\eta \tau^2$ (Рис. 2.10d). Естественно, зависимость от частоты будет совсем другой (степенной), что может позволить выделить этот эффект из общего сигнала. Кроме того, пекулярное движение скопления и связанное с ним движение гравитационной линзы должно вносить дополнительную анизотропию в локальное распределение микроволнового фона, и в результате приводить к дополнительной поляризации, которая может быть значительной в случае очень массивных скоплений [127].

Нельзя также забывать, что микроволновый фон поляризован сам по себе. К счастью, этот сигнал (вернее его флуктуации) сравнительно мал на угловых масштабах порядка угловой минуты и меньше, которые соответствуют размерам скоплений галактик, т.е. он не должен существенно мешать измерениям поляризационных эффектов Сюняева–Зельдовича. В заключение стоит отметить, что типичные значения меры фарадеевского вращения скоплений галактик слишком малы для того, чтобы вызвать сильную деполаризацию в интересующей нас области – на длинах волн короче ~ 10 см [240].

Часть 3

Исследование межгалактической среды, активности ядер галактик и гамма-всплесков по наблюдениям рассеянного рентгеновского излучения

Введение

В этой части мы перейдем от обсуждения будущих микроволновых наблюдений к обсуждению будущих рентгеновских наблюдений. А именно, будут предложены методы исследования различных свойств внегалактических объектов на основе измерений непрерывного и линейчатого рентгеновского излучения, рассеянного в межзвездной или межгалактической среде галактик и скоплений галактик. С прицелом на рентгеновские обсерватории следующего поколения мы обсудим возможности диагностики горячей плазмы в скоплениях галактик, исследования активности ядер галактик в относительно недавнем прошлом (до нескольких миллионов лет назад) и энергетики космических гамма-всплесков.

В части, посвященной гамма-всплескам, теоретическое рассмотрение будет дополнено результатами наблюдений уникального гамма-всплеска обсерваторией ИНТЕГРАЛ.

3.1 Поляризация излучения в резонансных рентгеновских линиях от скоплений галактик

Хотя горячий газ скоплений галактик оптически тонкий по томсоновскому рассеянию ($\tau_T \lesssim 0.01$) для фотонов непрерывного излучения, он может обладать значительной толщиной ($\tau \sim 1$) в резонансных рентгеновских линиях сильно ионизованных атомов тяжелых элементов. Это делает важным перенос излучения в таких линиях и должно приводить к трем ранее обсуждавшимся наблюдательным эффектам.

Во-первых, профиль поверхностной яркости скопления в резонансной линии, рассчитанный в оптически тонком пределе, будет искажен в результате диффузии фотонов из плотного ядра во внешние области скопления. На это впервые обратили внимание Гильфанов и др. [6]. Этот эффект должен учитываться при определении распределения различных химических элементов в газе по данным рентгеновских наблюдений скоплений галактик. Такие попытки уже неоднократно делались при анализе данных различных обсерваторий, включая ASCA, Beppo-SAX и XMM им. Ньютона [37, 198, 65, 184].

Из-за резонансного рассеяния изменяется также энергетический профиль выходящей линии (в нем появляется седло, если излучение собирается из ядра скопления с $\tau \gtrsim 1$) [6]. С помощью рентгеновских спектрометров следующего поколения, обладающих высокими чувствительностью и энергетическим разрешением ($E/\Delta E \sim 10^3-10^4$), можно будет измерять профили индивидуальных линий и по ним судить о физическом состоянии межгалактического газа.

Наконец, резонансные линии горячего газа скопления галактик могут наблюдаться как линии поглощения в спектре непрерывного излучения квазара, находящегося на заднем плане в направлении скопления. Эквивалентная ширина сильнейших линий поглощения может достигать нескольких эВ [266, 1, 94]. Сравнивая эквивалентную ширину такой линии и поток от нее же в эмиссии, можно напрямую определять расстояния до скоплений [163, 241], аналогично использованию эффекта Сюняева–Зельдовича, который был рассмотрен в Части 2.

Как мы недавно отметили [243], должен быть еще один интересный эффект, а именно, рассеяние в определенных резонансных линиях должно приводить к поляризации рентгеновского излучения. Зафиксированный значительный прогресс в разработке рентгеновских поляриметров [90] заставляет рассмотреть этот эффект подробно.

3.1.1 Модель изотермического скопления

Рассмотрим вначале модель скопления галактик с изотермическим (по бета-закону) распределением плотности газа [79]:

$$N_e = N_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta/2}, \quad (3.1)$$

где N_0 – центральная концентрация электронов, а r_c – радиус ядра скопления.

При температурах газа, характерных для скоплений галактик ($T \sim 10^7-10^8$ К), все интересные рентгеновские линии имеют доплеровские профили поглощения, ширина которых определяется скоростями тепловых и турбулентных движений, так как естественная ширина линий сравнительно мала. В самом деле, характерная доплеровская ширина:

$$\Delta E_D = E_0 \left(\frac{2kT}{Am_p c^2} + \frac{V_{\text{turb}}^2}{c^2} \right)^{1/2} = E_0 \left[\frac{2kT}{Am_p c^2} (1 + 1.4A\mathcal{M}^2) \right]^{1/2}, \quad (3.2)$$

где E_0 – энергия покоя данной линии, A – атомная масса соответствующего элемента, m_p – масса протона, V_{turb} – характерная турбулентная скорость, а \mathcal{M} – соответствующее число Маха. Можно сравнить, например, радиационную ширину линии $\text{Lu}\alpha$ водородо-подобного железа ($E_0 = 6.97$ кэВ, $FWHM_R = \Gamma/(2\pi) \approx 0.2$ эВ) с соответствующим доплеровским уширением:

$$FWHM_D = 2\sqrt{\ln 2} \Delta E_D = 6.0 \left[\frac{kT}{10 \text{ кэВ}} (1 + 78\mathcal{M}^2) \right]^{1/2} \text{ эВ}. \quad (3.3)$$

Следовательно, сечение рассеяния в зависимости от энергии составляет:

$$\sigma(E) = \sigma_0 \exp \left[- \left(\frac{E - E_0}{\Delta E_D} \right)^2 \right]. \quad (3.4)$$

При этом сечение в центре линии:

$$\sigma_0 = \frac{\sqrt{\pi} h r_e c f}{\Delta E_D}, \quad (3.5)$$

где r_e – классический радиус электрона, а f – сила осциллятора данного атомного перехода.

Оптическая толща (от центра скопления в направлении наблюдателя) в центре уширенной по Доплеру резонансной линии составляет [6]:

$$\tau_0 = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(3\beta/2 - 1/2)}{2 \Gamma(3\beta/2)} N_{z,0} r_c \sigma_0 \approx 2.7 \frac{\Gamma(3\beta/2 - 1/2)}{\Gamma(3\beta/2)} \frac{N_0}{10^{-3} \text{ см}^{-3}} \frac{\delta}{\delta_{\text{Fe,solar}}} i_z(T)$$

$$\times \frac{r_c}{250 \text{ кпк}} \frac{\sigma_0(10^7 \text{ К}, \mathcal{M} = 0)}{10^{-16} \text{ см}^2} \left[\frac{T}{10^7 \text{ К}} (1 + 1.4A\mathcal{M}^2) \right]^{-1/2}, \quad (3.6)$$

где Γ – гамма-функция, $\delta/\delta_{\text{Fe,solar}}$ – обилие данного элемента относительно солнечного обилия железа, $N_{z,0}$ – концентрация данного иона в центре скопления, а $i_z(T)$ – его относительное обилие при температуре T .

Невозмущенный ($\tau_0 \ll 1$) профиль поверхностной яркости линии излучения бета-скопления (3.1) описывается хорошо известной формулой:

$$B_0(\rho) = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3\beta - 1/2)}{\Gamma(3\beta)} r_c \epsilon_0 (1 + \rho^2)^{-3\beta+1/2}, \quad (3.7)$$

где $\epsilon_0 = N_0 N_{z,0} \Lambda(T)$ (эрг/см³/с) – излучательная способность плазмы в центре скопления в данной линии, а ρ – расстояние, измеряемое в r_c .

Фазовая функция рассеяния и поляризация

Согласно квантовой механике, резонансное рассеяние всегда можно представить в виде суммы изотропного рассеяния (с относительным весом w_1) и дипольного (рэлеевского) рассеяния (с весом $w_2 = 1 - w_1$) [140, 82], причем только вторая из этих компонент приводит к поляризации излучения. Веса w_1 и w_2 определяются полным угловым моментом j основного уровня и величиной Δj ($= \pm 1$ или 0), которая характеризует переход.

Для бета-скопления расчет поверхностной яркости и поляризации в линиях излучения оказывается весьма простым в оптическом тонком пределе, когда важен вклад только однократных рассеяний. Хотя это приближение обычно не выполняется в ядре скопления, оно всегда справедливо на проекционных расстояниях $\rho \gg 1$. Ниже в этом приближении будет выполнен ряд аналитических оценок, при этом будет дополнительно предполагаться, что химический состав постоянен по скоплению, а также использоваться приближение полного перераспределения по энергии при рассеянии. Последнее означает, что после рассеяния распределение по энергии фотонов описывается гауссианой (3.4).

Из сферической симметрии модели следует, что выходящее излучение должно быть поляризовано (если дипольное рассеяние вносит вклад в данной линии) по нормали к проекционному радиус-вектору из центра галактики. Поэтому излучение можно полностью описать проинтегрированными по энергии параметром Стокса Q и поверхностной яркостью B . В приближении однократного рассеяния $B \approx B_0 + B_{\text{in}} + B_{\text{out}}$, где B_0 – невозмущенная поверхностная яркость (3.7), а B_{in} и B_{out} описывают вклад излучения, рассеянного в сторону наблюдателя и из его луча зрения, соответственно. Чтобы найти Q , B_{in} или B_{out} для данного проекционного расстояния ρ , требуется проинтегрировать рассеянное излучение по всем положениям (ρ, l) вдоль луча зрения. Тогда можно записать в случае изотропного рассеяния:

$$B_{\text{in}}(\rho) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} \int dl N_z \int \frac{d \cos \theta d \phi}{4\pi} I'(\rho, l, \theta, \phi), \quad Q(\rho) = 0, \quad (3.8)$$

а в случае дипольного рассеяния:

$$B_{\text{in}}(\rho) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} \int dl N_z \int d \cos \theta d \phi \frac{3(1 + \cos^2 \theta)}{16\pi} I'(\rho, l, \theta, \phi), \quad (3.9)$$

$$Q(\rho) = \frac{\sigma_0}{\sqrt{2}} \int dl N_z \int d \cos \theta d \phi \frac{3 \sin^2 \theta}{16\pi} \cos(2\phi) I'(\rho, l, \theta, \phi). \quad (3.10)$$

Здесь I' – решение невозмущенной задачи для проинтегрированной по энергии интенсивности (см. ниже). Соответствующие формулы для B_{out} аналогичны (3.8), (3.9).

Далее будет представлен ряд результатов, полученных в приближении однократного рассеяния с использованием формул (3.8)–(3.10). К ним будут добавлены результаты, полученные ранее Сюняевым [32] и Гильфановым и др. [6, 7]. Затем будет выполнено сравнение этих аналитических

выражений с результатами численных расчетов, в которых учитываются многократные рассеяния, которые становятся важны при $\tau_0 \gtrsim 1$.

Численное моделирование было выполнено методом Монте-Карло. При этом индивидуальные резонансные рассеяния разыгрывались максимально точно, не прибегая к гипотезе о полном перераспределении энергии. В нашем коде это реализовано весьма просто: для фотона, движущегося в направлении $\mathbf{\Omega}$ с энергией E и вектором поляризации \mathbf{m} , сначала разыгрывается такой ион из максвелловского распределения скоростей, для которого $(\mathbf{v}\mathbf{\Omega}) = c(E - E_0)/E_0$ (в пределе $v \ll c$). Затем разыгрывается направление $\mathbf{\Omega}'$ выходящего фотона в соответствии с фазовой матрицей рассеяния (изотропной или дипольной) и рассчитывается сдвинутая по Доплеру энергия $E' = E_0[1 + (\mathbf{v}\mathbf{\Omega}')/c]$.

Идеальное бета-скопление

В [6] был определен профиль поверхностной яркости бета-скопления в пределе $\tau_0 \ll 1$ для определенных значений β в предположении изотропной фазовой функции рассеяния:

$$B(\beta = 2/3) = \frac{r_c \epsilon_0}{8} \times \left[\frac{1}{(1 + \rho^2)^{3/2}} - \frac{\tau_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1 + \rho^2)^2} + \frac{\tau_0}{2\sqrt{2}} \frac{1}{(1 + \rho^2)^{3/2}} \right], \quad (3.11)$$

$$B(\beta = 1) = \frac{3r_c \epsilon_0}{32} \times \left[\frac{1}{(1 + \rho^2)^{5/2}} - \frac{\tau_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{(1 + \rho^2)^{7/2}} + \frac{\sqrt{2}\tau_0}{45} \frac{13 + 5\rho^2}{(1 + \rho^2)^3} \right]. \quad (3.12)$$

В случае дипольного рассеяния мы должны подставить в (3.9), (3.10) решение невозмущенной задачи

$$I(\mathbf{r}_0, \mathbf{\Omega}) = \int_0^\infty ds \frac{\epsilon(r)}{4\pi} = \frac{\epsilon_0}{4\pi} \int_0^\infty ds \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{-3\beta}, \quad (3.13)$$

где интегрирование выполняется вдоль направления $\mathbf{\Omega} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$, а $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + s\mathbf{\Omega}$.

Последний интеграл (по лучу зрения) в (3.9), (3.10) не берется аналитически. Можно, однако, выполнить интегрирование в пределе $\rho \gg 1$, если $\beta > 1/2$. В этом случае в основном рассеивается излучение квази-точечного источника – ядра скопления. Отметим, что для большинства скоплений как раз $\beta > 1/2$ [152]. При $\rho \gg \max(1, \tau_0^{1/(3\beta-1)})$ находим:

$$B_{\text{in}} = \frac{3}{64} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma(3\beta/2)\Gamma(3\beta - 3/2)}{\Gamma(3\beta/2 - 1/2)\Gamma(3\beta/2 + 2)\Gamma(3\beta)} [\Gamma(3\beta/2 + 1/2) + \Gamma(3\beta/2 + 3/2)] r_c \epsilon_0 \tau_0 \rho^{-3\beta-1}, \quad (3.14)$$

$$Q = \frac{3}{64} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Gamma(3\beta/2)\Gamma(3\beta/2 + 3/2)\Gamma(3\beta - 3/2)}{\Gamma(3\beta/2 - 1/2)\Gamma(3\beta/2 + 2)\Gamma(3\beta)} r_c \epsilon_0 \tau_0 \rho^{-3\beta-1}, \quad (3.15)$$

$$B_0 = \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \frac{\Gamma(3\beta - 1/2)}{\Gamma(3\beta)} r_c \epsilon_0 \rho^{-6\beta+1}. \quad (3.16)$$

Соответствующая степень поляризации:

$$P = \frac{Q}{B_0 + B_{\text{in}} + B_{\text{out}}} \approx \frac{Q}{B_0 + B_{\text{in}}}. \quad (3.17)$$

Эти формулы применимы (на достаточно больших расстояниях ρ) для произвольных значений центральной оптической толщи τ_0 , а не только в пределе $\tau_0 \ll 1$. В самом деле, внешние области скопления оптически тонкие по резонансному рассеянию ($\tau(\rho) \sim \tau_0 \rho^{-3\beta+1}$), а поток рассеянного там излучения просто пропорционален (при $\beta > 1/2$) полной светимости скопления, основной вклад в которую вносит центральное плотное ядро. По этой причине было важно включить B_{in} в знаменатель (3.17), так как вклад этой компоненты в наблюдаемую поверхностную яркость

может быть большим или даже доминирующим. И наоборот, соответствующий вклад излучения, рассеянного из луча зрения, сравнительно мал: $B_{\text{out}} \sim \tau(\rho)B_0(\rho) \ll B_{\text{in}}$ когда $\beta > 1/2$. В частности, из (3.14)–(3.17) можно найти, что:

$$P(\beta = 2/3) = \frac{(9\sqrt{2}/64)\tau_0}{1 + (15\sqrt{2}/64)\tau_0} \approx \frac{0.20\tau_0}{1 + 0.33\tau_0} \rho \gg \max(1, \tau_0), \quad (3.18)$$

$$P(\beta = 1) = \frac{(\sqrt{2}/15)\tau_0\rho}{1 + (\sqrt{2}/10)\tau_0\rho} \approx \frac{0.094\tau_0\rho}{1 + 0.141\tau_0\rho} \rho \gg \max(1, \tau_0^{1/2}). \quad (3.19)$$

Поляризация быстро падает при приближении к центру скопления ($\rho \rightarrow 0$). Это легко проверить в случае $\tau_0 \ll 1$, когда:

$$P(\rho \ll 1, \beta = 2/3) = \frac{9(3 - 4 \ln 2)}{32\sqrt{2}} \tau_0 \rho^2 \approx 0.045 \tau_0 \rho^2, \quad (3.20)$$

$$P(\rho \ll 1, \beta = 1) = \frac{\sqrt{2}}{15} \tau_0 \rho^2 \approx 0.094 \tau_0 \rho^2. \quad (3.21)$$

Обратимся теперь к результатам наших численных расчетов. Оказывается, что для заданного набора значений параметров профиль поверхностной яркости скопления (не поляризация!) практически не чувствителен к типу фазовой функции рассеяния (изотропной или дипольной). Поэтому мы далее ограничимся рассмотрением случая дипольного рассеяния.

На Рис. 3.1, 3.2 показаны рассчитанные радиальные профили параметра Стокса Q и поверхностной яркости B , а также степени поляризации P в случае $\beta = 2/3$. Видно, что P растет монотонно с увеличением ρ , при этом поляризация пренебрежимо мала вблизи центра скопления, а при $\rho \gg 1$ график выходит на асимптотику (3.18). Для заданного ρ поляризация растет с увеличением оптической толщины τ_0 , пока на определенном значении $\tau_0 \sim 10$ рассеянное излучение не начинает доминировать и P больше не растет. В центральной области скопления ($\rho \lesssim$ несколько) заметно влияние многократных рассеяний. Это выражается в том, что в случае $\tau_0 \gtrsim 1$ степень поляризации уменьшается при $\rho \rightarrow 0$ даже быстрее, чем дается асимптотической формулой (3.20).

Исследуем теперь зависимость поляризационного эффекта от параметра β . На Рис. 3.3 можно сравнить радиальные профили степени поляризации, соответствующие различным значениям β в случае $\tau_0 = 1$. Как и следовало ожидать, степень поляризации уменьшается при уменьшении β из-за того, что излучение газа становится менее сконцентрированным к центру скопления. Вдали от ядра скопления степень поляризации медленно уменьшается с увеличением ρ , если $1/2 < \beta < 2/3$. В этом случае $P(\rho \gg 1) \approx Q/B_0 \sim \tau_0 \rho^{3\beta-2}$ в соответствии с формулами (3.15)–(3.17). Например, $P(\rho \gg 1, \beta = 0.6) \sim \tau_0 \rho^{-0.2}$.

Степень поляризации падает с $\rho \gg 1$ также в случае $\beta < 1/2$. В этом случае ядро скопления больше не вносит основной вклад в поле излучения в скоплении, а поляризация в основном вызвана крупномасштабной угловой анизотропией поля излучения. Хотя этот случай не поддается аналитическому рассмотрению, можно ожидать, что $Q \sim B_{\text{in}} \sim \tau(\rho)B_0$, $P(\rho \gg 1) \approx Q/B_0 \sim \tau(\rho) \sim \tau_0 \rho^{-3\beta+1}$. Например, $P(\rho \gg 1, \beta = 0.4) \sim \tau_0 \rho^{-0.2}$, точно так же, как в случае $\beta = 0.6$. Из Рис. 3.3 очевидно, что когда $\beta < 2/3$, степень поляризации является примерно постоянной величиной при $\rho \gtrsim 5$, которая зависит от β и τ_0 .

Бета-скопление с центральным течением охлаждения или АЯГ

Можно ожидать, что излучение будет поляризовано сильнее в случае скоплений, в центральной части которых имеется так называемое течение охлаждения, обладающее большой рентгеновской светимостью. Здесь необходимо подчеркнуть, что хотя согласно недавним наблюдениям обсерваторий Chandra и XMM в этих областях на самом деле охлаждается гораздо меньше газа, чем считалось ранее, и само название “течение охлаждения” больше не считается удачным, это практически не важно для текущего рассмотрения. Наблюдаемые профили поверхностной яркости рентгеновского излучения течений охлаждения обычно свидетельствуют о том, что газ в них

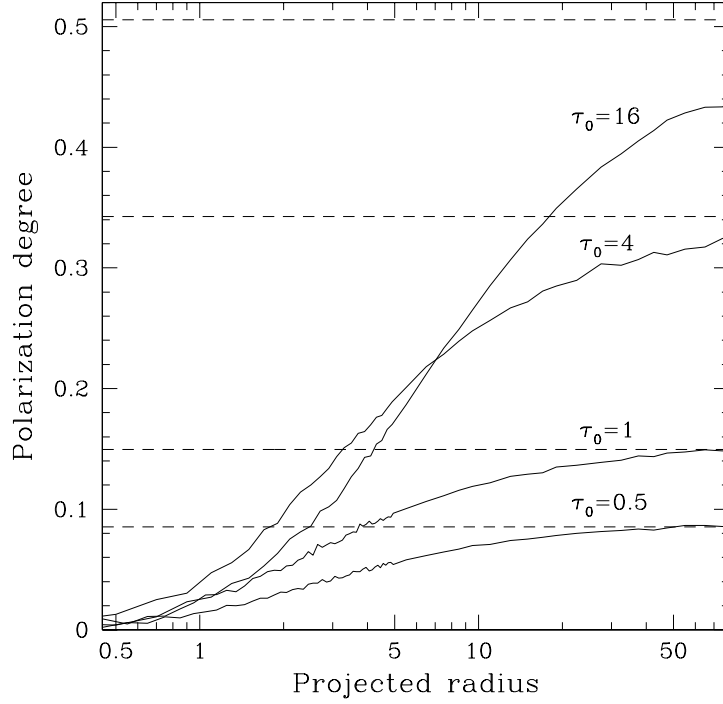


Рис. 3.1: Степень поляризации излучения в резонансной линии в зависимости от проекционного расстояния до центра бета-скопления с $\beta = 2/3$ для различных значений оптической толщины в центре линии (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны соответствующие асимптотики при $\rho \rightarrow \infty$, рассчитанные по (3.18).

распределен по закону $1/r$, причем в самом центре ($r \lesssim$ нескольких кпк) обычно имеется область с примерно постоянной плотностью. Поэтому, течение охлаждения можно описать дополнительной (к основному распределению газа в скоплении) бета-моделью с $\beta \approx 1/3$ и маленьким радиусом ядра r_c .

Менее точно данную ситуацию можно обрисовать как бета-скопление, в центре которого находится точечный источник, при этом в заданной спектральной линии светимость скопления равна L_β , а центрального источника – L . Очевидно, что в таком приближении результаты расчетов задачи о рассеянии будут применимы только на проекционных радиусах больше эффективного размера течения охлаждения ($\rho \gtrsim$ нескольких десятков кпк). Полученные результаты можно будет приложить также к другой важной ситуации, когда в центре бета-скопления находится активная галактика (АЯГ). В этом случае L будет играть роль светимости поглощенного в данной резонансной рентгеновской линии непрерывного излучения АЯГ.

Чтобы определить вклад центрального точечного источника в поверхностную яркость полного и поляризованного излучения в приближении однократного рассеяния нам необходимо подставить

$$I(\mathbf{r}_0, \boldsymbol{\Omega}) = \frac{L}{4\pi r_0^2} \delta(\boldsymbol{\Omega} - \mathbf{r}_0/r_0), \quad (3.22)$$

в (3.8)–(3.10). Это приводит к следующим результатам. В случае изотропного рассеяния: при $\beta =$

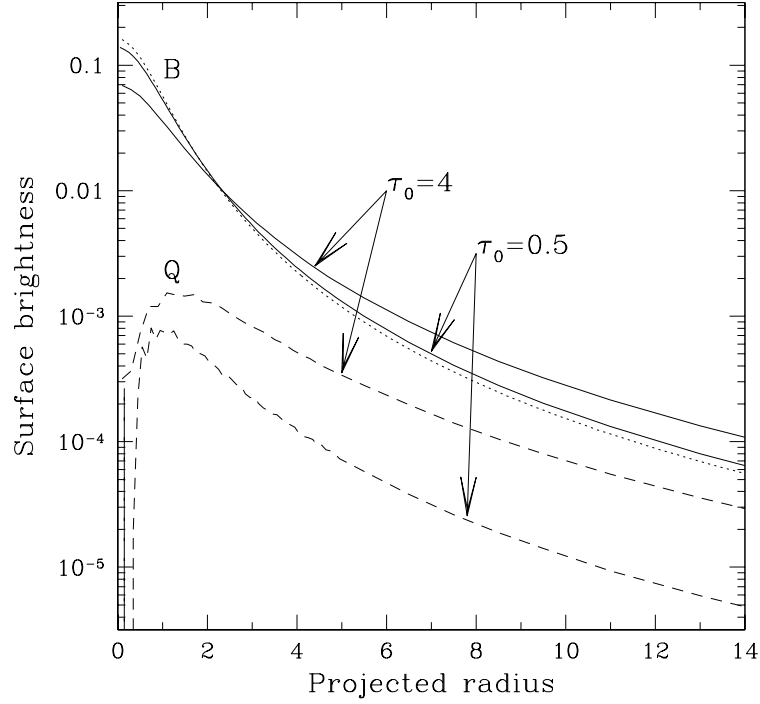


Рис. 3.2: Полная поверхностная яркость (B) и ее поляризованная компонента (Q) в резонансной линии в зависимости от проекционного радиуса в случае бета-скопления с $\beta = 2/3$ для двух значений оптической толщи в центре линии. Пунктирной линией показан невозмущенный ($\tau_0 = 0$) профиль поверхностной яркости.

2/3

$$B_{\text{in}} = \frac{\sqrt{2}}{16\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{1+\rho^2}} \right), \quad Q = 0; \quad (3.23)$$

при $\beta = 1$

$$B_{\text{in}} = \frac{\sqrt{2}}{32\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(\frac{\pi}{\rho} - \frac{2}{1+\rho^2} - \frac{2 \arctan \rho}{\rho} \right), \quad Q = 0. \quad (3.24)$$

В случае дипольного рассеяния: при $\beta = 2/3$

$$B_{\text{in}} = \frac{3\sqrt{2}}{128\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(\frac{3+2\rho^2}{\rho} - \frac{4+2\rho^2}{\sqrt{1+\rho^2}} \right), \quad Q = \frac{3\sqrt{2}}{64\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(\frac{1-2\rho^2}{2\rho} + \frac{\rho^2}{\sqrt{1+\rho^2}} \right); \quad (3.25)$$

при $\beta = 1$

$$B_{\text{in}} = \frac{3\sqrt{2}}{128\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(-\frac{5+3\rho^2}{1+\rho^2} + \frac{3(1+\rho^2)}{\rho} \arctan \frac{1}{\rho} \right), \quad Q = \frac{3\sqrt{2}}{128\pi^2} \frac{L\tau_0}{r_c^2} \left(\frac{1+3\rho^2}{1+\rho^2} + \frac{1-3\rho^2}{\rho} \arctan \frac{1}{\rho} \right) \quad (3.26)$$

Видно, что влияние типа фазовой функции на профиль поверхностной яркости рассеянного излучения очень мало даже в рассматриваемом случае, когда мы имеем дело с компактным

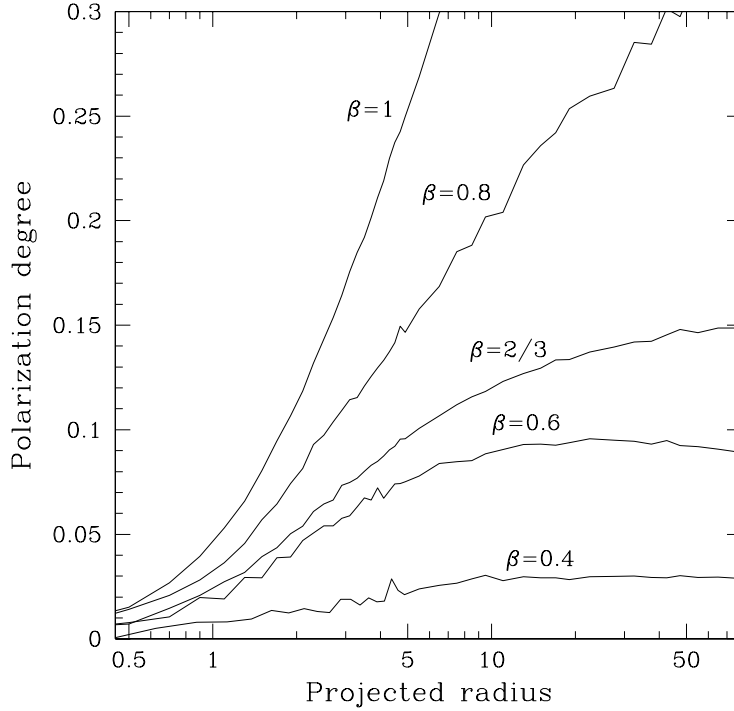


Рис. 3.3: Степень поляризации излучения в резонансной линии в зависимости от проекционного расстояния до центра бета-скопления для различных значений бета-параметра, при $\tau_0 = 1$.

источником, т.е. с существенно анизотропным полем излучения. В частности, если $\beta = 2/3$: $I_{\text{scat}}^{\text{dip}}/I_{\text{scat}}^{\text{iso}} = 9/8$ при $\rho \rightarrow 0$ и $15/16$ при $\rho \rightarrow \infty$. Если $\beta = 1$: $I_{\text{scat}}^{\text{dip}}/I_{\text{scat}}^{\text{iso}} = 9/8$ при $\rho \rightarrow 0$ и $9/10$ при $\rho \rightarrow \infty$.

Если на некоторое время пренебречь рассеянием излучения самого бета-скопления, то полная наблюдаемая поверхностная яркость будет $B = B_0 + B_{\text{in}}$, а соответствующая степень поляризации $-P = Q/(B_0 + B_{\text{in}})$, где B_0 было дано в (3.7). Вблизи центрального источника (при $\rho \ll 1$) основной вклад в поверхностную яркость будет вносить рассеянное излучение, поэтому $P = Q/B_{\text{in}}$. В случае дипольного рассеяния $P \rightarrow 1/3$ при $\rho \rightarrow 0$ для произвольных значений β . Степень поляризации на больших расстояниях ($\rho \gg 1$) будет зависеть от отношения $B_{\text{in}}/B_0 \sim (L/L_\beta)\tau_0\rho^{3\beta-2}$, которое растет с удалением от центра скопления при $\beta > 2/3$ и падает в противном случае.

Если же выполняется условие $B_{\text{in}} \gg B_0$, то

$$P(\rho \gg 1) = \frac{1}{1 + \Gamma(3\beta/2 + 1/2)/\Gamma(3\beta/2 + 3/2)}. \quad (3.27)$$

Это соотношение следует прямо из выражений (3.14)–(3.17), которые были получены для случая идеального бета-скопления в предположении, что вся его светимость излучается из центра. В частности, $P(\rho \gg 1, \beta = 2/3) = 3/5$, $P(\rho \gg 1, \beta = 1) = 2/3$.

На Рис. 3.4 представлены результаты численного моделирования вычислений для модели бета-скопления с центральным точечным источником. Видно, что глубоко в ядре скопления, при $\rho \rightarrow 0$ степень поляризации приближается к значению $1/3$, в полном согласии с аналитическим

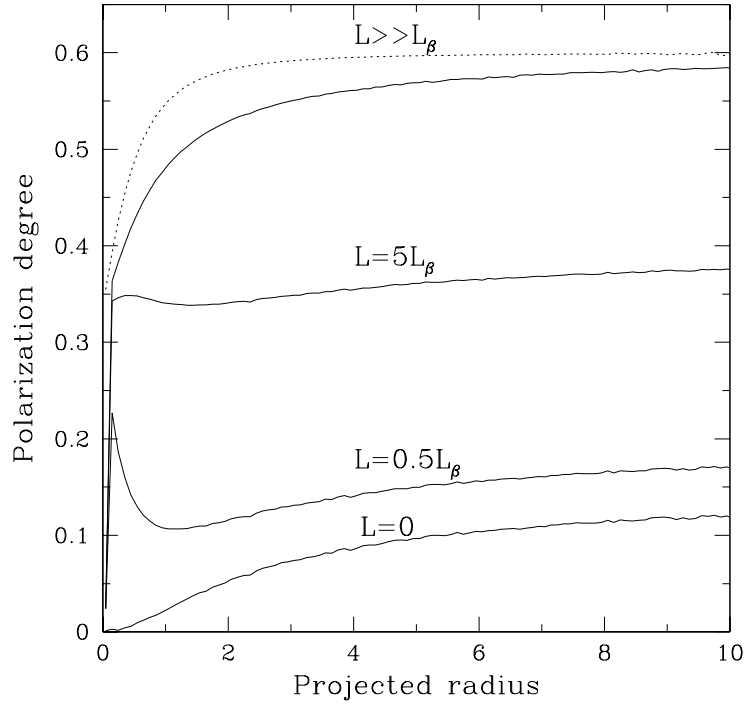


Рис. 3.4: Степень поляризации излучения в резонансной линии с $\tau_0 = 1$ в зависимости от проекционного радиуса в случае бета-скопления с $\beta = 2/3$, в центре которого находится точечный источник, для различных отношений светимости в линии центрального источника L к светимости скопления L_β . Пунктирной линией показан аналитический результат (3.25), справедливый в пределе малой оптической толщи ($\tau_0 \ll 1$).

результатом, так как поле излучения полностью доминируется излучением точечного источника. Если двигаться от ядра скопления наружу к $\rho \gtrsim$ несколько, а $\beta > 1/2$, то мы эффективно приходим к ситуации, когда имеется центральный источник с полной светимостью $L_{\text{tot}} = L + L_\beta$, излучение которого рассеивается на газе бета-скопления. Возникающий в этом случае профиль $P(\rho)$ зависит от L/L_β . Если $\beta > 2/3$, то при $\rho \rightarrow \infty$ P стремится к асимптотическому значению, характеризующему случай точечного источника: $3/5$, если $\beta = 2/3$, и $2/3$, когда $\beta = 1$. Если $\beta < 1/2$, то центральный точечный источник становится не важен при $\rho \gg 1$, как и ядро бета-скопления. Из Рис. 3.4 видно, что уже при $L = 0.5L_\beta$ выходящее в линии излучение сильно поляризовано по всему скоплению, причем при $\tau_0 = 1$ достигается степень поляризации порядка 15%.

3.1.2 Оценки для реальных спектральных линий и скоплений

Обсудим теперь перспективы наблюдений поляризационного эффекта, связанного с резонансным рассеянием, в реальных скоплениях галактик. Мы начнем с обсуждения потенциально интересных рентгеновских линий и продолжим численными расчетами для нескольких скоплений.

Интересные линии

Важным обстоятельством, которое сильно облегчает рассмотрение задачи, является то, что из-за очень низкой плотности межгалактического газа практически все ионы находятся в невозбужденном состоянии. В частности, заселены лишь нижние подуровни тонкой структуры.

K_α -линия гелиеподобных ионов Резонансный переход $1s^2 - 1s2p(^1P_1)$ на энергии 6.7 кэВ гелиеподобного железа соответствует одной из наиболее сильных линий в спектрах богатых скоплениях галактик. Обилие ионов гелиеподобного железа велико в широком диапазоне температур (от 1.5 до 10 кэВ). Принимая во внимание, что данный атомный переход характеризуется большой силой осциллятора (~ 0.7), оптическая толща в линии может достигать больших значений, и, следовательно, эта линия является одной из наиболее подходящих для наблюдений эффектов, связанных с резонансным рассеянием. Так как при данном переходе полный угловой момент меняется от 0 до 1, фазовая функция рассеяния дипольная. Это означает, что для этой линии ожидается еще и максимальная степень поляризации.

Вблизи этой линии находятся несколько других линий, включая интеркомбинационную ($1s^2 - 1s2p(^3P)$) и запрещенную ($1s^2 - 1s2p(^3S)$) линии гелиеподобного железа, а также диэлектронные сателлиты. В случае запрещенной линии оптическая толща практически равна нулю, а у наиболее важной интеркомбинационной линии ($1s^2 - 1s2p(^3P_1)$) сила осциллятора как минимум в 10 раз меньше, чем у резонансной линии. Хотя многие из сателлитных линий обладают пренебрежимо малой оптической толщей, некоторые из них все же имеют заметную силу осциллятора. Это относится к однократно возбужденному состоянию определенных линий железа (например, переходам $1s^2 2s - 1s2s2p$ в случае литиеподобного железа). Однако, литиеподобное железо представлено в значительных количествах только в сравнительно холодной (ниже 4 кэВ) плазме, что означает, что в скоплениях галактик оптическая толща в этих линиях будет меньше, чем в резонансной гелиеподобной линии.

Все эти линии (за исключением некоторых диэлектронных сателлитов литиеподобного железа) отделяет от основной резонансной линии как минимум 30 эВ. Поэтому, даже турбулентное уширение не должно приводить к серьезному замыванию резонансной линии другими. Однако, ограниченное энергетическое разрешение поляриметра может значительно ухудшить перспективы детектирования поляризованного излучения. Предполагая, что поляризована только резонансная линия гелиеподобного железа, можно оценить степень поляризации, которая будет измерена, умножив степень поляризации в идеальном случае (как было рассчитано в §3.1.1), на отношение $F_{\text{line}}/F_{\text{tot}}$, где F_{line} – поток в резонансной линии, а F_{tot} – полный поток, измеренный детектором в интервале энергий ΔE около резонансной энергии. Этот коэффициент показан на Рис. 3.5 в зависимости от ΔE для двух значений температуры плазмы: 8 и 2 кэВ. Очевидно, чтобы избежать сильного уменьшения поляризации из-за вливания неполяризованного непрерывного и линейчатого излучения, требуется энергетическое разрешение ПЗС-матрицы или лучше (несколько десятков эВ).

Линия K_β гелиеподобного железа Эта линия ($1s^2 - 1s3p(^1P_1)$) на энергии 7.88 кэВ очень похожа на линию K_α , но сила осциллятора составляет ~ 0.16 , т.е. в 4.5 раз меньше. Следовательно, и оптическая толща меньше во столько же раз. Высказывалось мнение [37, 198], что сравнение радиальных профилей поверхностной яркости в линиях K_α и K_β может служить хорошим индикатором резонансного рассеяния в скоплениях. Отметим, однако, что из-за отличия энергий этих линий, отношение потоков излучения в них должно зависеть от температуры газа. Это может осложнить анализ реальных данных.

Линия K_α водородоподобного железа В этой линии на энергии 6.96 кэВ есть две компоненты: $1s - 2p(^1P_{1/2})$ и $1s - 2p(^1P_{3/2})$, которые разделяет ~ 20 эВ. Силы осцилляторов этих линий составляют, соответственно, 0.14 и 0.28. Для первой линии полный угловой момент равняется $1/2$ как для основного, так и для возбужденного состояний, и поэтому фазовая функция рассеяния изотропна, а рассеянное излучение не поляризовано. В случае второй линии полный угловой момент возбужденного состояния равняется $3/2$, а фазовая функция является суммой изотропной и дипольной фазовых функций с равными весами. В условиях, которые реализуются в скоплениях

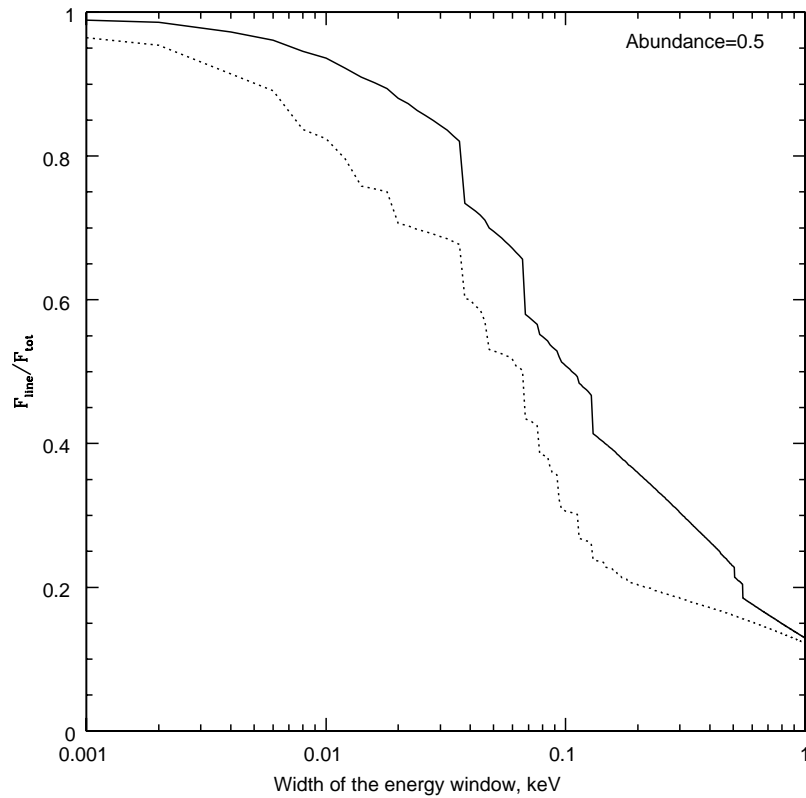


Рис. 3.5: Уменьшение измеряемой степени поляризации в случае прибора, который собирает фотоны в заданном интервале энергий около гелиоподобной линии на 6.7 кэВ. Сплошная и пунктирная линия соответствуют температурам плазмы 8 и 2 кэВ. Обилие железа принято равным 0.5. Предполагалось, что только поток в резонансной линии поляризован. Скачки на кривых связаны с отдельными сильными (и неполяризованными) линиями.

(т.е. в случае умеренной оптической толщи), можно спокойно пренебречь всеми сложностями, связанными с квантомеханической интерференцией этих двух линий [282]. Важно, что отношение интенсивностей этих двух линий практически не зависит от температуры. Поэтому сравнение радиальных профилей яркости и поляризационных свойств этих линий могло бы стать наиболее чистым экспериментом на присутствие резонансного рассеяния, если калориметры и поляриметры следующего поколения смогут разрешить этот дуплет. Правда, водородоподобное железо имеется в достаточном количестве только в скоплениях с большой температурой, а оптическая толщина обычно меньше, чем у резонансной линии гелиеподобного железа.

Линии K -оболочки легких элементов В случае низкотемпературных скоплений и особенно в течениях охлаждения с температурой 1–3 кэВ могут оказаться важны линии K -оболочки более легких элементов (например, Mg, Si, S). Обилие этих элементов сравнимо с железом, и основным ограничивающим фактором является доля нужных ионов. По сравнению с K -линиями железа сечения (на ион) этих линий оказываются больше – см. (3.5), (3.2) – из-за более низкой энергии перехода, хотя меньшие атомные массы означают, что для этих элементов доплеровское уширение более важно, чем для железа (и как следствие, турбулентное уширение меньше влияет на эти линии, чем на K -линии железа).

Линии L -оболочки железа Переходы, связанные с L -оболочкой (например, типа $2s - 3p$ или $2p - 3d$), с энергиями порядка 1 кэВ оказываются особенно сильны при низких температурах 1–3 кэВ, которые характерны для течений охлаждения. Они связаны с Li-, Be-, B-, C-, N-, O-, F-, Ne-подобными ионами железа. При любой заданной температуре присутствуют несколько ионизационных состояний и несколько сильных линий. Поляризационные свойства этих переходов зависят от полных угловых моментов основного и возбужденного уровней.

Несколько линий представляются особенно интересными с точки зрения исследований поляризации. При температурах порядка 1 кэВ это – линия Be-подобного железа на 1.129 кэВ, которая обладает большой силой осциллятора ($f = 0.7$) и чисто дипольной фазовой функцией рассеяния. При еще более низких температурах ~ 0.5 кэВ наиболее интересной оказывается линия Ne-подобного железа (Fe XVII) на 0.825 кэВ, которая обладает чрезвычайно большой силой осциллятора ($f = 2.95$) и чисто дипольной фазовой функцией рассеяния. Отметим, однако, что обсерватории Chandra и XMM им. Ньютона не обнаружили больших количеств газа в этом температурном диапазоне в скоплениях галактик [217].

Примеры скоплений

Мы смоделировали [243] методом Монте-Карло эффект поляризации, связанный с резонансным рассеянием, в трех классических скоплениях галактик (Волос Вероники, Персея и Девы). Два из этих случаев будут рассмотрены ниже. Энергии и силы осцилляторов резонансных линий были взяты из [310]. Солнечное обилие элементов было принято из [41]. Для расчета излучательной способности плазмы в заданной линии использовался широко известный код MEKAL [194, 172], который входит в пакет XSPEC v10 [44]. Ионизационный баланс рассчитывался по приближенным формулам для скоростей столкновительной ионизации [313], радиационной рекомбинации [309] и диэлектронной рекомбинации [38, 269, 43].

Табл. 3.1: Рентгеновские линии со значительной оптической толщиной ($\tau_0 > 0.05$) по резонансному рассеянию в скоплении галактик Волос Вероники.

Ион	Энергия (кэВ)	Оптическая толщина	Вес дипольного рассеяния
Fe XXIV	1.163	0.04	0
Fe XXIV	1.168	0.07	0.5
Fe XXV	6.700	0.37	1
Fe XXV	7.881	0.06	1
Fe XXVI	6.952	0.05	0
Fe XXVI	6.973	0.09	0.5

Скопление галактик в созвездии Волос Вероники Скопление галактик в созвездии Волос Вероники является прототипом богатых регулярных скоплений. Температура газа практически по всему скоплению составляет примерно $kT = 8.1$ кэВ, распределение плотности газа хорошо описывается бета-законом (3.1) с $\beta = 0.67$, $r_c = 430$ кпк и $N_0 = 2.3 \times 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ [152], а обилие железа составляет 0.25 от солнечного [45]. При указанной температуре газа гелиеподобные и водородоподобные ионы железа присутствуют примерно в равных количествах с незначительной примесью менее ионизованных атомов. Принимая в расчет силы осцилляторов соответствующих линий, только линия 6.7 кэВ гелиеподобного железа обладает значительной оптической толщиной по резонансному рассеянию (Табл. 3.1).

Приведенные в таблице значения τ_0 были рассчитаны в предположении, что $\mathcal{M} = 0$. Как видно из Рис. 3.6, в линии 6.7 кэВ тогда ожидается степень поляризации $P \lesssim 5\%$. Оптическая толщина и степень поляризации будет заметно меньше, если $\mathcal{M} > 0$, так как уширение за счет турбулентности играет особенно важную роль в случае железа, как следует из уравнения (3.2).

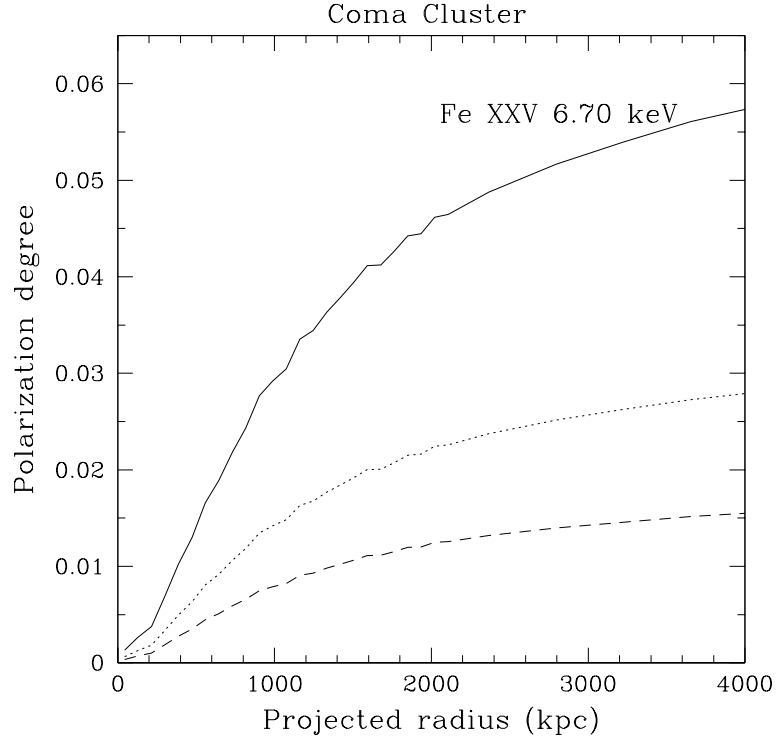


Рис. 3.6: Степень поляризации в резонансной линии гелиеподобного железа в зависимости от проекционного расстояния до центра скопления Волос Вероники. Сплошная линия соответствует случаю, когда турбулентность в газе отсутствует. Турбулентность характеризуется числом Маха $M = 0.2$ и 0.4 в случае пунктирной и штриховой линии, соответственно.

Скопление в созвездии Девы с центральной галактикой M87 Это – пример скопления с центральным течением охлаждения. Для вычислений нами были приняты параметры распределения газа, полученные по данным обсерваторий XMM и ROSAT [207, 65, 184]. В центральных 12 кпк распределение плотности описывалось бета-моделью с $\beta = 0.47$, $N_0 = 0.35 \text{ см}^{-3}$ и $r_c = 2.0$ кпк. На больших расстояниях был принят более пологий закон изменения плотности:

$$N_e = 0.12 \left[1 + \left(\frac{r}{4.3 \text{ кпк}} \right)^{1.18} \right]^{-1}, \quad (3.28)$$

который примерно соответствует бета-модели с $\beta_2 = 0.39$.

Для распределения температуры газа было принято:

$$T = T_0 \left[\frac{1}{1 + (r/13.2 \text{ кпк})} + 0.20 \left(\frac{r}{13.2 \text{ кпк}} \right)^{0.22} \right]^{-1}. \quad (3.29)$$

Температура растет от центра, где $T_0 = 1.3$ кэВ, в сторону широкого максимума $T = 3.0$ кэВ в районе $r \sim 150$ кпк.

Обилие элементов принято постоянным при $r < 10$ кпк: $F(\text{O}) = 0.4$, $F(\text{Si}) = 1.0$, $F(\text{S}) = 1.0$, $F(\text{Ar}) = 1.0$, $F(\text{Ca}) = 1.0$, $F(\text{Fe}) = 0.7$ (относительно солнечных значений), затем вплоть до $r =$

40 кпк постепенно падает до: $F(O) = 0.4$ (не изменилось), $F(Si) = 0.6$, $F(S) = 0.6$, $F(Ar) = 0.6$, $F(Ca) = 0.6$, $F(Fe) = 0.35$, после чего опять постоянно.

Табл. 3.2: Рентгеновские линии с большой оптической толщиной ($\tau_0 > 0.5$) по резонансному рассеянию в течении охлаждения скопления Девы/M87.

Ион	Энергия (кэВ)	Оптическая толщина	Вес дипольного рассеяния
O VIII	0.654	0.4	0
O VIII	0.654	0.7	0.5
Ne X	1.021	0.5	0
Ne X	1.022	1.0	0.5
Si XIII	1.865	2.1	1
Si XIV	2.004	0.8	0
Si XIV	2.006	1.7	0.5
S XV	2.461	2.5	1
S XVI	2.620	0.3	0
S XVI	2.623	0.6	0.5
Ar XVII	3.140	0.8	1
Fe XX	0.967	0.7	0.28
Fe XX	0.967	0.5	0.32
Fe XXI	1.009	2.3	1
Fe XXII	1.053	3.3	0.5
Fe XXII	1.064	0.5	0
Fe XXII	1.084	1.5	0.5
Fe XXIII	1.129	6.2	1
Fe XXIII	1.493	1.2	1
Fe XXIV	1.163	1.6	0
Fe XXIV	1.168	3.2	0.5
Fe XXIV	1.553	0.6	0.5
Fe XXV	6.700	1.8	1

Как видно из Табл. 3.2, имеется 17 линий (если считать мультиплеты тонкой структуры как одну линию), оптическая толщина в которых превышает 0.5, что делает их потенциально интересными для наблюдений поляризационного эффекта. Большинство этих линий возникают только в радиусе нескольких десятков кпк от центра M87, т.е. там где достаточно низка температура газа. Особенно интересна линия 1.129 кэВ, соответствующая переходу $2s - 3p$ в ионах Ве-подобного железа. Эта линия имеет наибольшую оптическую толщину и дипольную фазовую функцию рассеяния. Заметны также линии $K\alpha$ гелиеподобных ионов кремния и серы на энергии 1.865 и 2.461 кэВ, соответственно. Эти линии стоят в спектре отдельно от комплекса линий L -оболочки железа, и поэтому для детектирования в них поляризованного излучения не требуется высокого спектрального разрешения.

Как видно из Рис. 3.7, наиболее сильная поляризация ожидается в линии Fe XXIII на энергии 1.129 кэВ, причем максимум в 14% (при $M = 0$) достигается очень близко от центра течения охлаждения ($\rho \sim 15$ кпк), где еще велика поверхностная яркость в линии. Аналогичное поведение – максимальная степень поляризации вблизи центра скопления наблюдается у других линий, за исключением линий Li-подобного (например, на 1.17 кэВ) и He-подобного (6.7 кэВ) железа, у которых наблюдается увеличение P с проекционным радиусом. Случай линии 1.129 кэВ и других подобных линий аналогичен рассмотренной нами модели точечного источника в центре бета-скопления (§3.1.1). Действительно, доля полной светимости в линии, испущенной в центральных 10 кпк составляет 33% в случае линии Fe XXIII на 1.129 кэВ, 33% – линии Si XIII на 1.865 кэВ, 19% – линии S XV на 2.460 кэВ, 73% (!) – линии Fe XXI на 1.009 кэВ, только 15% – линии Fe XXIV на 1.17 кэВ и всего лишь 2% в случае линии Fe XXV на 6.7 кэВ.

Учитывая большое число резонансных линий со значительной оптической толщиной от различных элементов и ионов, а также близость к нам, скопление Девы/M87 представляется идеальной целью

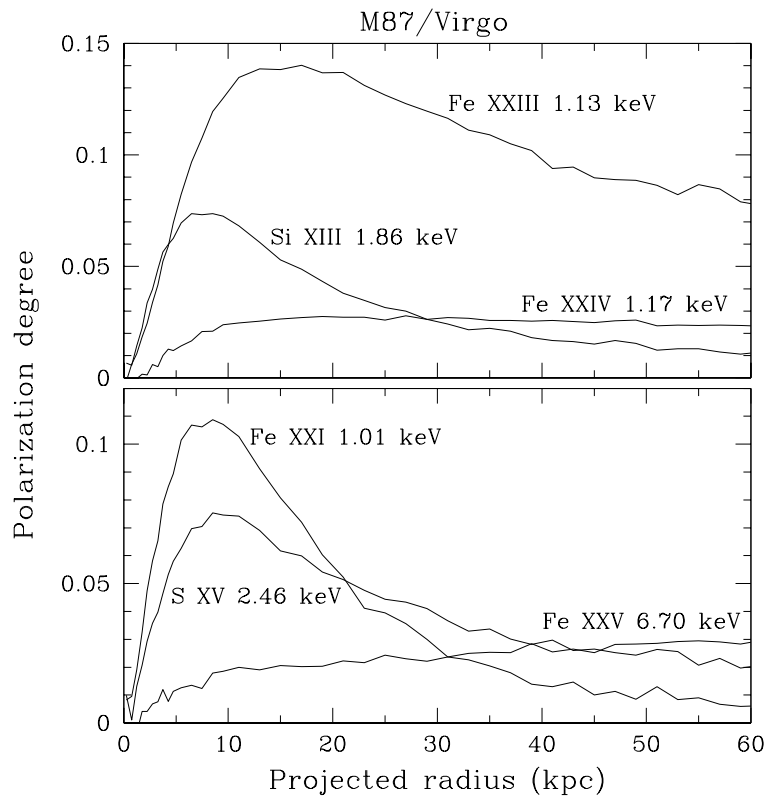


Рис. 3.7: Аналогично Рис. 3.6, но для течения охлаждения в скоплении Девы/M87.

будущих поляриметрических наблюдений. Очевидно, что показанные на Рис. 3.7 зависимости от проекционного радиуса на самом деле чувствительны к радиальным профилям температуры, плотности и обилия элементов.

3.1.3 Цели и тактика будущих наблюдений

Наилучшими объектами для будущих поляриметрических наблюдений, очевидно, являются богатые регулярные скопления и скопления с мощным центральным “течением охлаждения”. Почему важно наблюдать поляризационный эффект? Во-первых, кроме резонансного рассеяния не существует другого механизма, который бы приводил к поляризации рентгеновских линий. Таким образом, детектирование поляризованного диффузного излучения в рентгеновских линиях стало бы убедительным доказательством того, что резонансное рассеяние действительно работает в межгалактическом газе скоплений.

Во-вторых, резонансное рассеяние влияет на восстановленные (в приближении оптически тонкой плазмы) радиальные профили обилия элементов скоплений. Как следствие, для точного восстановления профилей обилия по данным спектроскопических наблюдений необходимо вычесть искажения, связанные с резонансным рассеянием, которые могут оказаться порядка 100%! Очевидно, что это трудная задача, так как измеряемая поверхностная яркость является интегральной характеристикой данного луча зрения, который проходит через области газа с различными плотностями и температурами. Можно пытаться сравнивать профили поверхностной яркости по меньшей мере двух спектральных линий одного элемента (например, линии $K\alpha$ и $K\beta$ железа). Поляриметрические измерения могли бы значительно упростить задачу, так как

измерение интенсивности поляризованного излучения в одной линии уже позволяет оценить влияние резонансного рассеяния на измеренные профили обилия элементов. Кроме сведений о химическом составе газа, эффекты, связанные с резонансным рассеянием, несут также информацию о поле скоростей в скоплении, так как оптическая толща в линиях зависит от характерной скорости соответствующих ионов. Особенно чувствительны к скоростям турбулентных движений линии железа.

Наконец, поляризационный эффект может найти применение в космологии. В самом деле, так как поверхностная яркость рассеянного резонансным образом излучения и его поляризованной компоненты примерно пропорциональны оптической толще вдоль данного луча зрения, в то время как поверхностная яркость собственного непрерывного излучения газа пропорциональна интегралу квадрата плотности вдоль луча зрения, можно определить расстояние до скопления, а следовательно и постоянную Хаббла аналогично тому, как это можно делать, используя резонансные рентгеновские линии поглощения или космический микроволновой фон.

Можно сформулировать очевидные требования к будущему рентгеновскому поляриметру. Во-первых, он должен обладать достаточным угловым разрешением для того, чтобы исследовать отдельные части скопления (поток поляризованного излучения стремится к нулю после интегрирования по всему скоплению). Во-вторых, желательно иметь энергетическое разрешение как у ПЗС-матрицы или лучше, чтобы можно было отделять поляризованное излучение в резонансной линии от неполяризованного излучения соседних линий и непрерывного спектра. Наконец, требуется большая эффективная площадь телескопа, так как ожидаемая степень поляризации $\sim 10\%$.

3.2 Ограничения на рентгеновскую светимость АЯГ в прошлом

Хотя широко распространено мнение, что энерговыделение в активных ядрах галактик (АЯГ) связано с аккрецией вещества на массивные черные дыры, многие детали этой картины остаются неясными. Одна из принципиальных трудностей состоит в том, что практически ничего не известно о переменности АЯГ на масштабах времени больше нескольких десятков лет.

Переменность АЯГ на космологических масштабах времени вплоть до времени Хаббла ($\sim 10^{10}$ лет), по всей видимости, связана с такими явлениями как формирование протогалактики или слияниями галактик [146]. Есть серьезные причины ожидать, что АЯГ могут быть сильно переменными и на более коротких масштабах времени. Так, Бинни и Табор [59], а также Чиотти и Острайкер [87] предложили возможный сценарий для эллиптических галактик, в котором центральная массивная черная дыра, выделяя энергию при аккреции, разогревает окружающий газ до такой степени, что аккреция останавливается на время, требуемое для того, чтобы газ вновь охладился. В этой картине каждые 10^8 – 10^9 лет происходят сильные всплески АЯГ, во время которых его светимость приближается к эддингтоновской. Часть 4 будет посвящена подробному обсуждению различных аспектов этой картины. На еще меньших масштабах порядка 10^6 лет ожидается переменность, связанная с температурно-вязкостной неустойчивостью в аккреционных дисках АЯГ (см., например, [173, 270]). Кроме того, приливное разрушение звезд массивными черными дырами тоже может приводить к редким (каждые 10^4 – 10^5 лет), коротким (от месяцев до лет) и мощным вспышкам АЯГ [223].

Так как исследовать долговременную переменность галактических ядер напрямую невозможно, требуются косвенные методы. Например, можно надеяться обнаружить излучение, испущенное ядром галактики в прошлом и рассеяное в нашу сторону окружающей межзвездной средой. Именно такая идея была предложена Сюняевым и др. [286] в приложении к нашей Галактике. А именно, ими было высказано предположение, что диффузное рентгеновское излучение гигантских молекулярных комплексов в центральных 100 пк Млечного Пути на самом деле является рассеянным излучением, испущенным массивной черной дырой (источник Sgr A*) ~ 400 лет назад, когда ее светимость была на несколько порядков выше нынешней. Эта гипотеза нашла подтверждение в детектировании от облака Sgr B2 сначала со спутников ASCA и Chandra диффузного излучения во флуоресцентной линии железа 6.4 кэВ [160, 201], а затем недавно и жесткого рентгеновского излучения (20–150 кэВ) обсерваторией ИНТЕГРАЛ [229].

Было бы естественно распространить такой подход на эллиптические галактики, в том числе центральные галактики скоплений. Наблюдения с помощью космического телескопа им. Хаббла и наземных телескопов показали, что 1) мощные квазары на малых красных смещениях ($z < 0.5$) находятся в ярких, преимущественно раннего типа галактиках (например, [50, 190]), 2) при этом обычно в скоплениях [191]. Так как размеры скоплений составляют ~ 1 Мпк, можно было бы надеяться зарегистрировать рассеяное горячим межгалактическим газом излучение, испущенное ядром центральной галактики скопления несколько миллионов лет назад.

Ранее уже обсуждались перспективы детектирования рассеянного излучения АЯГ на радиоволнах [32, 7, 36, 242]. Однако, особенно интересно было бы получить сведения о переменности рентгеновского излучения центрального источника и тем самым о физических процессах, происходящих вблизи черной дыры. Чтобы облегчить задачу обнаружения рассеянного рентгеновского излучения АЯГ на фоне собственного теплового излучения горячего газа скопления галактик, наблюдения желательны выполнять на энергиях $E \gg kT$, где $kT \sim 1-10$ кэВ – температура газа. В самом деле, спектры излучения АЯГ степенные ($F_{\text{AGN}} \propto E^{-\alpha}$, $\alpha \sim 1$ – см. обсуждение в Частях 4 и 5), а интенсивность оптически тонкого теплового излучения газа при $E \gg kT$ падает экспоненциальным образом ($F_{\text{gas}} \propto \exp(-E/kT)$).

К сожалению, угловое разрешение и чувствительность современных жестких рентгеновских детекторов не достаточны для картографирования скоплений галактик. Однако, ситуация обещает кардинально улучшиться с появлением жестких рентгеновских телескопов косоугольного падения, обладающих хорошей чувствительностью вплоть до ~ 80 кэВ, таких как планируемые для обсерваторий Constellation-X и XEUS. Более того, принимая во внимание огромную собирающую площадь (несколько квадратных метров) в стандартном рентгеновском диапазоне этих телескопов, с их помощью можно будет искать рассеянное излучение от далеких квазаров (на красных смещениях $z \gtrsim 1$). В этой связи отметим, что обсерватории ROSAT [93] и Chandra (например, [108]) обнаружили протяженные горячие газовые атмосферы, характерные для скоплений галактик, вокруг квазаров и радиогалактик на красных смещениях $z \sim 0.2-2$.

Существует и другая возможность обнаружения рассеянного рентгеновского излучения АЯГ. Как будет показано ниже, по крайней мере в случае близких объектов можно получить существенное преимущество проводя картографирование скоплений галактик в резонансных рентгеновских линиях, а не в континууме. Рентгеновские телескопы упомянутых выше обсерваторий следующего поколения будут обладать требуемым высоким спектральным разрешением (несколько эВ). Как было отмечено в §3.1, дополнительные ограничения могут быть получены с помощью рентгеновской поляриметрии.

3.2.1 Преимущество резонансных рентгеновских линий

В ситуации, когда АЯГ окружено горячим ($T \gtrsim 10^7$ К) газом, в поверхностную яркость газа будут вносить вклад следующие компоненты излучения:

- Собственное непрерывное и линейчатое рентгеновское излучение газа. В наших расчетах будет использоваться корональное приближение, т.е. предполагаться, что доминируют столкновительные ионизация и возбуждение. Отметим, что газ может быть дополнительно фотоионизован в поле излучения мощного АЯГ (квазара), как будет обсуждаться в Части 4.
- Непрерывное излучение АЯГ, рассеянное по Томсону на свободных электронах в газе.
- Излучение АЯГ, перехваченное и рассеянное в резонансных линиях ионов тяжелых элементов.

Рассмотрим оптически тонкое облако газа с температурой T и концентрацией электронов N_e , облучаемое потоком излучения $F_E(E)$ (эрг/см²/с/кэВ). Такой газ будет излучать в первую очередь посредством тормозного механизма [330]:

$$\epsilon_{E,\text{cont}}(E) = 2.3 \times 10^{-20} T^{-1/2} \exp(-E/kT) N_e^2 g_B(T, E) \text{ (эрг/см}^3\text{/с/кэВ)}, \quad (3.30)$$

где g_B – Гаунт-фактор.

Излучательная способность в резонансной линии ионов z , связанная с возбуждением электронов из основного уровня i на возбужденный уровень k , равняется [330]

$$\epsilon_{\text{line}} = 2.7 \times 10^{-15} T^{-1/2} \exp(-E_{ik}/kT) \times N_e n_z(T) f_{ik} g_{ik}(T) \text{ (эрг/см}^3\text{/с)}, \quad (3.31)$$

где $n_z(T)$ – концентрация ионов. Остальные величины в (3.31), а именно E_{ik} , f_{ik} и g_{ik} , характеризуют саму линию, обозначая энергию, силу осциллятора и Гаунт-фактор возбуждения, соответственно.

Проинтегрированный по углу рассеяния темп переноса внешнего излучения посредством томсоновского рассеяния составляет:

$$\epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(E) = \frac{3}{8} \int_{-1}^1 d \cos \theta (1 + \cos^2 \theta) \epsilon_{E,\theta,\text{cont}}^{\text{scat}}(E, \theta) = F_E(E) N_e \sigma_T \text{ (эрг/см}^3\text{/с/кэВ)}. \quad (3.32)$$

Проинтегрированный по углу рассеяния темп переноса внешнего излучения посредством резонансного рассеяния в линии $i \rightarrow k$ ионами z равняется:

$$\epsilon_{\text{line}}^{\text{scat}} = 4.1 \times 10^{-18} \pi \times F_E(E_{ik}) n_z(T) r_e c f_{ik} \text{ (эрг/см}^3\text{/с)}, \quad (3.33)$$

где $r_e = 2.82 \times 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

Из (3.30), (3.32) можно найти отношение темпа переноса излучения посредством томсоновского рассеяния к излучательной способности газа за счет тормозного излучения:

$$\frac{\epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{\epsilon_{E,\text{cont}}} = 2.9 \times 10^{-5} \times F_E(E) T^{1/2} \exp(E/kT) N_e^{-1} g_B^{-1}(T, E). \quad (3.34)$$

Аналогичным выражением описывается отношение темпа переноса излучения посредством резонансного рассеяния к излучательной способности газа в линии $i \rightarrow k$:

$$\frac{\epsilon_{\text{line}}^{\text{scat}}}{\epsilon_{\text{line}}} = 4.1 \times 10^{-5} \times F_E(E_{ik}) T^{1/2} \exp(E_{ik}/kT) N_e^{-1} g_{ik}^{-1}(T). \quad (3.35)$$

Интересно сравнить отношения (3.35) и (3.34) при $E = E_{ik}$:

$$R \equiv \frac{\epsilon_{\text{line}}^{\text{scat}}}{\epsilon_{\text{line}}} / \frac{\epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{\epsilon_{E,\text{cont}}} = 1.4 \frac{g_B(T, E_{ik})}{g_{ik}(T)}. \quad (3.36)$$

В низкотемпературном пределе ($kT \ll E_{ik}$) Гаунт-фактор возбуждения g_{ik} для наиболее интересных линий варьируется от 0.1 до 0.25; он медленно растет с температурой и достигает 0.2–0.3 при $kT \sim E_{ik}$ [194]. Гаунт-фактор тормозного излучения тоже слабо зависит от температуры: $g_B = (kT/E)^{0.4}$ при $E \sim kT$. Обобщая эти факты, можно просто написать

$$R \sim 6 \text{ при } kT \sim E_{ik}. \quad (3.37)$$

Это выражение оказывается точным до коэффициента порядка 3 для всех представляющих интерес резонансных рентгеновских линий. На Рис. 3.8 для нескольких резонансных линий показана зависимость $R(T)$, рассчитанная с использованием программы МЕКАЛ. При этом принимался в расчет вклад в ϵ_{line} неразрешенных (т.е. с энергиями в пределах одной доплеровской ширины от резонансной энергии) сателлитных линий. Это приводит к тому, что эффективное значение R оказывается меньше, чем (3.36). Однако, этот эффект значителен лишь для линий K_α железа на 6.70 и 6.97 кэВ в случае, если $kT \ll E_{ik}$. Следует отметить, что сравнительно большие значения ($R \sim 20$ при $kT \sim E_{ik}$), полученные для линий L -оболочки железа на 1.13 и 1.17 кэВ, могут быть частично связаны с различными значениями сил осциллятора, используемыми в коде МЕКАЛ при расчете ϵ_{line} и в списке резонансных линий [310], который использовался нами для расчета $\epsilon_{\text{line}}^{\text{scat}}$. По нашей оценке, соответствующая относительная систематическая ошибка не может превышать ~ 2 .

Таким образом, для резонансной линии с энергией E_{ik} относительный вклад рассеянного внешнего излучения в полную рентгеновскую излучаемость горячего газа оказывается обычно значительно больше (в 2–20 раз), чем в случае непрерывного спектра в районе E_{ik} . Кроме того известно, что для типичных температур скоплений ($kT \sim$ несколько кэВ) суммарная поверхностная яркость межгалактического газа в резонансных линиях с энергиями $E_{ik} \sim kT$ сравнима с

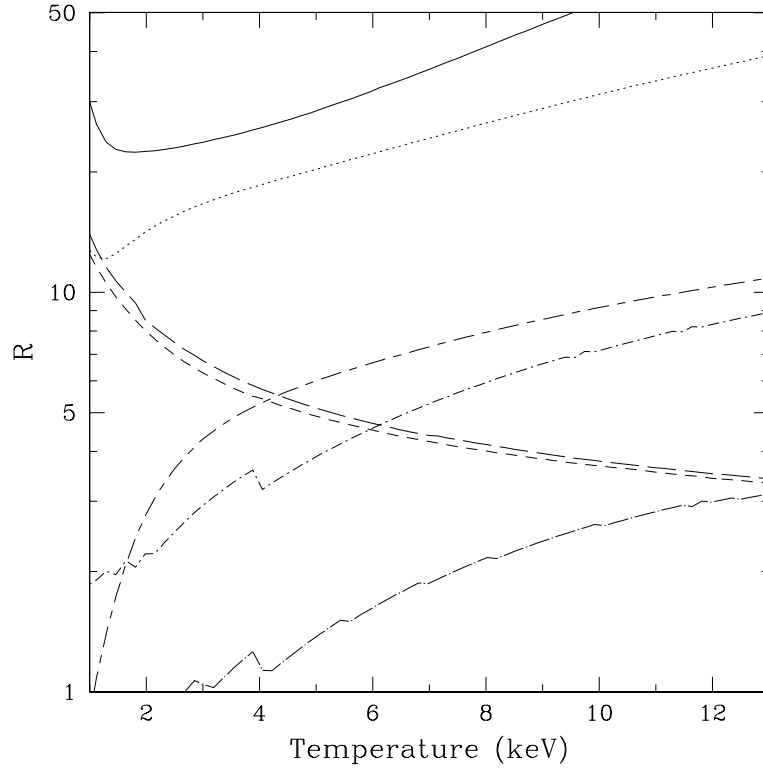


Рис. 3.8: Отношение R , согласно определению (3.36), в зависимости от температуры плазмы для различных резонансных рентгеновских линий: L -оболочки Fe XXIII на 1.13 кэВ (сплошная линия), L -оболочки Fe XXIV на 1.17 кэВ (пунктирная линия), K_α Si XIII на 1.86 кэВ (короткие штрихи), K_α S XV на 2.46 кэВ (длинные штрихи), K_α Fe XXV на 6.70 кэВ (пунктир–короткие штрихи), $L_{\gamma\alpha}$ Fe XXVI на 6.97 кэВ (пунктир–длинные штрихи), K_β Fe XXV на 7.88 кэВ (короткие штрихи–длинные штрихи).

поверхностной яркостью в континууме. Таким образом, резонансные рентгеновские линии могут дать значительное преимущество по сравнению с непрерывным излучением при поиске рассеянного излучения АЯГ в скоплениях галактик и эллиптических галактиках на энергиях $E \sim kT$.

После того как мы ввели коэффициент R в (3.36) и показали, что он лишь слабо зависит от энергии резонансной линии и температуры газа, можно продолжить наше рассмотрение параллельно для непрерывного и линейчатого излучения.

3.2.2 АЯГ в центре бета-скопления

Рассмотрим теперь следующую модель (Рис. 3.9). Массивная черная дыра расположена в центре скопления галактик с горячим газом, распределенным по бета-закону (3.1), с центральной концентрацией электронов n_0 и радиусом ядра r_c . Температура газа (T) и обилие элементов постоянны по скоплению.

В момент $t_{\text{он}} = -\Delta$ (измеренный наблюдателем) включается центральный источник (АЯГ), а в более поздний момент $t_{\text{оф}} = 0$ он отключается. АЯГ испускает изотропное рентгеновское излучение со степенным спектром с фотонным показателем γ и постоянной светимостью L_X в диапазоне энергий $[E_1, E_2]$:

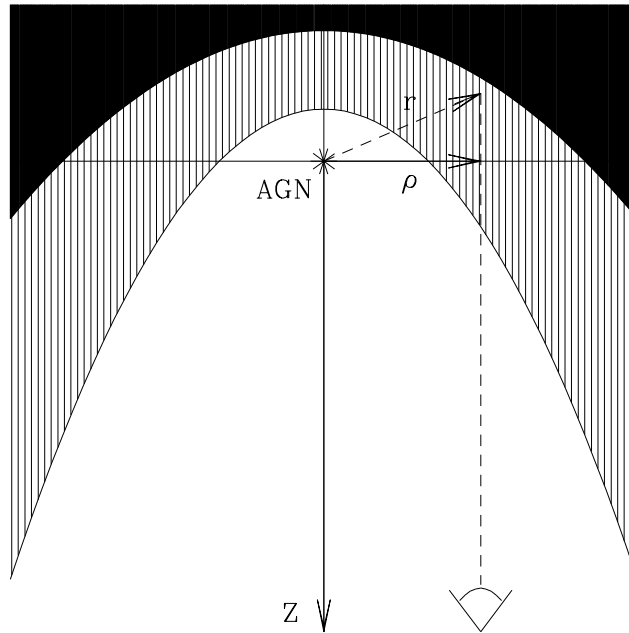


Рис. 3.9: Схема модели. Положения с одинаковым временем путешествия фотонов от АЯГ до наблюдателя лежат на поверхности параболоида. В сценарии с отключением АЯГ рассеянное излучение приходит из серой и черной областей. В сценарии с короткой вспышкой АЯГ только серая зона вносит вклад в рассеянное излучение. Штриховой линией показана возможная траектория фотона, рассеянного в сторону наблюдателя.

$$L_X = A \int_{E_1}^{E_2} E^{-\gamma} E dE = A \frac{E_2^{2-\gamma} - E_1^{2-\gamma}}{2-\gamma}. \quad (3.38)$$

Тогда спектральный поток на расстоянии r от АЯГ:

$$F_E = \frac{(2-\gamma)L_X}{4\pi(E_2^{2-\gamma} - E_1^{2-\gamma})r^2} E^{1-\gamma}. \quad (3.39)$$

Наша задача состоит в том, чтобы рассчитать профиль поверхностной яркости скопления, включая вклад рассеянного излучения АЯГ, в заданный момент времени $t > t_{\text{оп}}$. Далее будет использоваться приближение изотропного рассеяния. Как было отмечено в Главе 3.1, профиль поверхностной яркости практически не зависит от индикатриссы рассеяния.

Непрерывное излучение

Вначале рассмотрим непрерывное рентгеновское излучение. Так как оптические толщ по Томсону скоплений галактик и эллиптических галактик малы ($\tau_T \lesssim 0.01$), можно выполнить некоторые аналитические оценки в приближении однократного рассеяния.

Профиль поверхностной яркости тормозного излучения бета-скопления описывается хорошо известной формулой (см. Рис. 3.9):

$$B_{E,\text{cont}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\epsilon_{E,\text{cont}}(r)}{4\pi} dz = 2.9 \times 10^{-5} \frac{\Gamma(3\beta - 1/2)}{\Gamma(3\beta)} \left(\frac{n_0}{0.01 \text{ см}^{-3}} \right)^2 \frac{r_c}{100 \text{ кпк}} \times \left(\frac{kT}{1 \text{ кэВ}} \right)^{-1/2} \left(\frac{E}{kT} \right)^{-0.4} \exp(-E/kT) \times (1 + \rho^2/r_c^2)^{-3\beta+1/2} \text{ (эрг/см}^2\text{/с/стер/кэВ)} \quad (3.40)$$

где $r = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$ и мы приняли $g_B(T, E) = (E/kT)^{-0.4}$.

Используя (3.32), получаем для поверхностной яркости рассеянного по Томсону излучения АЯГ:

$$B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(r)}{4\pi} dz = \frac{\sigma_T}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} F_E(r) N_e(r) dz. \quad (3.41)$$

Зависящие от времени пределы интегрирования $z_1(t, \rho)$, $z_2(t, \rho)$ в (3.41) определяются местоположением точек рассеяния с одинаковой временной задержкой \tilde{t} . Если расстояние между источником и наблюдателем намного превышает характерный размер рассеивающего облака, как в нашем случае, то поверхность постоянной задержки является параболоидом с фокусом в местоположении источника [285]:

$$z(\tilde{t}, \rho) = \frac{1}{2} \left(\frac{\rho^2}{c\tilde{t}} - c\tilde{t} \right). \quad (3.42)$$

Следовательно,

$$z_1(t, \rho) = \frac{1}{2} \left[\frac{\rho^2}{c(t + \Delta)} - c(t + \Delta) \right], \quad (3.43)$$

$$z_2(t, \rho) = \begin{cases} (\rho^2/ct - ct)/2, & 0 < t \\ \infty, & -\Delta < t < 0. \end{cases} \quad (3.44)$$

Пределы интегрирования зависят от продолжительности вспышки Δ . Рассмотрим два предельных случая, в которых возможно аналитическое рассмотрение.

Стационарный случай Пусть АЯГ – постоянный источник. Тогда $z_1(t, \rho) = -\infty$, $z_2(t, \rho) = \infty$, и можно, используя (3.1) и (3.39), выразить интеграл (3.41) через гипергеометрические функции. В интересном случае $\beta = 2/3$ профиль рассеянной поверхностной яркости:

$$B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(\beta = 2/3) = 6.0 \times 10^{-5} \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_{\odot}} \frac{n_0}{0.01 \text{ см}^{-3}} \times \frac{100 \text{ кпк}}{r_c} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} \left[r_c/\rho - (1 + \rho^2/r_c^2)^{-1/2} \right] E^{1-\gamma} \text{ (эрг/см}^2\text{/с/стер/кэВ)} \quad (3.45)$$

где M_{BH} – масса центральной черной дыры, $L_{\text{edd}} = 1.4 \times 10^{38} M_{\text{BH}}/M_{\odot}$ – соответствующая эддингтоновская светимость, L_X – светимость АЯГ в диапазоне энергий 1–10 кэВ, а E измеряется в кэВ.

Отношение поверхностной яркости рассеянного излучения к поверхностной яркости собственного непрерывного излучения газа составляет

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}}(\beta = 2/3) = 2.3 \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_{\odot}} \frac{0.01 \text{ см}^{-3}}{n_0} \times \left(\frac{100 \text{ кпк}}{r_c} \right)^2 \left(\frac{kT}{1 \text{ кэВ}} \right)^{0.1} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} \times (1 + \rho^2/r_c^2)^{3/2} \left[r_c/\rho - (1 + \rho^2/r_c^2)^{-1/2} \right] \times E^{1.4-\gamma} \exp(E/kT). \quad (3.46)$$

Можно также выписать асимптотические выражения, применимые в пределе $\rho \gg r_c$ для произвольных значений β :

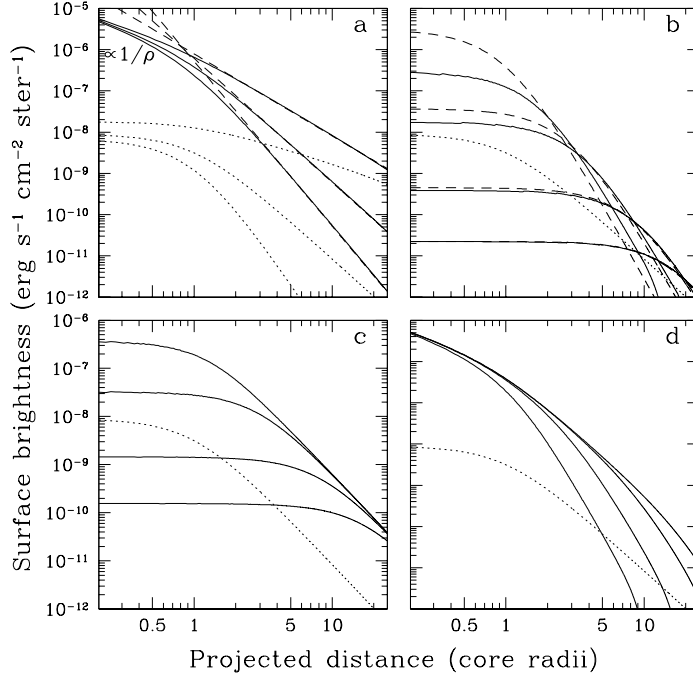


Рис. 3.10: а) Профили поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ (сплошные линии) и теплового излучения плазмы (пунктир) в рентгеновском континууме при $E = 20$ кэВ в случае, когда центральная черная дыра массой $10^9 M_\odot$ является постоянным источником с $L_X = L_{\text{edd}}$ и $\gamma = 2$. Скопление галактик (на $z \ll 1$) имеет следующие параметры: $r_c = 100$ кпк, $n_0 = 0.01 \text{ см}^{-3}$, $kT = 3$ кэВ, и (сверху вниз) $\beta = 1/3, 2/3, 1$. Штрихами показаны асимптотики (3.47) в пределе $\rho \gg r_c$. В противоположном пределе $\rho \ll 1$ поверхностная яркость рассеянного излучения пропорциональна ρ^{-1} и не зависит от β , как показано в верхнем левом углу рисунка. б) Профили поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ (сплошные линии) при $E = 20$ кэВ, измеренные в различные времена ($t = r_c/c, 3r_c/c, 9r_c/c, 19r_c/c$ – сверху вниз) после окончания короткой ($\Delta = r_c/c$) вспышки с $L_X = L_{\text{edd}}$. Для тех же значений параметров, что в а) и $\beta = 2/3$. Штрихами показаны асимптотики (3.50) в пределе $\rho, ct \gg r_c$. Пунктирной линией показан профиль поверхностной яркости теплового излучения плазмы. в) То же, что б), но в случае, когда центральный источник светил на уровне $L_X = L_{\text{edd}}$ вплоть до $t_{\text{off}} = 0$ (профили в порядке сверху вниз). д) То же, что в), но в случае, когда центральный АЯГ включился в $t = 0$ (профили в порядке снизу вверх).

$$B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(\rho \gg r_c) = 3.2 \times 10^{-5} \frac{\Gamma(3\beta/2 + 1/2)}{\Gamma(3\beta/2 + 1)} \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \times \frac{n_0}{0.01 \text{ см}^{-3}} \frac{100 \text{ кпк}}{r_c} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} (\rho/r_c)^{-3\beta-1} E^{\gamma-1} (\text{эрг/см}^2/\text{с/стер/кэВ}); \quad (3.47)$$

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}}(\rho \gg r_c) = 1.1 \frac{\Gamma(3\beta/2 + 1/2)\Gamma(3\beta)}{\Gamma(3\beta/2 + 1)\Gamma(3\beta - 1/2)} \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \times \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \frac{0.01 \text{ см}^{-3}}{n_0} \left(\frac{100 \text{ кпк}}{r_c}\right)^2 \left(\frac{kT}{1 \text{ кэВ}}\right)^{0.1} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} (\rho/r_c)^{3\beta-2} E^{1.4-\gamma} \exp(E/3kT) \quad (3.48)$$

Внутри ядра скопления $B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} \propto \rho^{-1}$ и $B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}/B_{E,\text{cont}} \propto \rho^{-1}$ для любого β .

На Рис. 3.10 и Рис. 3.11 показано, как меняется профиль поверхностной яркости рассеянного излучения скопления с центральным АЯГ при изменении параметра β . Эти зависимости были

получены численным интегрированием (3.41). Вне ядра скопления (при $\rho \gtrsim r_c$) относительный вклад рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость увеличивается с ρ при $\beta > 2/3$.

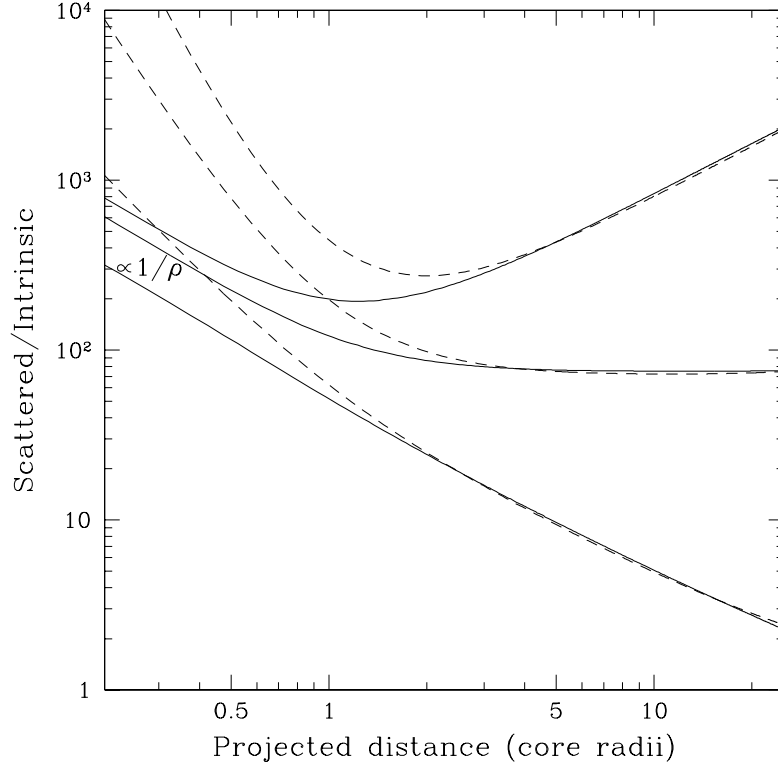


Рис. 3.11: Зависимость от радиуса отношения поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ к собственной яркости газа бета-скопления для того же случая, что и на Рис. 3.10а. Сплошные линии соответствуют (снизу вверх) значениям $\beta = 1/3, 2/3, 1$. Штриховые линии – соответствующие асимптотики $\rho \gg r_c$, описываемые (3.48).

Присутствующий в (3.46), (3.48) множитель $E^{1.4-\gamma} \exp(E/kT)$ имеет минимум (при $\gamma > 1.4$) на $E = (\gamma - 1.4)kT$ и экспоненциально растет при $E \gg kT$. Это поведение имеет простое объяснение: степенной спектр излучения АЯГ противопоставляется тепловым механизмам излучения, действующим в межгалактическом газе. Очевидно, что для заданных светимости АЯГ и параметров газа можно получить значительное преимущество (в смысле относительного вклада рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость) выполняя наблюдения на энергиях $E \gg kT$, как в наших примерах на Рис. 3.10, 3.11.

Случай квазара на большом красном смещении В случае квазара на большом красном смещении z , отношение интенсивностей рассеянного излучения АЯГ и собственного излучения газа будет пропорционально $[E(1+z)]^{1.4-\gamma} \exp[E(1+z)/kT]$. Этот множитель может достигать больших значений. Рассмотрим в качестве примера радиогалактику 3С 294 ($z = 1.786$), вокруг которой с помощью обсерватории Chandra было обнаружено протяженное гало межгалактического газа [108]. Так как в течение 20 ксек наблюдений обсерватории Chandra было собрано всего ~ 100 фотонов от источника, лишь ~ 30 из которых – от центрального АЯГ, можно сделать лишь грубые оценки. Согласно анализу [108], температура газа ~ 5 кэВ, а светимость газа в его системе отсчета в

диапазоне энергий 2–10 кэВ составляет $\sim 2.5 \times 10^{44}$ эрг/с. Светимость АЯГ $\sim 1.1 \times 10^{45}$ эрг/с, наклон спектра излучения АЯГ $\gamma \sim 2$, радиальная толща скопления по Томсону ~ 0.004 .

По эти данным можно оценить, что отношение потока рассеянного излучения АЯГ к потоку тормозного излучения газа составляет $\sim 1\%$ при $E \lesssim 2$ кэВ, $\sim 3\%$ при 5 кэВ, $\sim 30\%$ при 10 кэВ, ~ 1 при 12 кэВ и ~ 4 при 15 кэВ. При этом предполагалось, что центральный источник изотропный, а его светимость оставалось постоянной в недавнем прошлом (в течение нескольких сотен тысяч лет), и оценивался полный поток от всего наблюдаемого рентгеновского гало (радиусом ~ 15 секунд, или ~ 100 кпк). Таким образом, очевидно, что при поиске рассеянного излучения АЯГ вокруг галактики 3С 294 было бы желателно уйти на энергии выше 10 кэВ. Но в этом случае придется иметь с малым числом фотонов. Так, даже будущая обсерватория XEUS с эффективной площадью ~ 2 м² на энергии 10 кэВ и угловым разрешением в несколько угл. сек при наблюдении 3С 294 в течение 100 ксек сможет собрать всего ~ 10 рассеянных фотонов АЯГ с энергиями выше 10 кэВ. Этого, вместе с гораздо более точными измерениями поверхностной яркости межгалактического газа в стандартном рентгеновском диапазоне может оказаться едва достаточно для того, чтобы получить ограничения на недавнюю историю изменения рентгеновской светимости 3С294.

Еще одним похожим случаем является радиогалактика PKS 1138–262 на $z = 2.2$, от которой обсерваторией Chandra было тоже обнаружено яркое протяженное рентгеновское излучение [77]. В этом случае рентгеновская светимость газа примерно такая же, как в случае 3С294 (к сожалению, про температуру газа практически ничего не известно), но светимость в диапазоне 2–10 кэВ (в сопутствующей системе отсчета) центрального источника в четыре раза выше: $\sim 4 \times 10^{45}$ эрг/с. Более того, излучение газа возможно доминируется рассеянным излучением АЯГ уже при $E \gtrsim 5$ кэВ (из-за больших красного смещения и светимости АЯГ), так что в наблюдениях с экспозицией порядка 100 ксек обсерватории XEUS-2 можно было бы собрать от PKS 1138–262 несколько сотен рассеянных фотонов с энергией выше 5 кэВ.

Очевидно, что фотонная статистика должна представлять гораздо меньшую проблему для наблюдений близких объектов, таких как квазар 3С 273 ($z = 0.158$). Более того, принимая в расчет огромную рентгеновскую светимость 3С 273 ($\sim 10^{46}$ эрг/с, см. Табл. 5.1), не исключено, что горячая межгалактическая среда вокруг него, если такая имеется, будет обнаружена сначала по рассеянному излучению квазара.

Короткая вспышка АЯГ Представим теперь, что в прошлом произошла короткая вспышка АЯГ, между $t_{\text{on}} = -\Delta$ и $t_{\text{off}} = 0$. Под “короткой” имеется в виду, что глубина вдоль луча зрения облученной (см. Рис. 3.9) области скопления меньше, чем характерный размер на данном проекционном радиусе. Поэтому должно выполняться одно из следующих условий: $\Delta \ll r_c/c$, если $\rho \lesssim r_c$, или $\Delta \ll \rho/c$, если $\rho \gtrsim r_c$. Тогда, из (3.43), (3.44) следует:

$$\delta z(t, \rho) \equiv z_2 - z_1 \approx \frac{c\Delta}{2} (1 + \rho^2/c^2 t^2), \quad (3.49)$$

и $\int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(\rho, z) dz \approx \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(\rho, z_2) \delta z(\rho)$. В пределе $\rho, ct \gg r_c$ находим:

$$B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} = 3.2 \times 10^{-5} \times 4^{3\beta/2} \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \frac{n_0}{0.01 \text{ см}^{-3}} \frac{100 \text{ кпк}}{r_c} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} \times (\Delta/t)(r_c/ct)^{3\beta+1} (1 + \rho^2/c^2 t^2)^{-3\beta-1} E^{1-\gamma} (\text{эрг/см}^2/\text{с/стер/кэВ}); \quad (3.50)$$

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}} = 1.2 \times 4^{3\beta/2} \frac{\Gamma(3\beta)}{\Gamma(3\beta - 1/2)} \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^9 M_\odot} \frac{0.01 \text{ см}^{-3}}{n_0} \left(\frac{100 \text{ кпк}}{r_c} \right)^2 \left(\frac{kT}{1 \text{ кэВ}} \right)^{0.1} \frac{2 - \gamma}{10^{2-\gamma} - 1} \times (\Delta/t)(ct/r_c)^{3\beta-2} (\rho/ct)^{6\beta-1} (1 + \rho^2/c^2 t^2)^{-3\beta-1} E^{1.4-\gamma} \exp(E/kT). \quad (3.51)$$

Сравнение (3.51) с (3.48) показывает, что для заданной светимости L_X вклад рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость при $\rho \sim ct$ будет меньше в Δ/t раз в случае вспышки, чем в случае стационарного источника. Это происходит потому, что в первом случае рассеянное излучение приходит от слоя газа толщиной $\delta z \sim c\Delta$ вдоль луча зрения, а во втором – $\delta z \sim \rho \sim ct$.

Из Рис. 3.10 видно, что удаленные области скопления не рассеивают излучение АЯГ сразу после вспышки, но становятся все ярче со временем, по мере того, как фронт излучения АЯГ распространяется через газ. Отношение $B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}/B_{E,\text{cont}}$ имеет максимум на $\rho_{\text{max}} \sim ct$. Например, при $\beta = 2/3$ $\rho_{\text{max}} = r_c$. Таким образом, область рассеяния расширяется со скоростью света. С точки зрения наблюдений важно, что эта область широкая: $\delta\rho_{\text{eff}} \sim \rho_{\text{max}} \sim ct$.

Амплитуда эффекта пропорциональна произведению $L_X \Delta$, т.е. полной энергии, испущенной АЯГ во время вспышки. Поэтому, например, вспышка продолжительностью 10^5 лет на уровне $L_X = 0.01L_{\text{edd}}$ приведет к такому же профилю яркости рассеянного излучения (при $\rho, ct \gg r_c$), что и вспышка длительностью 10^4 лет на уровне $L_X = 0.1L_{\text{edd}}$.

Сценарии с включением и выключением АЯГ Рассмотрим теперь сценарий, в котором центральный источник был постоянно (гораздо дольше, чем характерное время прохождения света через скопление) ярким в прошлом, пока он не отключился. Из Рис. 3.10 видно, что в этом случае профили рассеянного излучения, измеренные в различные моменты времени после выключения АЯГ, сильно отличаются от тех, которые получались в случае вспышки. В частности, поверхностная яркость уменьшается со временем в центральной области, но практически не меняется в удаленных областях скопления в течение длительного времени $\sim \rho/c$ после выключения. Это приводит к появлению широкого ($\delta\rho \sim \rho$) максимума отношения яркости рассеянного излучения к яркости собственного, причем этот максимум движется наружу со скоростью света.

Еще одна интересная ситуация возникает, когда центральный источник продолжает светить в момент наблюдения, но он включился лишь недавно. Этот случай может относиться к некоторым из наблюдаемых квазаров и представлен на Рис. 3.10. Видно, что радиальное распределение рассеянного излучения АЯГ практически обрывается на радиусе $\sim c(t - t_{\text{on}})$, что дает возможность оценить время, в течение которого квазар оставался ярким.

Резонансные линии

Полученные выше результаты могут быть легко обобщены на случай резонансных линий при условии, что межгалактический газ оптически тонкий ($\tau \ll 1$) по резонансному рассеянию. Этот предел будет рассмотрен ниже, после чего будут отмечены отличия, возникающие при $\tau \gtrsim 1$. В отсутствие внешнего облучения эквивалентная ширина линии равнялась бы

$$EW_0 = \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{\text{line}} dz / \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}}(E_{ik}) dz = 1.2 \times 10^5 \frac{n_z(T)}{N_e} f_{ik} \frac{g_{ik}(T)}{g_B(T, E_{ik})} \text{ (кэВ)} \quad (3.52)$$

при наших предположениях о постоянстве температуры и обилия элементов.

Резонансное рассеяние излучения АЯГ в линии приводит к увеличению EW . Томсоновское рассеяние излучения АЯГ, наоборот, стремится поднять континуум около линии и тем самым уменьшить ее эквивалентную ширину. Как мы знаем из §3.2.1, первый эффект превышает второй в $R \sim 6$ раз, поэтому в результате рассеяния непрерывного излучения АЯГ на межгалактическом газе эквивалентная ширина резонансных линий должна увеличиться. Тогда можно записать:

$$\begin{aligned} EW &= \left(\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{\text{line}} dz + \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{\text{line}}^{\text{scat}} dz \right) / \left(\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}} dz + \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} dz \right) \\ &= EW_0 \frac{1 + R \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} dz / \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}} dz}{1 + \int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} dz / \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}} dz}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Если вклад рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость скопления мал, то относительное увеличение эквивалентной ширины линии составит

$$\frac{\Delta EW}{EW_0} \equiv \frac{EW - EW_0}{EW_0} = \frac{R - 1}{5} \frac{\int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(E_{ik}) dz}{\int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}}(E_{ik}) dz}. \quad (3.54)$$

Данное соотношение позволяет применить результаты, полученные выше для случая непрерывного излучения, к случаю оптически тонких резонансных линий.

Следует подчеркнуть, что выражение (3.54) строго справедливо лишь в случае, когда температура плазмы и обилие элементов постоянны вдоль луча зрения. В общем случае отношения $\Delta EW/EW_0$ и $\int_{z_1}^{z_2} \epsilon_{E,\text{cont}}^{\text{scat}} dz / \int_{-\infty}^{\infty} \epsilon_{E,\text{cont}} dz$ будет связывать коэффициент, несколько отличный от $(R - 1)$. Следует также напомнить, что мы везде пренебрегали влиянием АЯГ на ионизационное равновесие (n_z) в межгалактической среде. Облучение газа очень сильным центральным источником может в первую очередь изменить эквивалентную ширину линии по сравнению с (3.52), и кроме того повлиять (в меньшей степени) на отношение $\Delta EW/EW_0$.

Влияние конечной оптической толщи Уширение линии, связанное с турбулентными движениями в газе, важно принять во внимание по двум причинам. Во-первых, некоторые резонансные линии, которые иначе имели бы $\tau \gtrsim 1$, в результате турбулентности газа могут стать оптически тонкими. Во-вторых, некоторые сателлитные линии могут попасть в ядро резонансной линии и тем самым эффективно уменьшить коэффициент R , определенный в (3.36). Как было отмечено в §3.2.1, этот эффект особенно важен для линий $K\alpha$ водородоподобного и гелиеподобного железа при $kT \sim 1$ кэВ.

Если оптическая толщина в центре резонансной линии τ_0 не пренебрежимо мала, то в первую очередь исказится профиль поверхностной яркости собственного излучения межгалактического газа в результате диффузии фотонов из центральной области во внешние части скопления. Эквивалентная ширина линии будет несколько меньше, чем дается (3.52) при $\rho \lesssim r_c$, и больше при $\rho \gtrsim r_c$.

Когда $\tau_0 > 1$, становятся важны многократные резонансные рассеяния. В стационарном сценарии профиль поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ в линии с $\tau_0 \gtrsim 1$ будет более плоским в ядре скопления, чем профиль $1/\rho$, возникающий в случае $\tau_0 \ll 1$. Кроме того, полный поток фотонов АЯГ, рассеянных к нам из ядра скопления, будет меньше, чем в приближении однократного рассеяния в $\sim \tau_0$ раз. Однако, из-за того, что аналогичные эффекты происходят и с тепловым излучением газа (см. выше), отношение EW/EW_0 не должно измениться значительно при $\tau_0 \gtrsim 1$. Многократные резонансные рассеяния также задерживают выход излучения АЯГ из ядра скопления, что должно влиять на профили поверхностной яркости, возникающие в сценарии со вспышкой АЯГ.

3.2.3 Численное моделирование

В дополнение к описанным выше аналитическим оценкам мы выполнили численное моделирование рассматриваемого эффекта для двух реальных скоплений. При этом использовалась модификация программы, которую мы ранее использовали для расчета поляризации в резонансных рентгеновских линиях скоплений (Глава 3.1).

Скопление Девы/M87

Гигантская эллиптическая галактика M87, расположенная вблизи центра ближайшего к нам (на расстоянии 17 Мпк) скопления галактик в созвездии Девы является одним из наиболее перспективных объектов с точки зрения наблюдения обсуждаемого эффекта. В центре M87 находится черная дыра массой $3 \times 10^9 M_\odot$ [178]. Соответствующая эддингтоновская светимость составляет $L_{\text{edd}} = 4 \times 10^{47}$ эрг/с.

В настоящее время ядро M87 проявляет лишь слабую активность. Суммарная болометрическая светимость центрального неразрешенного источника и джета в ядре M87 составляет $\sim 10^{42}$ эрг/с [60], или $\sim 10^{-6}$ эддингтоновской светимости. Это удивительно мало, принимая во внимание то, что M87 находится в центре плотного течения охлаждения. Правда, средний темп передачи энергии в виде релятивистской плазмы от джета в крупномасштабные радиооблака, окружающие M87, оценивается [213] в $\sim 10^{44}$ эрг/с на протяжении последних $\sim 10^8$ лет, что тем не менее тоже составляет лишь малую долю эддингтоновской светимости черной дыры.

Как неразрешенное ядро, так и джет наблюдались в рентгеновских лучах обсерваториями XMM [65] и Chandra [316]. Полученный рентгеновский спектр может быть описан степенным законом со значениями фотонного индекса от 2 до 2.9 в случае центрального источника и различных фрагментов джета. Светимости (1–10 кэВ) ядра и джета составляют $\sim 3 \times 10^{40}$ и 8×10^{40} эрг/с, соответственно.

Табл. 3.3: Ярчайшие рентгеновские и далекие ультрафиолетовые резонансные линии межгалактического газа в скоплении Девы.

Ион	Энергия (кэВ)	Эквивалентная ширина (эВ)	Оптическая толща
Fe XXIV	0.049	1	3.0
Fe XXIV	0.065	2	6.0
Fe XXIII	0.093	3	8.5
O VIII	0.654	20	0.6
Ne X	1.021	30	0.9
Fe XXIII	1.129	10	3.2
Fe XXIV	1.166	30	2.7
Si XIII	1.865	10	1.3
Si XIV	2.005	60	1.3
S XV	2.461	20	1.3
Ar XVII	3.140	20	0.4
Fe XXV	6.700	740	1.2
Fe XXV	7.881	110	0.2

Распределение межгалактического газа вокруг галактики M87 моделировалось по данным наблюдений обсерватории XMM [65, 116, 186]. При этом мы считали, что газ распределен сферически симметрично вокруг M87, а рассмотрение было ограничено центральной областью радиусом 250 кпк. Радиальный профиль плотности описывался суммой двух бета-моделей (3.1) со следующими параметрами: $n_0 = 0.13 \text{ см}^{-3}$, $r_c = 1.7 \text{ кпк}$, $\beta = 0.42$ и $n_0 = 0.011 \text{ см}^{-3}$, $r_c = 22 \text{ кпк}$, $\beta = 0.47$. Для температуры было принято постоянное значение $kT = 1 \text{ кэВ}$ в центральном 1 кпк, зависимость $kT = 1.5(r/5 \text{ кпк})^{0.22} \text{ кэВ}$ между 1 и 50 кпк, и постоянное значение $kT = 2.5 \text{ кэВ}$ на больших расстояниях. Последнее значение приблизительно соответствует температурам, измеренным обсерваторией ASCA [268] в различных частях скопления Девы в пределах 300 кпк от M87. Обилие элементов постоянно при $r < 10 \text{ кпк}$: $A(\text{O}) = 0.4$, $A(\text{Si}) = 1.0$, $A(\text{S}) = 1.0$, $A(\text{Ar}) = 1.0$, $A(\text{Fe}) = 0.8$ (относительно солнечных значений), постепенно убывает до $A(\text{O}) = 0.4$, $A(\text{Si}) = 0.6$, $A(\text{S}) = 0.6$, $A(\text{Ar}) = 0.6$, $A(\text{Fe}) = 0.4$ при $r = 40 \text{ кпк}$, и вновь постоянно после этого.

В Табл. 3.3 собраны резонансные рентгеновские и далекие ультрафиолетовые линии, которые по нашей оценке являются сильнейшими эмиссионными линиями газа в скоплении Девы. Все эти линии характеризуются существенной оптической толщей (если нет значительной турбулентности в газе). Необходимо отметить, что значения, приведенные в Табл. 3.3 несколько отличаются от тех, что были ранее приведены в Табл. 3.2. Это объясняется тем, что для данного рассмотрения параметры газа были уточнены на основе последних рентгеновских наблюдений.

Используя (3.48), можно оценить вклад рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость непрерывного рентгеновского излучения скопления Девы в случае постоянной светимости ядра M87:

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}} = 4 \times 10^2 \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} E^{-0.6} \exp(E/1.5 \text{ кэВ}) \left(\frac{\rho}{1.7 \text{ кпк}} \right)^{-0.7}, \quad 1.7 \text{ кпк} \ll \rho \ll 22 \text{ кпк}; \quad (3.55)$$

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}} = 40 \frac{L_X}{L_{\text{edd}}} E^{-0.6} \exp(E/2 \text{ кэВ}) \left(\frac{\rho}{22 \text{ кпк}} \right)^{-0.6}, \quad \rho \gg 22 \text{ кпк}. \quad (3.56)$$

При выводе (3.55) и (3.56) мы предположили температуры, соответственно, $kT = 1.5$ и 2 кэВ , а также $\gamma = 2$. Легко получить также соответствующие зависимости для эквивалентной ширины резонансной линии с $\tau_0 \ll 1$: $\Delta EW/EW_0 = (R-1) B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}(E_{ik})/B_{E,\text{cont}}(E_{ik})$.

Обратимся теперь к результатам численных расчетов.

Сценарий с отключением Допустим, что ядро M87 было в прошлом долгое время (как минимум миллион лет) ярким источником, пока оно не переключилось на современный низкий уровень

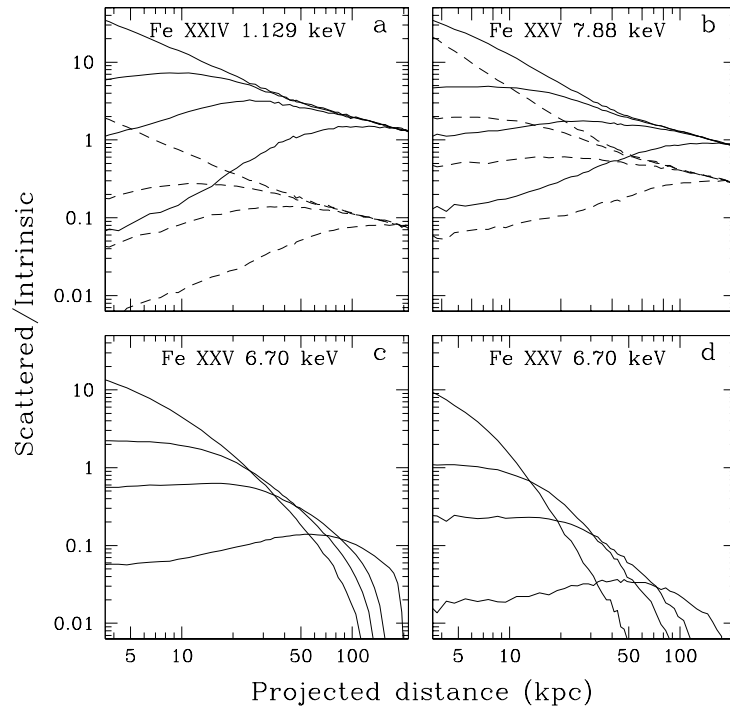


Рис. 3.12: а) Отношение поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ к поверхностной яркости собственного излучения горячего газа в резонансной линии железа на энергии 1.13 кэВ в сценарии отключения ядра М87 в различные моменты времени после отключения АЯГ, в зависимости от проекционного радиуса. До отключения рентгеновская светимость ядра М87 составляла $L_X = 0.01L_{\text{edd}}$. Различные сплошные линии соответствуют (сверху вниз) времени после выключения: 5, 50, 100 и 250 тысяч лет. Штриховыми линиями показаны соответствующие профили для непрерывного излучения около резонансной линии. б) То же, что а), но для линии железа 7.88 кэВ. в) То же, но для линии железа 6.70 кэВ и вспышки продолжительностью 10^5 лет ($L_X = 0.01L_{\text{edd}}$). д) То же, что в) но для вспышки продолжительностью 2×10^4 лет.

светимости. На Рис. 3.12 для двух резонансных линий показана относительная доля рассеянного излучения АЯГ в поверхностную яркость горячего газа в зависимости от проекционного радиуса, как ее измерили бы наблюдатели, живущие в разные эпохи $t > 0$ после отключения АЯГ. Там же показаны соответствующие зависимости для непрерывного излучения в районе линий – в этом случае относительный вклад рассеянного излучения оказывается в несколько раз меньше, чем в случае линий, что согласуется с выводами §3.2.1. В представленных примерах полагалось, что светимость ядра М87 в прошлом составляла $L_X = 0.01L_{\text{edd}}$. Рис 3.13 демонстрирует влияние турбулентности в газе на результаты.

Спросим теперь: какие ограничения можно было бы получить из наблюдений на рентгеновскую светимость ядра М87 в прошлом? Предположим, что удалось снять карту распределения эквивалентной ширины определенной резонансной линии по скоплению Девы/М87 с точностью до $\delta = 10\%$. Если относительный вклад рассеянного излучения АЯГ превысит δ на каком-то проекционном радиусе (т.е. хотя бы в максимуме EW/EW_0 на Рис. 3.12), то можно будет оценить светимость АЯГ в прошлом. На Рис. 3.14 построена зависимость минимальной детектируемой светимости М87 в прошлом от времени после выключения АЯГ.

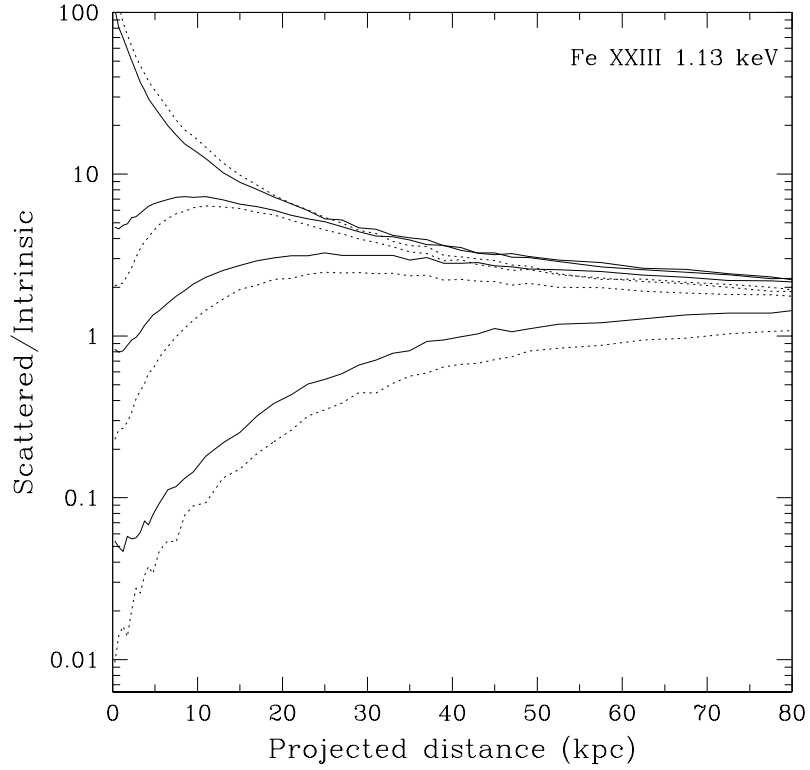


Рис. 3.13: Отношение поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ и поверхностной яркости собственного излучения горячего газа в резонансной линии железа 1.13 кэВ в сценарии с выключением ядра М87, в зависимости от проекционного радиуса. Времена наблюдения те же, что на Рис. 3.12. Сплошные линии соответствуют случаю пренебрежимо малой турбулентности в газе, а пунктирные линии – случаю $M = 0.5$.

Видно, что если светимость ядра М87 в прошлом составляла $L_X = 10^{-4}L_{\text{edd}} = 4 \times 10^{43}$ эрг/с, эхо этой активности было бы заметно, если бы мы жили не позже $\sim 3 \times 10^4$ лет после выключения источника. При этом надо исследовать центральную область М87 ($\rho \lesssim 10$ кпк, что соответствует ~ 2 угл. мин на небе). Аналогично, если светимость в прошлом была выше: $L_X = 10^{-3}L_{\text{edd}} = 4 \times 10^{44}$ эрг/с, то эхо можно было бы еще заметить спустя $\sim 2 \times 10^5$ лет после выключения источника, при этом измерения должны проводиться вдали от ядра ($\rho \sim 50\text{--}200$ кпк или ~ 20 угл. мин). Из Рис. 3.14 видно, что если рентгеновская светимость ядра М87 составляла в прошлом $\sim 10^{45}$ эрг/с, то благоприятный момент для детектирования эхо будет ограничен лишь протяженностью газа в скоплении Девы (~ 1 Мпк).

Итак, очевидно, что с помощью будущих рентгеновских телескопов можно будет получить интересные пределы на рентгеновскую светимость ядра галактики М87 в прошлом. Для сравнения интересно посмотреть, какие ограничения можно получить на основе уже имеющихся данных наблюдений обсерватории ХММ. В работе [65] были проанализированы рентгеновские спектры, снятые с ряда концентрических колец вокруг ядра М87. Внешнее кольцо имеет радиус $r_{\text{out}} \approx 60$ кпк, а радиус внутреннего круга – $r_{\text{in}} \approx 1.25$ кпк. За исключением центрального круга, в излучение которого значительный вклад вносит излучение ядра М87, спектры остальных колец характеризуют оптически тонкое тепловое излучение газа. Так как спектры померены примерно до 7 кэВ, можно

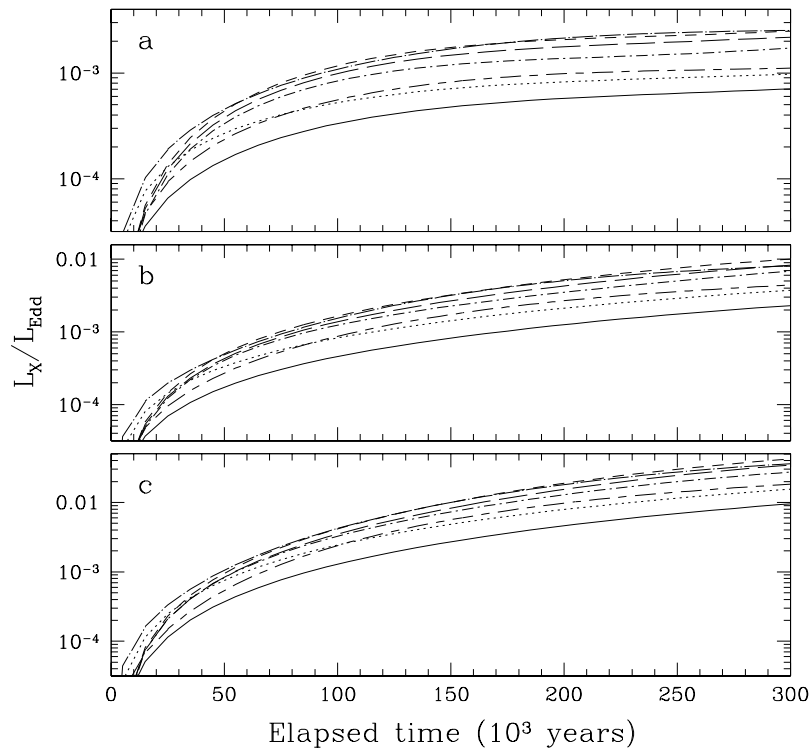


Рис. 3.14: а) Минимальная детектируемая (при $\delta = 10\%$, см. текст) рентгеновская светимость ядра М87 в прошлом в зависимости от времени, прошедшего после переключения в нынешнее состояние с низкой светимостью. Различные кривые соответствуют наблюдениям скопления Девы/М87 в различных линиях: Fe на 1.13 кэВ (сплошная), Fe на 1.17 кэВ (пунктир), Si на 1.86 кэВ (короткие штрихи), S на 2.46 кэВ (длинные штрихи), Ag на 3.14 кэВ (короткие–длинные штрихи), Fe на 6.70 кэВ (пунктир–длинные штрихи), Fe на 7.88 кэВ (короткие–длинные штрихи). б) То же, что а), но в случае вспышки продолжительностью 10^5 лет. в) То же, что б), но в случае вспышки продолжительностью 2×10^4 лет.

консервативно считать, что поверхностная яркость рассеянного излучения ядра М87 не превышает измеренную поверхностную яркость непрерывного рентгеновского излучения ниже 7 кэВ нигде в области между $\rho = 1.25$ и 60 кпк. Это позволяет получить верхний предел на рентгеновскую светимость ядра М87 в прошлом в зависимости от времени после его гипотетического переключения в нынешнее состояние с низкой светимостью, аналогично тому, как были получены пределы на Рис. 3.14. Однако, в предыдущем случае мы не накладывали ограничений на проекционный радиус и приняли значение $\delta = 10\%$, характеризующее точность измерений, в отличие от $\delta = 100\%$ сейчас. Возникающая зависимость показана на Рис. 3.15.

Видно, что современные пределы довольно слабые. Например, можно заключить, что средняя рентгеновская светимость ядра М87 в течение периода продолжительностью $\gtrsim 10^5$ лет, который закончился 5×10^4 лет назад, была не более $5 \times 10^{-3} L_{\text{edd}} = 2 \times 10^{45}$ эрг/с. Сравнение Рис. 3.15 с Рис. 3.14 показывает, что нынешние пределы могут быть улучшены как минимум на порядок с помощью тонкой рентгеновской спектроскопии. Еще одна возможность связана с измерением поверхностной яркости скопления Девы/М87 в непрерывном жестком рентгеновском излучении (см.

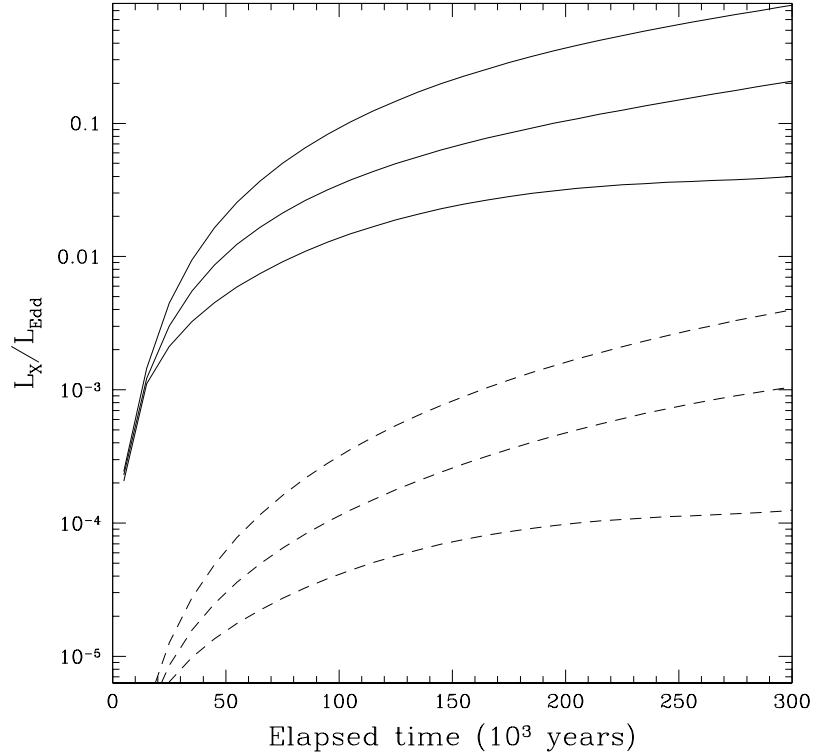


Рис. 3.15: Верхние пределы на рентгеновскую светимость ядра M87 в прошлом в зависимости от времени наблюдения, полученные по данным наблюдений обсерватории XMM в рентгеновском континууме ниже 7 кэВ, для трех случаев: отключение, вспышка продолжительностью 10^5 лет и вспышка продолжительностью 2×10^4 лет (сплошные линии снизу вверх). Для сравнения штриховыми линиями показаны пределы, которые можно было бы получить из аналогичных наблюдений на энергии $E = 20$ кэВ.

Рис. 3.15). Так, переход от $E = 7$ к 20 кэВ (снова предполагая вклад $\delta = 100\%$ рассеянного излучения относительно тормозного излучения) позволит улучшить нынешние пределы в ~ 200 раз!

Случай вспышки Предположим теперь, что некоторое время назад в ядре M87 произошла вспышка длиной $\Delta \ll 10^6$ лет. Выше были сделаны аналитические оценки для этого случая. На Рис. 3.12 показано, как меняется со временем зависимость от радиуса отношения рассеянное/тепловое излучение для линии $K\alpha$ Fe XXV при светимости АЯГ $L_X = 0.01L_{\text{edd}}$ для двух значений $\Delta = 10^5$ и 2×10^4 лет. При $t \gg \Delta$ профиль поверхностной яркости зависит от произведения $L_X\Delta$, а не от L_X и Δ по отдельности.

Как следует из Рис. 3.14 до определенного момента $t_{\text{crit}} \sim \Delta$ минимальная детектируемая светимость в случае вспышки практически не отличается от случая выключения АЯГ. Однако, при $t \gg \Delta$, минимальная детектируемая светимость сильно возрастает (в Δ/t раз). На Рис. 3.15 показаны верхние пределы для сценария со вспышкой ядра M87, полученные по данным обсерватории XMM.

Табл. 3.4: Ярчайшие резонансные рентгеновские и далекие ультрафиолетовые линии межгалактического газа вокруг источника Лебедь А.

Ион	Энергия (кэВ)	Эквивалентная ширина (эВ)	Оптическая толща
Fe XXIV	0.049	1	0.9
Fe XXIV	0.065	2	1.8
Fe XXV	6.70	250	1.8
Fe XXV	7.88	40	0.3
Fe XXVI	6.97	200	0.3

Радиогалактика Лебедь А

В качестве следующего примера рассмотрим источник Лебедь А. Это хорошо известная близкая ($z = 0.0562$) мощная радиогалактика. В наблюдениях со спутника Chandra был получен богатый материал о морфологии рентгеновского излучения самой галактики [325] и горячего газа скопления, членом которого она является [273].

В практически одновременных наблюдениях обсерваторий Chandra [325] было обнаружено жесткое (до 100 кэВ) рентгеновское излучение от точечного центрального источника Лебедь А. Спектр излучения степенной с наклоном $\gamma = 1.5$, в котором имеется завал на низких энергиях, связанный с поглощением на нейтральном веществе. Поправленная на поглощение светимость АЯГ составляет $L_X \sim 5 \times 10^{44}$ эрг/с в диапазоне 1–10 кэВ. Эта на 4 порядка превышает рентгеновскую светимость ядра M87.

По данным обсерватории Chandra, межгалактический газ имеет сложную структуру в центральных ~ 100 кпк скопления, по-видимому, связанную с активностью АЯГ. На больших расстояниях от центра ($\gtrsim 100$ кпк), распределение газа выглядит сферически симметричным (по крайней мере в пределах 700 кпк от ядра), а температура газа примерно постоянна ($kT \sim 7$ – 8 кэВ). Полная светимость межгалактического газа составляет $\sim 10^{45}$ эрг/с, что сравнимо с рентгеновской светимостью центрального АЯГ и является характерным значением для богатых скоплений галактик.

На основе этой информации можно оценить вклад рассеянного излучения АЯГ в рентгеновскую поверхностную яркость скопления вокруг источника Лебедь А. Используя результаты [273], опишем радиальное распределение плотности газа бета-моделью с $n_0 = 0.05$ см $^{-3}$, $r_c = 30$ кпк и $\beta = 0.5$. Температуру будем считать постоянной ($kT = 5$ кэВ) в центральных 50 кпк, а также на $r > 150$ кпк ($kT = 7.5$ кэВ). Обилие железа составляет 0.35 от солнечного.

В Табл. 3.4 перечислены сильнейшие эмиссионные линии горячего газа скопления, согласно нашей модели. Стоит отметить, что в спектре излучения газа, измеренном обсерваториями Chandra и RXTE, действительно заметны две сильные линии: на энергии 6.7 кэВ (K_α железа) и около 7.9 кэВ ($K\beta$ железа плюс возможно K_α никеля). Кроме того, есть указания на присутствие сильной линии $L\alpha$ железа (6.97 кэВ).

Из (3.48) можно оценить стационарный вклад рассеянного излучения источника Лебедь А в поверхностную яркость скопления в рентгеновском континууме:

$$\frac{B_{E,\text{cont}}^{\text{scat}}}{B_{E,\text{cont}}} = 2 \times 10^{-3} \frac{L_X}{5 \times 10^{44} \text{ эрг/с}} E^{-0.1} \exp(E/7.5 \text{ кэВ}) \left(\frac{\rho}{30 \text{ кпк}} \right)^{-0.5}. \quad (3.57)$$

Из Рис. 3.16 видно, что если рентгеновская светимость источника Лебедь А оставалась в течение нескольких миллионов лет на том же уровне, что и сейчас (стационарный сценарий), то рассеянное излучение АЯГ вносит вклад порядка 1% в резонансные линии на расстояниях $\rho \sim 200$ кпк. Если светимость центрального АЯГ быть в прошлом выше на порядок ($L_X \sim 5 \times 10^{45}$ эрг/с), то рассеянное излучение АЯГ должно вносить уже $\sim 10\%$ потока в сильных рентгеновских линиях, наблюдаемых от скопления (см. Рис. 3.17).

Можно использовать уже имеющиеся данные обсерватории Chandra, чтобы получить верхние пределы на рентгеновскую светимость источника Лебедь А в прошлом. Примем следующие значения

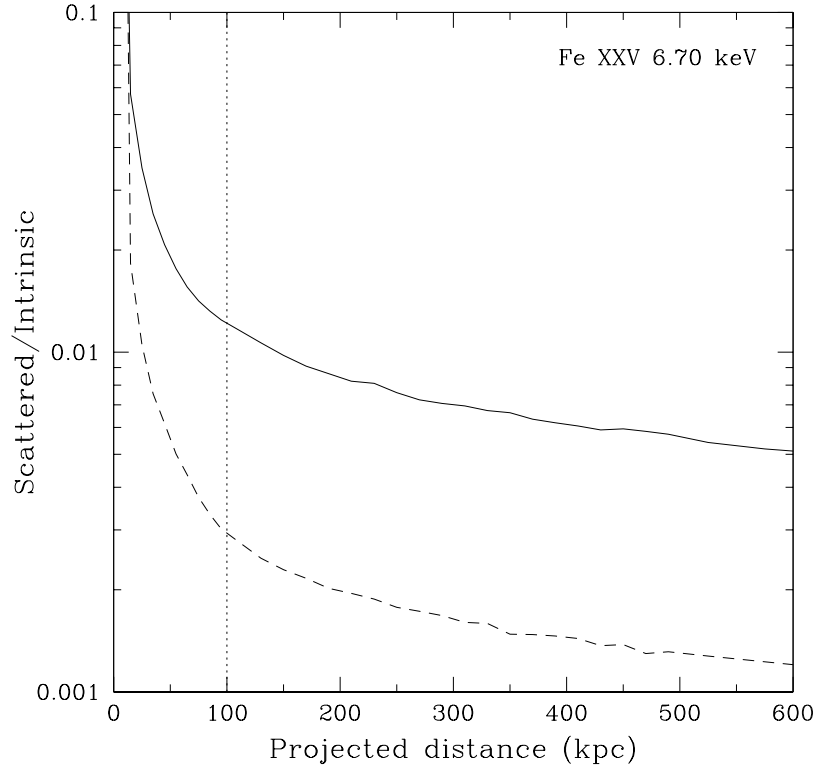


Рис. 3.16: Отношение поверхностной яркости рассеянного излучения АЯГ и поверхностной яркости собственного излучения горячего газа в резонансной линии железа 6.70 кэВ в случае постоянной светимости источника Лебедь А, в зависимости от проекционного радиуса (сплошная линия). Рентгеновская светимость источника предполагалась равной ее современному значению $L_X = 5 \times 10^{44}$ эрг/с. Штриховой линией показан соответствующий профиль для непрерывного излучения вблизи резонансной линии. В области левее вертикальной пунктирной линии результаты не надежны, так как в модели не учитывалось сложное распределение газа вблизи источника Лебедь А.

для оценки: $E = 8$ кэВ – максимальная энергия, на которой еще детектируется непрерывное излучение межгалактического газа, $\rho_{\min} = 10^2$ и $\rho_{\max} = 6 \times 10^2$ кпк – границы хорошо исследованной области скопления. Получающиеся верхние пределы представлены на Рис. 3.17. Очевидно, что нынешние ограничения очень слабы из-за высокой температуры (~ 7 кэВ) межгалактического газа. Видно также, что будущие наблюдения скопления Лебедь А с минутным угловым разрешением на энергии $E \sim 40$ кэВ могли бы дать пределы на прошлую светимость АЯГ, подобные тем, которые можно получить из наблюдений скопления в резонансных линиях.

3.2.4 Цели и тактика будущих наблюдений

Как было показано выше, существуют две возможные наблюдательные стратегии получения ограничений на рентгеновскую светимость галактических ядер в прошлом с помощью рентгеновских телескопов следующего поколения. Одна состоит в том, чтобы искать рассеянное излучение АЯГ в континууме на высоких энергиях $E \gg kT/(1+z)$, а другая – в использовании ярких резонансных рентгеновских линий. Первый подход особенно перспективен в случае далеких ($z \gtrsim 0.5$) квазаров.

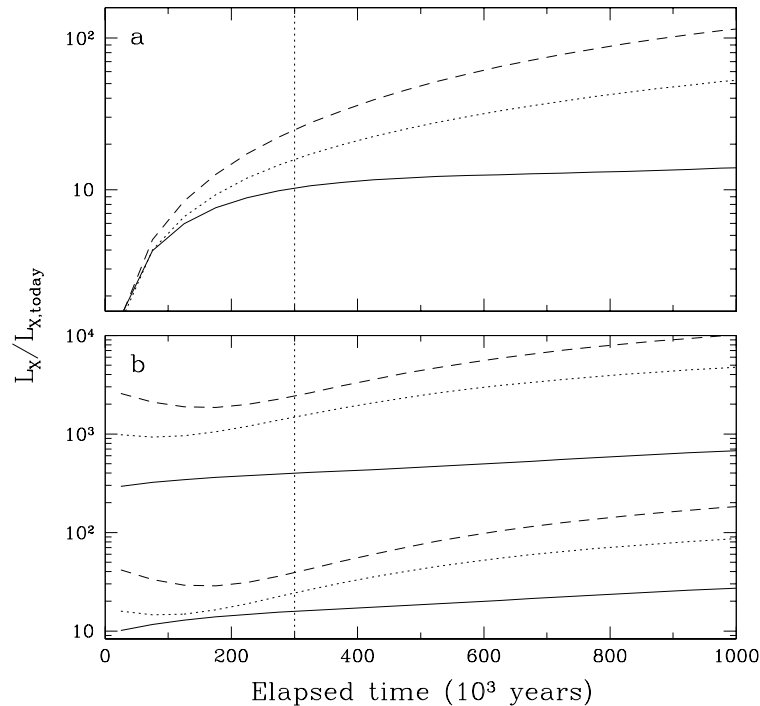


Рис. 3.17: а) Минимальная детектируемая (для $\delta = 10\%$) рентгеновская светимость в прошлом источника Лебедь А в зависимости от времени наблюдения. Измерения проводятся в линии железа 6.70 кэВ. Сплошная линия соответствует случаю отключения АЯГ ($\Delta \rightarrow \infty$). Пунктирная и штриховая линии соответствуют вспышкам АЯГ продолжительностью $\Delta = 5 \times 10^5$ и $\Delta = 2 \times 10^5$ лет, соответственно. Светимость нормирована на нынешнюю рентгеновскую светимость АЯГ. В области слева от вертикальной пунктирной линии результаты не надежны. б) То же, что а), но по данным наблюдений обсерватории Chandra центральной области скопления Лебедь А в рентгеновском континууме ниже 8 кэВ (для $\delta = 100\%$). Также показаны (нижний набор линий) пределы, которые можно было бы получить из наблюдений на энергии $E = 40$ кэВ.

Хотя наше обсуждение в основном касалось АЯГ в центре скоплений галактик, предложенный метод применим и к группам галактик, и к изолированным эллиптическим галактикам. Основным преимуществом скоплений является большая протяженность межгалактического газа, что делает возможным изучение исторической активности АЯГ на больших временных масштабах (вплоть до нескольких млн лет) по сравнению с группами галактик и эллиптическими галактиками (до нескольких сотен тыс. лет). С другой стороны, в случае последних двух типов объектов имеется преимущество, заключающееся в том, что характерные для них температуры газа составляют $kT \sim 1$ кэВ, и в результате коэффициент $\exp(E/kT)$ оказывается значительным уже в стандартном рентгеновском диапазоне (ниже 10 кэВ). Поэтому, например, можно было бы с успехом использовать линию K_α гелиеподобного железа на энергии 6.7 кэВ, так как соответствующие ионы еще достаточно распространены при таких сравнительно низких температурах газа, в то время как столкновительное возбуждение атомного перехода 6.7 кэВ уже практически не работает.

При обсуждении возможности использования метода в случае галактик М87 и Лебедь А мы считали, что в будущих наблюдениях станет возможным различить вклад рассеянного излучения в резонансные линии на уровне 10%. Очевидно, потребуются существенные усилия, чтобы

выйти на такой уровень точности. Одна трудность связана с тем, что измеряемая поверхностная яркость представляет собой интеграл излучения (собственного и рассеянного) по лучу зрения, вдоль которого могут меняться температура и обилие элементов в газе. Оба типа вариаций могут влиять на эквивалентную ширину линии. В принципе, тщательно анализируя спектры и изображения, можно будет определить и вычесть радиальные тренды температуры и обилия элементов. Остающаяся неопределенность должна быть наибольшей в центральных областях скоплений, где часто значительно варьируются как температура газа, так и химический состав, как, например, в случае M87. Вне центральных областей скоплений не должно быть серьезных проблем. Например, в скоплении Лебедь А газ практически изотермический вне центральных ~ 200 кпк [273], при том, что эквивалентная ширина линии меняется только на $\sim 10\%$ при варьировании температуры газа в диапазоне от 7 до 8 кэВ. Таким образом, выйти на уровень детектирования 10% представляется реалистичным.

Ясно, что потенциал метода может быть полностью реализован только в случае, если станет возможно отделять резонансные линии от соседних. Более того, желательно, чтобы были разрешены все важные линии в блендах, такие как разрешенная, интеркомбинационная и запрещенная линии в комплексе линий железа в районе 6.7 кэВ. Тогда можно будет обнаружить даже небольшой вклад рассеянного излучения АЯГ путем сравнения профилей поверхностной яркости в этих линиях. Наши надежды связаны с такими будущими миссиями, как Constellation-X и XEUS, которые обеспечат необходимое энергетическое разрешение (несколько эВ).

3.3 Оценка полной энергии гамма-всплесков

Важной характеристикой космических гамма-всплесков является полная энергия, излученная во время всплеска. Считается, что наблюдаемое излучение создается в сколлимированном в нашу сторону релятивистском джете с углом раскрытия $\theta_0 \ll 1$. Поэтому, если из наблюдений получен проинтегрированный по всплеску поток излучения, а также известно расстояние (красное смещение) до его источника, то полную энергию, излученную вл время всплеска можно определить лишь с точностью до множителя θ_0^2 . Аналогичная неопределенность связана и с оценкой частоты появления гамма-всплесков. Поэтому углы коллимации гамма-всплесков представляют огромный интерес.

Предпринимались попытки оценить θ_0 по наблюдаемому в кривых блеска послесвечения многих гамма-всплесков излому, в предположении, что он происходит в тот момент, когда джет замедлился до $\Gamma < \theta_0^{-1}$ (где Γ – Лоренц-фактор поступательного движения джета). На основе информации о временах излома, собранной для более, чем десяти гамма-всплесков, Фрейл и др. [119] получили значения θ_0 , варьирующиеся в диапазоне от 1° до $> 25^\circ$. Из этого следовал вывод, что полные энергии гамма-всплесков тесно группируются около значения 5×10^{50} эрг. Однако, так как этот результат базировался на определенной интерпретации кривых блеска, а также ввиду того, что не всегда можно однозначно идентифицировать излом в кривой блеска (например, иногда наблюдается несколько изломов и т.д.), следует с большой осторожностью относиться к таким оценкам θ_0 . Более того, как будет обсуждаться в §3.3.3, сейчас уже можно с большой уверенностью говорить, что гамма-всплески не являются стандартными свечами.

Большой интерес также связан с тем, в какой среде происходят гамма-всплески. В рентгеновских спектрах послесвечений многих гамма-всплесков были обнаружены завалы на низких энергиях, свидетельствующее о присутствии на луче зрения большого количества холодного газа ($N_{\text{H}} \sim 10^{22}$ атомов водорода на см^2) [212, 225, 76]. Такие значения N_{H} характерны для гигантских молекулярных облаков в нашей Галактике и согласуются с широко распространенным мнением, что (по крайней мере длинные – $t \gtrsim 1$ сек) гамма-всплески происходят в результате коллапса массивных звезд в областях активного звездообразования [321, 214].

Ниже предлагается экспериментальный метод [256], позволяющий определить напрямую (с некоторыми оговорками) как характерный угол коллимации гамма-всплесков, так и характерную плотность окружающей среды. Метод состоит в поиске рентгеновского излучения гамма-всплеска, рассеянного на окружающем газе. Концептуально он похож на рассмотренный в предыдущей главе метод исследования активности АЯГ в прошлом.

3.3.1 Задержанное рентгеновское излучение от гамма-всплесков

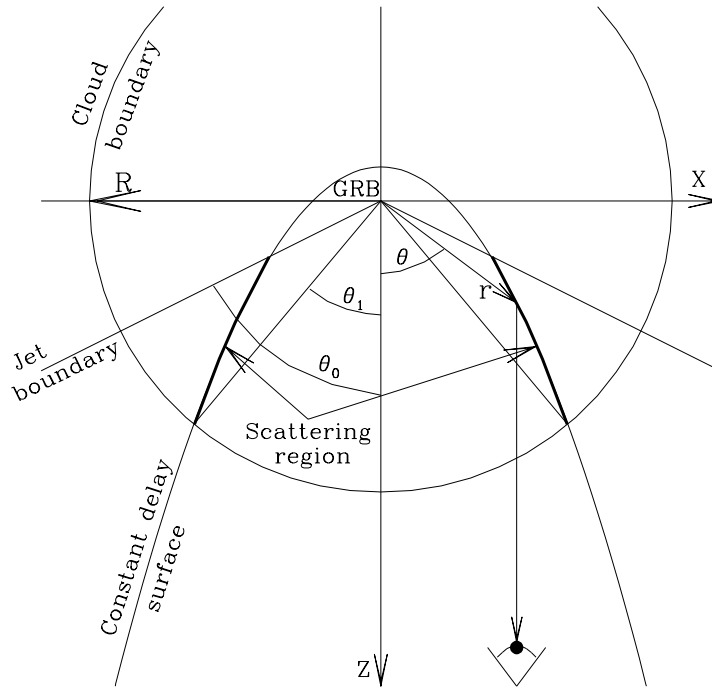


Рис. 3.18: Схема модели, в которой в центре молекулярного облака происходит гамма-всплеск, часть рентгеновского излучения которого рассеивается на окружающем газе и приходит с задержкой к наблюдателю. В данный момент наблюдения рассеянное излучение приходит от точек, лежащих на поверхности параболоида между джетом и границами облака.

Рассмотрим простую модель, изображенную на Рис. 3.18. В центре сферического облака газа с постоянной плотностью n (эквивалентная концентрация атомов водорода) и радиусом R в определенный момент происходит гамма-всплеск. Родительская галактика расположена на красном смещении z . Релятивистская ударная волна ($\Gamma \sim 10^2\text{--}10^3$) распространяется в конусе с углом раскрытия θ_0 , так что только наблюдатели, расположенные в пределах этого конуса, могут получать напрямую рентгеновское и гамма излучение всплеска. Земной наблюдатель расположен точно на оси джета. Задан также интегральный поток гамма-всплеска S_X в рентгеновском диапазоне $[E_1, E_2]$.

Рентгеновское излучение гамма-всплеска, рассеянное на газе, будет детектироваться на Земле через какое-то время t после всплеска. В данный момент излучение приходит с поверхности параболоида с фокусом в местоположении всплеска и осью вдоль луча зрения наблюдателя [63]:

$$r = \frac{ct}{(1+z)(1-\cos\theta)}, \quad (3.58)$$

где θ – угол рассеяния. В этой формуле учтено также космологическое удлинение времени. Как будет обсуждаться ниже (в §3.3.2), интегральный поток раннего ($\lesssim 10^4$ с) рентгеновского послесвечения всплеска может составлять значительную долю интегрального рентгеновского потока самого

всплеска. Так как такое раннее послесвечение, по всей видимости, формируется при взаимодействии джета с внешней средой на расстоянии 0.01–0.1 пк от источника всплеска, выражение (3.58), очевидно, останется хорошим приближением и в этом случае при условии, что размер облака $R \gtrsim 1$ пк.

В отраженный сигнал будет вносить вклад только та часть поверхности (3.58), которая расположена внутри как облака газа ($r < R$), так и джета ($\theta < \theta_0$). Это соответствует (см. Рис. 3.18) диапазону углов $\theta_1 < \theta < \theta_0$, где

$$\theta_1 = \arccos \left(1 - \frac{ct}{R(1+z)} \right). \quad (3.59)$$

Тогда поток рассеянного рентгеновского излучения в диапазоне $[E_1, E_2]$:

$$F_X = S_X n \int_{\theta_1}^{\theta_0} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{dr}{dt} d\Omega, \quad (3.60)$$

где $d\Omega = 2\pi d \cos \theta$, а $dr/dt = c(1+z)^{-1}(1 - \cos \theta)^{-1}$. Дифференциальное сечение рассеяния, которое включает когерентное (рэлеевское) и некогерентное (рамановское и комптоновское) рассеяние, равняется

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = A(\theta) \frac{3\sigma_T}{16\pi} (1 + \cos^2 \theta). \quad (3.61)$$

Коэффициент $A(\theta)$ учитывает то, что рэлеевское рассеяние рентгеновских лучей на малые углы на молекулах водорода и атомах тяжелых элементов, главным образом гелия, более эффективно (в расчете на электрон), чем рассеяние на атомах водорода. При $\theta \rightarrow 0$ величина $A(\theta)$ может меняться от 1 до 2 в зависимости от доли молекулярных водорода и гелия в межзвездной среде; для больших углов рассеяния $A \approx 1$ [33]. Так как нас в основном интересуют ситуации, когда угол раскрытия джета мал ($\lesssim 30^\circ$), а рассеяние происходит в молекулярном облаке, примем для оценок значение $A(\theta) \sim 1.5$.

После интегрирования по телесному углу в (3.60) получаем

$$F_X = \frac{3}{8} A S_X n (1+z)^{-1} c \sigma_T f(\theta_0, \theta_1) f(\theta_0, \theta_1) = \frac{(\cos \theta_0 - \cos \theta_1)(\cos \theta_0 + \cos \theta_1 + 2)}{2} + 2 \ln \frac{1 - \cos \theta_0}{1 - \cos \theta_1} \quad (3.62)$$

Функция $f(\theta_0, \theta_1)$ несет информацию о временной зависимости рассеянного потока. Введя критическое время

$$t_1 = \frac{R(1+z)(1 - \cos \theta_0)}{c}, \quad (3.63)$$

можно переписать (3.62) в виде

$$\begin{aligned} f &= 2 \ln \frac{t_1}{t} - \frac{1 - \cos \theta_0}{2} \left(1 - \frac{t}{t_1} \right) \times \left[4 - \left(1 + \frac{t}{t_1} \right) (1 - \cos \theta_0) \right] \\ &\rightarrow 2 \ln \frac{t_1}{t} \text{ при } t_{\text{GRB}} \ll t \ll t_1, \end{aligned} \quad (3.64)$$

где t_{GRB} – продолжительность всплеска. Отметим, что поток рассеянного излучения стремится к бесконечности при $t \rightarrow 0$ и ограничен лишь продолжительностью всплеска. Это объясняется тем, что на ранних временах основной вклад в поток вносят малые углы рассеяния, а фронт рассеяния быстро движется в нашу сторону: $dr/dt \propto \theta^{-2} \propto t^{-1}$. Если излучение гамма-всплеска сосредоточено в узком конусе, то за медленным (логарифмическим) спадом F_X последует быстрое падение до нуля в тот момент, когда критический угол $\theta_1(t)$ приблизится к углу раскрытия джета θ_0 . Рассеянный сигнал полностью исчезнет при $t = t_1$.

Уравнения (3.62)–(3.64) полностью описывают обсуждаемый эффект. Введя характерные значения параметров, получаем

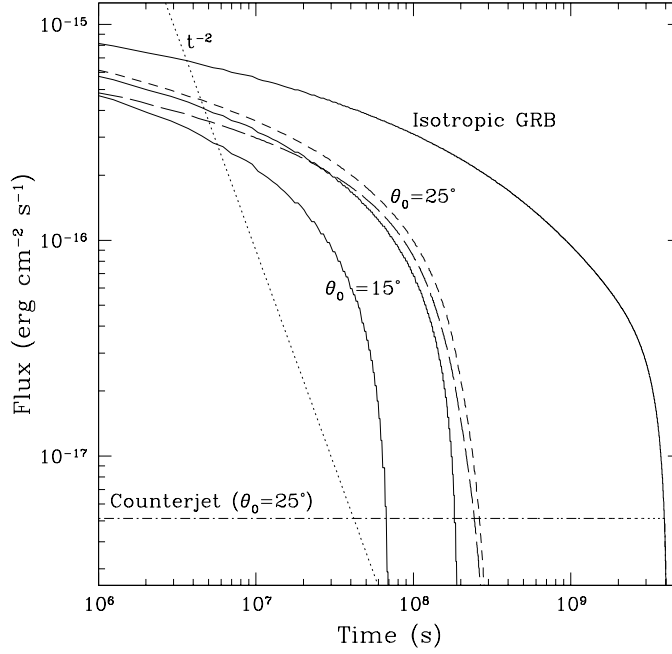


Рис. 3.19: Поток рассеянного рентгеновского излучения в зависимости от времени, прошедшего после гамма-всплеска с $S_X = 10^{-5}$ эрг/см², который произошел на $z = 1$. Различные сплошные линии соответствуют положению гамма-всплеска в центре однородного молекулярного облака с $R = 10$ пк и $n = 10^3$ см⁻³, и различным углам коллимации всплеска: $\theta_0 = \pi, 25^\circ, 15^\circ$. Также показаны кривые блеска в случае гамма-всплеска с $\theta_0 = 25^\circ$ и местоположением в $x = 0.5R, z = -0.5R$ (см. Рис. 3.18) в том же самом однородном облаке (короткие штрихи) и в облаке радиусом $R = 10$ пк, в котором выполняется закон плотности $n(r) = n_0(R/r)$, $n_0 = 5 \times 10^2$ см⁻³ (длинные штрихи). Горизонтальной штрих-пунктирной линией показан рассеянный сигнал от предполагаемого противоположного джета. Пунктирной линией показана кривая блеска рентгеновского послесвечения, примерно как наблюдалось у яркого гамма-всплеска GRB 000926 обсерваторией Chandra в течение $\sim 10^6$ сек после всплеска.

$$F_X = 5 \times 10^{-16} \frac{A}{1.5 \cdot 10^{-5} \text{ эрг/см}^2} \frac{S_X}{10^3 \text{ см}^{-3}} \frac{n}{1+z} \frac{1}{4} \frac{f(t)}{\text{сек}} \text{ эрг/см}^2/\text{сек} \quad (3.65)$$

при

$$t < t_1 = 10^9 \frac{R}{10 \text{ пк}} (1+z)(1 - \cos \theta_0) \text{ сек}; \quad (3.66)$$

$F_X = 0$ при $t > t_1$. Отметим, что $f \sim 4$ соответствует $t \sim 0.1 t_1$.

На Рис. 3.19 представлены примеры кривых блеска рассеянного рентгеновского излучения гамма-всплесков. Одна из приведенных кривых представляет собой эхо от предполагаемого второго джета, который отвернут от нас – соответствующий поток очень слаб. Также приведена экстраполяция кривой блеска рентгеновского послесвечения яркого гамма-всплеска GRB 000926. Это одно из наиболее хорошо изученных послесвечений гамма-всплесков, которое наблюдалось обсерваторией Chandra в течение двух недель ($\sim 10^6$ с) после всплеска, при этом поток спадал по степенному закону с наклоном $\alpha \sim -2$ [220]. Этот пример призван показать, что через

несколько месяцев после гамма-всплеска интенсивность рассеянного излучения может превосходить послесвечение всплеска.

Представим теперь, что в эксперименте удалось измерить величины S_X , z , $F_X(t)$ и t_1 . Это позволит сделать следующие оценки:

$$\theta_0 = \arccos\left(1 - \frac{ct_1}{R(1+z)}\right) \approx 25^\circ \left(\frac{t_1}{10^8 \text{ s}}\right)^{1/2} \left(\frac{10 \text{ пк}}{R}\right)^{1/2} (1+z)^{-1/2}, \quad (3.67)$$

$$n = 2 \times 10^3 \frac{1.5}{A} (1+z) \frac{10^{-5} \text{ эрг/см}^2}{S_X} \frac{F_X(t)}{10^{-15} \text{ эрг/см}^2/\text{сек}} \frac{4}{f(t)} \text{ см}^{-3}, \quad (3.68)$$

где $f(t)$ дано в (3.64).

Очевидно, что выполнив одно или два измерения отраженного сигнала в сильно разнесенные моменты времени $t \ll t_1$, т.е. в квази-плоской части кривой блеска, можно было бы оценить плотность облака или по крайней мере получить верхний предел на нее с точностью до коэффициента порядка 2. Второе (более позднее) измерение желательнее, так как оно позволит примерно определить функцию $f(t)$. Чтобы определить угол коллимации θ_0 , надо иметь лучшую оценку t_1 . Для этого требуются как минимум три измерения потока, а также знание радиуса облака R . Последнюю величину можно оценить, измерив колонку поглощения на луче зрения в рентгеновском спектре всплеска или его послесвечения: $R = N_H/n$. Важно отметить, что θ_0 слабо зависит от всех параметров – см. (3.67).

Среда, в которой произошел гамма-всплеск, может в действительности значительно отличаться от нашей упрощенной модели. Это, однако, не должно сильно сказаться на форме кривой блеска рассеянного излучения. На Рис. 3.19 показаны три разные кривые блеска, рассчитанные для случая джета с углом раскрытия $\theta_0 = 25^\circ$ и облака с радиусом $R = 10$ пк. Они практически не отличаются друг от друга несмотря на то, что в одном случае положение всплеска сдвинуто относительно центра облака, а в другом задано неоднородное распределение газа по облаку. Это имеет простое объяснение: регистрируемый в данный момент сигнал возникает в результате интегрирования по точкам рассеяния, удовлетворяющим условию $\theta_1 < \theta < \theta_0$, которые расположены на различных расстояниях и в различных направлениях от центра облака. Следовательно, поток рассеянного излучения пропорционален некому среднему значению $\langle n \rangle$ плотности газа по поверхности рассеяния и поэтому слабо откликается на изменения геометрии и распределения газа.

Кроме рассеяния, излучение гамма-всплеска будет также испытывать фотопоглощение на нейтральном (или слабо ионизованном) веществе облака. При этом должно формироваться флуоресцентное излучение, в основном в линии K_α железа [125, 67]. Принимая во внимание зависимость сечения фотопоглощения от энергии ($\sigma \approx 3.5 \times 10^{-20} \text{ см}^2 (7.11 \text{ кэВ}/E)^{2.8}$) и флуоресцентный выход (0.34) [4], а также предполагая, что спектр исходного рентгеновского излучения $dN_{\text{photon}}/dE \propto E^{-\gamma}$ с $\gamma \sim 1$ (как обычно наблюдается, [40]) и солнечное обилие железа, находим, что флуоресцентное излучение должно вносить долю $\sim 0.2A^{-1}(1 + \cos^2 \theta)^{-1}$ в полный детектируемый поток в диапазоне 0.3–5 кэВ (что соответствует диапазону 0.6–10 кэВ в системе покоя гамма-всплеска на $z = 1$), т.е. всего $\sim 7\%$ для наиболее интересных углов $\theta \rightarrow 0$, предполагая $A \sim 1.5$. Эта оценка справедлива, пока рентгеновский спектр не сильно поглощен, т.е. при $N_H \lesssim$ несколько $\times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, и не зависит сильно от γ и z . Поэтому можно заключить, что флуоресцентное излучение будет обычно на порядок слабее, чем рассеянная компонента.

3.3.2 Детектируемость эффекта

Насколько реально обнаружить такое рентгеновское эхоГ Из (3.65) следует, что детектирование эффекта оказывается на пределе возможностей действующих рентгеновских обсерваторий Chandra и XMM в случае гамма-всплеска с интегральным рентгеновским потоком $S_X \sim 10^{-5} \text{ эрг/см}^2$, который произошел в молекулярном облаке с плотностью $n \gtrsim 10^3 \text{ см}^{-3}$. Обсудим правдоподобность таких значений параметров.

Во-первых, гамма-всплески с $S_X \sim 10^{-5} \text{ эрг/см}^2$ действительно случаются время от времени, причем здесь речь идет только о потоке мягкого рентгеновского излучения (поток жесткого

рентгеновского и гамма излучения может быть больше на один–два порядка). По нескольку таких всплесков зарегистрировали такие обсерватории как GINGA [324], GRANAT [251], ВерроSAX [40], НЕТЕ [53].

Приводимые в литературе значения интегрального потока обычно относятся к излучению самого всплеска. Однако, есть указания на то [74, 295], §3.3.3, что сравнимый интегральный рентгеновский поток может содержаться в ранних ($\sim 10^4$ с) послесвечениях гамма-всплесков, во время которых спектр излучения обычно мягче, чем во время самого всплеска. Не привлекая спектральную информацию, невозможно разделить вклады всплеска и раннего послесвечения в рентгеновское эхо на ранних временах ($t \ll t_1$). В случае, если раннее послесвечение сколлимировано точно так же, как сам всплеск, остаются справедливы выводы §3.3.1 за исключением того, что в (3.68) S_X надо понимать как сумму интегральных рентгеновских потоков всплеска и раннего послесвечения. Если же раннее послесвечение характеризуется собственным углом коллимации $\theta_a \neq \theta_0$, то по кривой блеска рентгеновского эхо можно будет, в принципе, оценить оба угла.

Что касается плотности газа, то, как упоминалось выше, рентгеновские наблюдения выявили присутствие большого количества холодного вещества ($N_H \sim 10^{22}$ см $^{-2}$) в направлении гамма-всплесков. Такие колонки поглощения характерны для гигантских молекулярных облаков в Галактике и означают плотности $n \sim 3 \times 10^2$ см $^{-3}$ ($N_H/10^{22}$ см $^{-2}$) (10 пк/ R). Это как раз то, что требуется для детектирования рассеянного рентгеновского излучения от ярчайших гамма-всплесков. Напомним, что сам рассматриваемый эффект позволяет получить ограничения на плотность газа.

Правильной стратегией было бы организовать наблюдение положения очень мощного ($S_X \sim 10^{-5}$ эрг/см 2) гамма-всплеска через несколько месяцев после всплеска. Если при этом будет задетектирован рентгеновский поток, надо будет повторить наблюдение (возможно несколько раз) через несколько месяцев или лет. Это позволит восстановить кривую блеска рассеянного излучения и оценить угол коллимации всплеска. В случае отсутствия детектирования, из первого наблюдения можно будет получить интересный верхний предел ($\lesssim 10^3$ см $^{-3}$) на среднюю плотность среды в радиусе несколько парсек вокруг гамма-всплеска. Для того, чтобы обнаружить поток рассеянного излучения порядка несколько 10^{-16} эрг/см 2 /с в диапазоне энергий 0.3–5 кэВ, потребуется наблюдение с экспозицией $\sim 10^5$ с обсерватории Chandra или XMM. При этом достаточно будет собрать всего несколько рассеянных фотонов, так как детальная спектральная информация не требуется. Отметим также, что поток 5×10^{-16} эрг/см 2 /с соответствует светимости (изотропного излучения) порядка 10^{42} эрг/с в случае всплеска на $z \sim 1$. Поэтому рассеянное рентгеновское излучение гамма-всплеска будет превосходить собственное излучение практически любой (неактивной) родительской галактики.

Так как гамма-всплески с $S_X \sim 10^{-5}$ эрг/см 2 случаются на всем небе не более нескольких раз в год, очень важен постоянный мониторинг значительной части неба чувствительным прибором. В последнее время такую роль играет обсерватория Swift.

3.3.3 Уникальный маломощный гамма-всплеск, открытый обсерваторией ИНТЕГРАЛ

Достигнутый в последнее десятилетие значительный прогресс в понимании гамма-всплесков в основном связан с изучением далеких (на красных смещениях $z \sim 1$) событий. Огромным сюрпризом стал гамма-всплеск 25-го декабря 1998 г. [122, 164], полная энергия которого в предположении изотропности излучения ($\sim 10^{48}$ эрг/с) оказалась примерно на 5 порядков ниже обычных значений для космологических гамма-всплесков и почти на 3 порядка ниже предполагаемой стандартной энергии, направленной на коллимацию ($\sim 5 \times 10^{50}$ эрг) [119]. Если излучение GRB 980425 было сколлимировано в нашу сторону, то его настоящая энергия была еще меньше. Долгое время это событие считалось уникальным. При этом оставались некоторые сомнения в правильности отождествления GRB 980425 со сверхновой SN 1998bw, на основе которого было померено красное смещение ($z = 0.0085$) объекта.

Открытый третьего декабря 2003 г. обсерваторией ИНТЕГРАЛ [317] гамма-всплеск GRB 031203 [193] привлек к себе большое внимание тем, что полная энергия, выделенная во время всплеска ($\lesssim 10^{50}$ эрг/с в предположении изотропности излучения), аналогично GRB 980425, оказалась гораздо

меньше, чем у обычных гамма-всплесков, при том, что временной профиль и энергетический спектр всплеска были вполне обычными. Слабым было и послесвечение этого гамма-всплеска [275], как и в случае GRB 980425. Сходство двух всплесков подтверждается еще и тем, что каждый из них был отождествлен со взрывом сверхновой, связанной с коллапсом ядра массивной звезды [177]. Так как оба всплеска были обнаружены только благодаря их относительной близости ($z = 0.106$ в случае GRB 031203 [222]), было высказано предположение [245, 222], что такие малознергичные всплески могут быть более частым космическим явлением, чем “стандартные” всплески большой энергии. Ниже подробно обсуждаются результаты, полученные нами по данным наблюдений GRB 031203 обсерватории ИНТЕГРАЛ.

Результаты наблюдений

3-го декабря 2003 г. в 22:01:28 UTC телескоп с кодирующей апертурой IBIS [303] на спутнике ИНТЕГРАЛ зарегистрировал импульс жесткого рентгеновского излучения длительностью примерно 40 с. Положение источника GRB 031203 было определено с точностью 2.5 угл. мин и уже через 18 с после начала всплеска разослано по всему миру [193].

Всплеск имеет очень простой профиль (Рис. 3.20), характеризующийся быстрым подъемом (~ 1 с) и экспоненциальным затуханием с характерным временем 8 ± 0.5 с. Такие профили встречаются у значительной доли гамма-всплесков. Поток в максимуме составляет 2.6 фот/см²/с или 2.4×10^{-7} эрг/см²/с в диапазоне 20–200 кэВ. Спектр всплеска (Рис. 3.21) тоже ничем не примечателен. Он хорошо описывается простой степенной моделью с фотонным индексом $\Gamma = -1.63 \pm 0.06$. Мы рассмотрели также двухстепенную модель Банда [51]. Принимая наклон степенного спектра на высоких энергиях равным -2 , можно получить нижний предел на энергию максимума спектра (построенного в единицах νF_ν): $E_{\text{peak}} > 190$ кэВ (на уровне достоверности 90%).

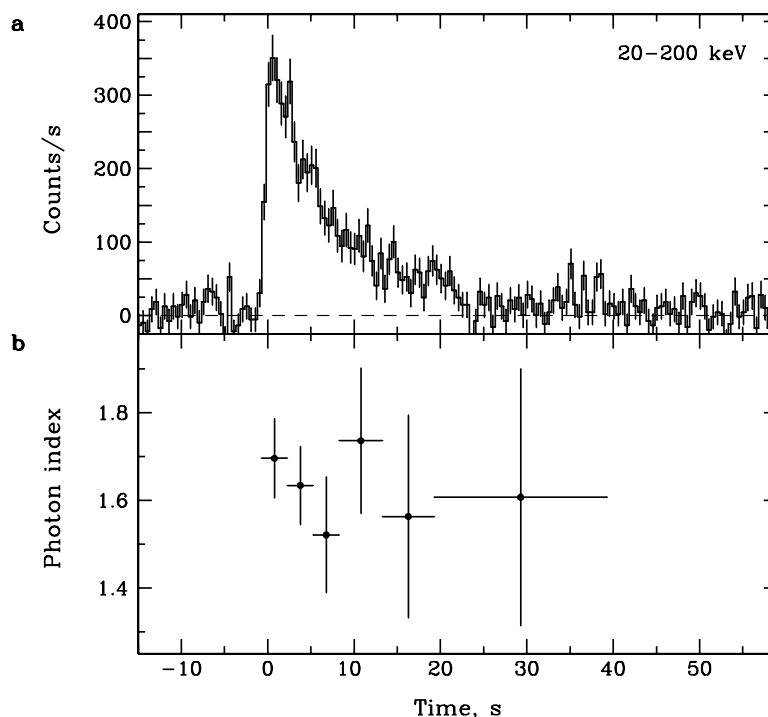


Рис. 3.20: а) Профиль GRB 031203 в диапазоне энергий 20–200 кэВ. б) Эволюция спектрального наклона в диапазоне энергий 20–200 кэВ по ходу всплеска.

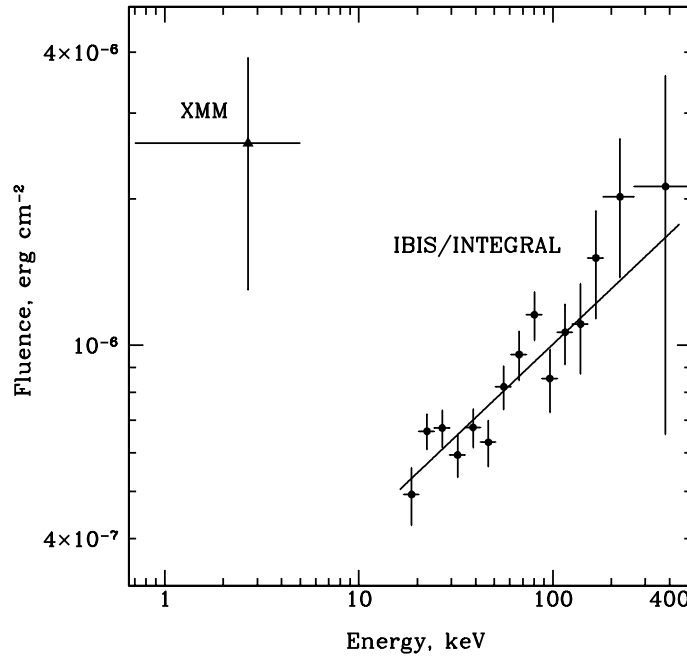


Рис. 3.21: Спектр GRB 031203 в единицах νF_ν . Точки в диапазоне 17–500 кэВ были получены по данным детектора IBIS/ISGRI за первые 20 с всплеска, когда выделилось 80% его полной энергии. Показано наилучшее приближение спектра степенным законом с $\Gamma = -1.63 \pm 0.06$ ($\chi^2/\text{dof} = 14.8/15$). Крестиком в верхнем левом углу рисунка показан интегральный поток в мягких рентгеновских лучах (0.7–5 кэВ), оцененный по данным наблюдений обсерватории XMM рассеянного на пыли излучения.: F_X [314].

Мы не обнаружили значительной спектральной эволюции на коротких (секунды) временных масштабах. Кросс-корреляция кривых блеска, построенных в двух энергетических диапазонах 20–50 кэВ и 100–200 кэВ выявила незначительную задержку (0.24 ± 0.12 с) мягкого излучения относительно жесткого.

Интегральный поток всплеска в диапазоне 20–200 кэВ составляет $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ эрг/см². Для известного красного смещения, предполагая космологические параметры $(H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) = (75 \text{ км/с/Мпк}, 0.3, 0.7)$, находим, что в предположении изотропности излучения во время всплеска выделилась энергия $(4 \pm 1) \times 10^{49}$ эрг (20–200 кэВ). Пусть $\epsilon_{\gamma, \text{iso}}$ – эквивалентная изотропная энергия в диапазоне 20–2000 кэВ. Тогда $6 \times 10^{49} \text{ эрг} < \epsilon_{\gamma, \text{iso}} < 1.4 \times 10^{50} \text{ эрг}$, где диапазон значений связан с неопределенностью спектра выше 200 кэВ.

На основе сравнения GRB 031203 с космологическими гамма-всплесками можно сделать вывод, что при схожих спектрах эквивалентные изотропные энергии всплесков варьируются как минимум на четыре порядка величины. Более того, GRB 031203 явно нарушает два широко обсуждаемых соотношения для гамма-всплесков: 1) между $\epsilon_{\gamma, \text{iso}}$ и положением максимума спектра (в системе покоя всплеска) E_{peak} , 2) между светимостью и задержкой мягкого рентгеновского излучения относительно жесткого. В случае GRB 031203, согласно первому соотношению [40], ожидается $E_{\text{peak}} \sim 10$ кэВ, что как минимум в 20 раз меньше измеренного значения. На основе второго соотношения ожидается задержка в несколько секунд [205, 258], а на самом деле задержки практически нет (Рис. 3.22).

В то же время GRB 031203 по ряду характеристик похож на GRB 980425. Тот всплеск был еще менее энергичным ($\epsilon_{\gamma, \text{iso}} \sim 10^{48}$ эрг) и тоже не подчинялся соотношению $\epsilon_{\gamma, \text{iso}} - E_{\text{peak}}$. Он тоже состоял из одного импульса. Итак, два ближайших всплеска GRB 031203 и GRB 980425 явно выбиваются из распределения космологических гамма-всплесков.

Высказывалось мнение, что такие малоэнергичные события могут быть обычными гамма-всплесками, но только отвернутыми от нас. Тогда по мере замедления джета должно наблюдаться уярчение послесвечения. Содерберг и др. [275] не обнаружили такого уярчения и более того показали, что послесвечение слабое, что подтверждает то, что взрыв был сравнительно малой энергии ($\lesssim 10^{50}$ эрг). Аналогично, по данным радиокалориметрии SN 1998bw на ранних [164] и поздних [274] стадиях получалось $\lesssim 10^{50}$ эрг. Все это свидетельствует о том, что GRB 031203 и GRB 980425 были действительно малоэнергичными событиями.

Обнаружение всего лишь двух событий – GRB 980425 и GRB 031203 – уже позволяет говорить, что подобные события случаются во Вселенной (по крайней мере локальной) весьма часто, возможно гораздо чаще, чем “стандартные” гамма-всплески. Они просто обычно находятся вне пределов досягаемости детекторов гамма-всплесков. В самом деле, интегральный поток от “обычного” гамма-всплеска с $\epsilon_{\gamma, \text{iso}} \sim 10^{53}$ эрг составил бы 10^{-3} эрг/см², если бы он произошел на таком же расстоянии от нас, как GRB 031203 ($z \sim 0.1$). За всю ~ 30 -летнюю историю наблюдений было зарегистрировано всего несколько таких ярчайших всплесков [189, 19, 113]. Недавно открытый обсерваторией Swift близкий ($z = 0.033$) гамма-всплеск (XRF 060218) подтверждает правильность этого вывода [276].

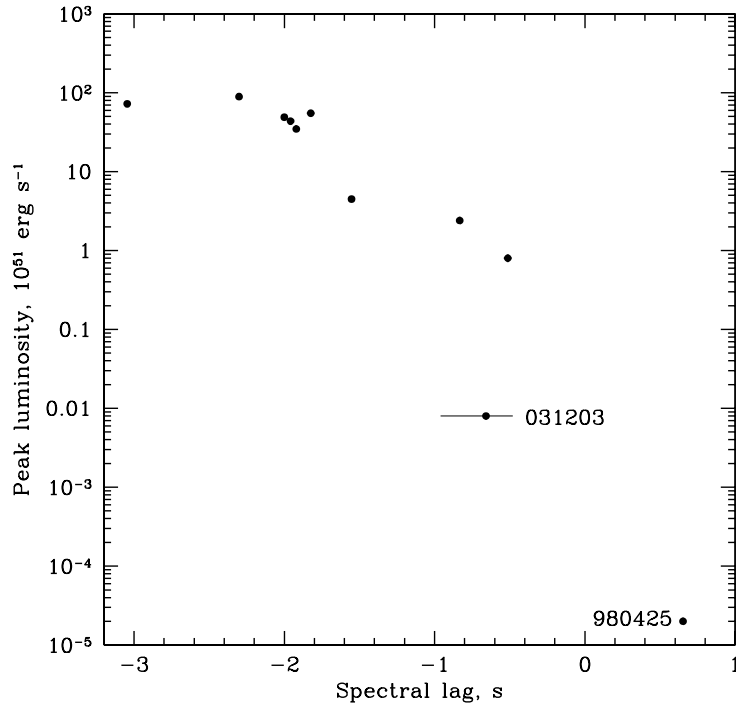


Рис. 3.22: Спектральная задержка в зависимости от светимости гамма-всплеска. Данные для космологических всплесков ($z = 0.84\text{--}4.5$) приняты из [257], при этом задержка определена между излучением в диапазонах 25–50 и 100–300 кэВ, а светимость считается в диапазоне 50–300 кэВ в пике всплеска (предполагая изотропное излучение). Также приведены данные для GRB 980425 [258] и GRB 031203. В последнем случае светимость в пике, измеренная ИНТЕГРАЛОм, была пересчитана в диапазон 50–300 кэВ, а спектральная задержка определена между диапазонами 20–50 и 100–200 кэВ. Все задержки поправлены на космологическое удлинение времени.

Ограничения на позднее рентгеновское излучение от GRB 031203

Дополнительный интерес к GRB 031203 связан с обнаруженным обсерваторией XMM в первые сутки после гамма-всплеска расширяющимся рентгеновским гало вокруг положения всплеска на небе. Это гало имело форму двух концентрических колец. Естественное объяснение состоит в том, что это мягкое рентгеновское излучение от GRB 031203, пришедшее к нам со значительной временной задержкой после рассеяния на двух слоях галактической пыли, расположенных на расстоянии ~ 1 кпк от Земли [307]. Уточненный анализ данных об эволюции этого гало показал, что вызвавшая его рентгеновская вспышка произошла не раньше, чем ~ 100 сек до и не позже, чем ~ 1300 сек после гамма-всплеска [315]. Полученная оценка [315, 294] интегрального потока мягкого рентгеновского излучения на энергиях порядка 1 кэВ, оказалась в несколько раз выше значения, полученного экстраполяцией спектра самого гамма-всплеска, измеренного обсерваторией ИНТЕГРАЛ на энергиях выше 17 кэВ (см. Рис. 3.21). В связи с этим возникает вопрос о происхождении дополнительного мягкого рентгеновского излучения. Мы попытались ответить на этот вопрос, используя верхние пределы на поток рентгеновского излучения до и после гамма-всплеска GRB 031203, полученные по данным ИНТЕГРАЛ [28].

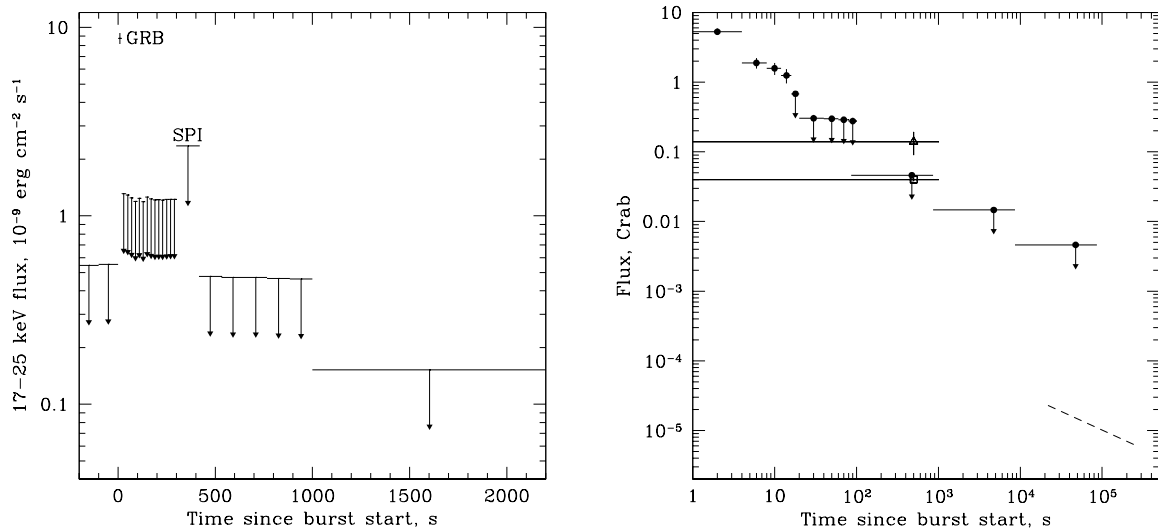


Рис. 3.23: Слева: Кривая блеска GRB 031203 в диапазоне энергий 17–25 кэВ в период времени с -200 по 2200 сек от начала гамма-всплеска по данным детектора IBIS/ISGRI. Верхние пределы означают, что поток не детектировался на уровне значимости выше 3σ . Для интервала 300–416 сек, в который проводилось перенаведение обсерватории, приведен верхний предел, полученный по данным спектрометра SPI. Точка в интервале 0–20 сек соответствует основной фазе гамма-всплеска. Справа: Кривая блеска GRB 031203 в диапазонах энергий 17–25 кэВ (по данным ИНТЕГРАЛ – кружки) и ~ 1 –5 кэВ (по данным XMM – треугольник и квадрат) в единицах потока от Крабовидной туманности. Представлены две различные оценки интегрального потока мягкого рентгеновского излучения: [315] (треугольник) и [294] (квадрат), полученные в предположении, что рентгеновское событие продолжалось в течение $\Delta t = 1000$ сек после начала всплеска. Штрихами показано степенное затухание рентгеновского послесвечения ($f_x \propto t^{-0.55}$) на его поздней стадии [314].

Были проанализированы данные детектора IBIS/ISGRI, покрывающие полчаса до и сутки после всплеска. Не было зарегистрировано рентгеновское излучение от GRB 031203 в диапазонах энергий 17–25 кэВ и 17–60 кэВ за исключением самого ~ 40 -секундного всплеска (Рис. 3.23). Верхние пределы (3σ) на средний поток от GRB 031203 за промежутки времени Δt (сек), исключая сам

гамма-всплеск и короткие периоды перенаведений обсерватории: $\sim 6 \times 10^{-9}(\Delta t)^{-1/2}$ (17–25 кэВ), $\sim 8 \times 10^{-9}(\Delta t)^{-1/2}$ эрг см⁻² сек⁻¹ (25–60 кэВ).

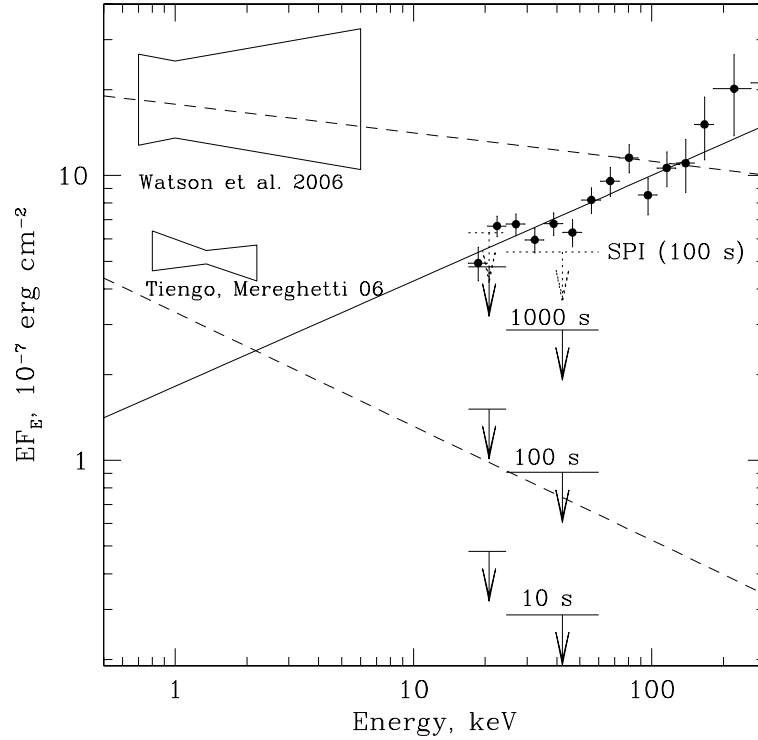


Рис. 3.24: Ограничения на спектр рентгеновского излучения от GRB 031203 по данным обсерваторий ИНТЕГРАЛ и XMM. Кружки с ошибками показывают спектр гамма-всплеска по данным детектора IBIS/ISGRI. Сплошной линией показано наилучшее приближение этого спектра степенной моделью ($\Gamma = 1.63$), продолженное в область низких энергий. Представлены также полученные по данным детектора IBIS/ISGRI верхние пределы (3σ) на поток излучения в диапазонах энергий 17–25 кэВ, 25–60 кэВ за интервал времени 10, 100, 1000 сек вне всплеска, аналогичный предел по данным прибора SPI для $\Delta t = 100$ сек и оценки проинтегрированного по времени спектра мягкого рентгеновского излучения по результатам [315] и [294]. Штрихами показана экстраполяция этих спектров после вычета доли излучения, связанного с гамма-всплеском.

Основной интерес представляют верхние пределы на жесткий рентгеновский поток, полученные по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ для последних ~ 100 сек перед гамма-всплеском и первых ~ 1300 сек после него (Рис. 3.23), так как известно, что именно в этот период выделился основной поток мягкого рентгеновского излучения, который по оценке Ватсона и др. [315] составил $F_X = (2.1 \pm 0.4) \times 10^{-6}$ эрг/см²/кэВ на энергии 1 кэВ. При этом спектр излучения в диапазоне энергий 0.7–6 кэВ был значительно мягче (степенной закон с $\Gamma_X = 2.0 \pm 0.15$), чем спектр самого гамма-всплеска на энергиях выше 17 кэВ ($\Gamma = 1.63 \pm 0.06$). Здесь, однако, необходимо отметить, что оценка полного потока мягкого рентгеновского излучения от GRB 031203 обратно пропорциональна величине оптического поглощения в слоях пыли, с которыми связано эхо (A_V). Приведенная выше оценка была получена для значения $A_V = 2.0$, которое считается наиболее вероятным. Если принять максимально допустимое значение $A_V \sim 2.6$, то значение потока уменьшится на $\sim 30\%$ [315]. Еще большая неопределенность связана с распределением по размеру и другими характеристиками пылинок, т.е. с коэффициентом τ/A_V на энергиях около 1 кэВ, где τ – оптическая толщина рассеивающей пыли [101]. Этим объясняется то, что Тиенго и Меренгетти [294] получили по результатам независимого анализа тех же данных наблюдений XMM значение интегрального

потока мягкого рентгеновского излучения от GRB 031203 примерно в 4 раза меньше, чем Ватсон и др. для того же значения $A_V = 2$: $F_X = (3.6 \pm 0.2) \times 10^{-7}$ эрг/см² в диапазоне энергий 1–2 кэВ. При этом для наклона спектра было получено практически то же значение: $\Gamma_X = 2.1 \pm 0.2$.

Принимая во внимание значительную неопределенность, связанную с коэффициентом τ/A_V , можно рассматривать значения интегрального потока F_X , полученные в двух упомянутых выше работах, в качестве верхнего и нижнего пределов на реальное значение. Эти пределы приведены на Рис. 3.24 вместе с данными обсерватории ИНТЕГРАЛ, а именно спектром гамма-всплеска на энергиях выше 17 кэВ и верхними пределами на поток в диапазонах энергий 17–25 кэВ, 25–60 кэВ для любого эпизода длительностью $\Delta t = 10, 100, 1000$ сек до или после всплеска. Из рисунка следует, что если мягкое рентгеновское излучение выделилось во время гамма-всплеска, то в его спектре должна быть дополнительная мягкая компонента. Отметим, что в спектрах космологических гамма-всплесков, обычно наоборот наблюдается смягчение спектра выше определенной энергии [284, 121]. Дополнительная мягкая компонента не наблюдалась и в спектре маломощного всплеска GRB 980425, которой был измерен в диапазоне энергий 2–700 кэВ обсерваторией ВерроSAX [121].

Можно также предположить, что мягкое рентгеновское излучение выделилось не во время основной фазы гамма-всплеска. В этом случае надо учесть, что оценка мягкого рентгеновского потока по данным наблюдений пылевого эхо, естественно, включает в себя долю, связанную с рентгеновским излучением во время гамма-всплеска, которую можно оценить продолжив степенной спектр, измеренный детектором IBIS/ISGRI в область низких энергий. После вычета этой доли оценка [315] меняется лишь незначительно – поток в районе 1 кэВ уменьшается на $\sim 10\%$, а эффективный наклон спектра мягкого рентгеновского излучения увеличивается до $\Gamma_X \sim 2.1$. Экстраполяция этого спектра в область высоких энергий (Рис. 3.24), проходит значительно выше полученных по данным IBIS/ISGRI верхних пределов на поток в диапазонах энергий 17–25 кэВ, 25–60 кэВ при $\Delta t \sim 1000$ сек и для более коротких интервалов. В то же время после вычета вклада гамма-всплеска поток, полученный [294], уменьшается на $\sim 30\%$, а эффективный наклон спектра мягкого рентгеновского излучения увеличивается до $\Gamma_X \sim 2.4$. Такой одностепенной спектр вполне согласуется с нашими верхними пределами уже при $\Delta t \gtrsim 100$ сек.

Совокупность данных обсерваторий ИНТЕГРАЛ и XMM хорошо согласуется с тем, что основной поток мягкого рентгеновского излучения выделился в течение продолжительного события ($\Delta t \sim 100$ – 1000 сек), которое произошло несколько позже гамма-всплеска. Столь продолжительный эпизод ($\Delta t \gtrsim 100$ сек) мог быть связан как с начальной стадией послесвечения, так и с дополнительным, рентгеновским импульсом, последовавшим за гамма-всплеском. Благодаря обсерватории Swift в последнее время стало возможно систематически исследовать мягкое рентгеновское излучение от источников гамма-всплесков начиная с ~ 100 сек после их детектирования. В отдельных случаях действительно наблюдались мощные продолжительные рентгеновские вспышки через несколько минут после гамма-всплеска, которые возможно были связаны с продолжающейся активностью “центрального двигателя” [75]. Подобный сценарий не исключен и для GRB 031203.

Однако, большинство гамма-всплесков, наблюдавшихся обсерваторией Swift, имеют гладкие рентгеновские кривые блеска после $t \sim 100$ сек, характеризующиеся быстрым спадом потока ($f_X \propto t^{-\alpha}$, $\alpha \sim 3$) в первые несколько минут, за которым следует практически плоский участок ($\alpha \sim 0.2$ – 0.8), вновь сменяющийся через несколько часов сравнительно быстрым затуханием ($\alpha \sim 1$ – 1.5) [206]. При этом спектр излучения ниже 10 кэВ на начальной стадии затухания во многих случаях оказывается существенно мягче спектра самого гамма-всплеска и обычно практически не меняется на последующих стадиях [129, 206]. Интегральный поток мягкого рентгеновского излучения, выделившийся в интервале от ~ 100 до нескольких сотен секунд после всплеска, может составлять заметную долю от интегрального потока жесткого рентгеновского и гамма излучения во время всплеска [84].

Возможно, что в случае GRB 031203 была аналогичная ранняя ($t \lesssim 1000$ сек) стадия рентгеновского послесвечения, когда выделилось $\sim 20\%$ или несколько больше, от полной энергии гамма-всплеска. В пользу этого сценария говорит, в частности, то, что позднее рентгеновское послесвечение GRB 031203 характеризовалось примерно таким же спектром ($\Gamma_X = 1.90 \pm 0.05$, [314]), что и раннее рентгеновское излучение, от которого наблюдалось эхо.

Часть 4

Влияние излучения массивных черных дыр на межзвездную среду

Введение

Массивные черные дыры на космологических расстояниях привлекли внимание больше трех десятилетий назад благодаря тому, что они выделяют очень много энергии в виде излучения на больших энергиях. Это означает, что ближайшие окрестности массивной черной дыры должны испытывать значительный нагрев [21], когда дыра находится во включенном состоянии, т.е. излучает примерно на уровне эддингтоновской светимости для ее массы. Несмотря на это, в большинстве исследований активных ядер галактик (АЯГ) и массивных черных дыр пренебрегалось эффектами обратного воздействия аккрецирующих черных дыр посредством излучения, хотя легко показать [91], что они должны быть значительными как вблизи черной дыры, так и в галактике, окружающей черную дыру.

Сравнение суммарной массы черных дыр в ядрах ближайших галактик с полным потоком излучения ото всех АЯГ на небе говорит о том, что массивные черные дыры выросли в основном за счет радиационно эффективной аккреции, когда их родительские галактики были молодыми. Оценки дают значения эффективности излучения при аккреции ($\epsilon_\gamma \equiv \Delta E_\gamma / (\Delta m_{\text{ВН}} c^2)$) порядка ~ 0.1 – 0.3 [239, 105, 327]. Важно иметь в виду, что эта высокая средняя эффективность означает лишь то, что основная масса черных дыр была накоплена во время эпизодов (возможно коротких) с высокой эффективностью излучения при аккреции и не исключает того, что большую часть своей жизни черные дыры аккрецируют гораздо менее эффективно.

Мощные квазары были гораздо лучше представлены в прошлом (на красных смещениях ~ 2), чем в нынешнюю эпоху, и возникает вопрос, почему самые массивные локальные эллиптические галактики (такие как М87), в центре которых к тому же находятся самые массивные черные дыры, такие спокойные. В эллиптических галактиках содержится значительное количество горячего ($\sim 10^7$ К) газа, который мог бы аккрецировать на центральную дыру в результате быстрого (по сравнению со временем Хаббла) радиационного охлаждения. Бинни и Табор [59] высказали предположение, что обратное воздействие черных дыр может регулировать аккрецию окружающего газа и приводить к картине осцилляций, когда короткие периоды сильной активности в ядре чередуются с гораздо более продолжительными спокойными периодами, в которые и наблюдается абсолютное большинство галактик.

В продолжение этой темы Чиотти и Острайкер [87, 88], используя численные гидродинамические вычисления, рассмотрели сценарий, в котором жесткое рентгеновское и гамма излучение массивной черной дыры в период активности разогревает газ центрального течения охлаждения выше вириальной температуры галактики, что приводит к оттоку газа и отключению центрального источника. После того как в центральных областях галактики снова накопится большое количество охлажденного газа, может начаться новый эпизод активности ядра. Необходимым условием реализуемости этого сценария является то, что характерная комптоновская температура излучения квазара должна быть выше, чем температура газа в потоке охлаждения. Рассматривая

комптоновскую температуру как свободный параметр, эти авторы представили решения для различных значений T_C , варьирующихся от 5×10^7 до 10^9 К, и показали, что результаты качественно не зависят от T_C пока $kT_C/m_p > v_*^2$ – звездной дисперсии скоростей.

Мы попытались вывести на качественно новый уровень рассмотрение радиационного обратного воздействия массивных черных дыр на окружающую межзвездную среду. Для этого мы сначала сформулировали и решили задачу о спектре излучения “среднего квазара” во Вселенной и его важнейшей характеристике – комптоновской температуре (Глава 4.1), а затем использовали этот спектр в качестве входной характеристики для расчета комптоновского и фотоионизационного нагрева газа в поле излучения квазаров (Глава 4.2). В Главе 4.3 будет рассмотрена задача о нагреве газа в результате индуцированного комптоновского рассеяния мощного радиоизлучения квазаров.

4.1 Спектр излучения среднего квазара

Задача усреднения спектров представительной подборки АЯГ не тривиальна ввиду сильной переменности источников со временем, зависимости выходящего излучения от направления и вариаций от объекта к объекту. Мы тем не менее попытались ее решить [246] на основе богатого наблюдательного материала, накопленного в последнее время, включая: 1) измерения совокупного излучения АЯГ на различных длинах волн, 2) оценку пространственной плотности массивных черных дыр в локальной Вселенной и 3) композитные спектры квазаров.

4.1.1 Общие соображения

АЯГ первого и второго типа (непоглощенные и поглощенные источники)

В стандартной картине объединения АЯГ [42] центральная массивная черная дыра окружена тором из холодного плотного вещества, который перехватывает и перераспределяет по частоте и направлению значительную долю излучения, выделяемого при аккреции на черную дыру. С точки зрения наблюдателя АЯГ будет классифицирован как непоглощенный (1-го типа) или поглощенный (2-го типа) источник, если черная дыра наблюдается, соответственно, сквозь открытый конус вдоль оси тора или через стенки тора. Аналогичное разделение на два типа АЯГ могло бы, в принципе, также возникать в результате эволюции галактик и их центральных массивных черных дыр. Независимо от того, что играет основную роль в действительности, ориентация или принадлежность физически различным подклассам, АЯГ 1-го и 2-го типа характеризуются различными спектральными распределениями при наблюдении с удаления.

Несмотря на то, что поглощение и переработка излучения в ядре галактике играет важнейшую роль в формировании выходящего спектра излучения квазаров, можно показать, что его влияние на характерную комптоновскую температуру мало. Для этого запишем стандартное определение комптоновской температуры, т.е. температуры газа, при которой результирующая скорость энергообмена фотонов с электронами при комптоновском рассеянии обращается в нуль, в следующем виде:

$$kT_C = \frac{1 \int_0^{10 \text{ кэВ}} E F_E dE + \int_{10 \text{ кэВ}}^{\infty} a(E) E F_E dE}{4 \int_0^{10 \text{ кэВ}} F_E dE + \int_{10 \text{ кэВ}}^{\infty} b(E) F_E dE}, \quad (4.1)$$

где E – энергия фотона, $F_E(E)$ – плотность потока излучения, а коэффициенты $a(E)$ и $b(E)$ представляют собой поправки Клейна–Нишины, которые становятся важны в жестком рентгеновском режиме. Соответствующие выражения были выписаны в явном виде в Главе 1.2. Отметим, что выражение (4.1) справедливо в пределе $kT_C \ll m_e c^2 = 511$ кэВ; его отличие от точной формулы становится больше 5% при $kT_C > 10$ кэВ, а в общем случае зависимость скорости комптоновского энергообмена нелинейна относительно температуры газа (см. Главу 1.2).

Как будет показано в §4.1.6, в случае квазаров 1-го типа скорость комптоновского нагрева практически полностью определяется излучением на высоких энергиях, т.е. членом $\int_{10 \text{ кэВ}}^{\infty} a(E) E F_E dE$ в числителе выражения (4.1), в то время как комптоновское охлаждение в основном определяется членом $\int_0^{10 \text{ кэВ}} F_E dE$. Последний интеграл представляет собой поток

энергии, проинтегрированной по ультрафиолетовому пику и инфракрасной части спектра квазара. Поэтому оценка

$$kT_C \approx \frac{1}{4} \frac{\int_{10 \text{ кэВ}}^{\infty} a(E) E F_E dE}{\int_0^{10 \text{ кэВ}} F_E dE} \quad (4.2)$$

должна быть верна с точностью несколько процентов в случае АЯГ 1-го типа.

Если мы теперь рассмотрим луч зрения, проходящий сквозь тор холодного вещества, то рентгеновское и гамма излучение на энергиях $E \gtrsim 10$ кэВ практически не испытывает влияния фотопоглощения, если оптическая толщина тора по Томсону не очень велика (пока эффективная колонка атомов водорода $N_H \lesssim 10^{24} \text{ см}^{-2}$). И наоборот, существенная доля излучения, испущенного на энергиях $E \lesssim 10$ кэВ, будет поглощена и переизлучена в инфракрасном диапазоне, однако проинтегрированный по всему спектру поток излучения из-за этого не изменится вследствие закона сохранения энергии. Таким образом, ни числитель, ни знаменатель в (4.2) в первом приближении не зависят от поглощения в торе, и можно ожидать, что если подставить в качестве F_E в (4.2) характерный спектр квазаров 1-го типа, это выражение будет хорошим приближением и для комптоновской температуры излучения квазаров 2-го типа.

Приведенное выше рассмотрение прямо применимо к сценарию, в котором есть две физические популяции источников: поглощенных и непоглощенных. Модели объединения АЯГ на основе ориентации предполагают, что поглощающий тор присутствует во всех АЯГ, но он закрывает телесный угол меньше 4π . В таком случае наблюдатели в открытых направлениях будут принимать как прямое излучение от черной дыры, так и сравнимый поток переработанного инфракрасного излучения от тора. Это может привести к тому, что характерные комптоновские температуры АЯГ 1-го и 2-го типов могут оказаться соответственно несколько ниже или выше полученного в результате усреднения по всем направлениям значения T_C по формуле (4.2).

Итак, характерные скорости комптоновского нагрева и охлаждения (на электрон) на заданном расстоянии от АЯГ ожидаются постоянными в пределах ~ 2 для всех лучей зрения при условии, что исходное излучение изотропно. Из этого следует, что зная усредненный по всем направлениям спектр типичного квазара, можно будет рассчитать с хорошей точностью влияние комптоновского нагрева/охлаждения на межзвездный газ в окрестности квазаров. Отметим, однако, что другие радиационные механизмы, такие как фотоионизация и охлаждение в линиях сильно зависят от колонки поглощения на луче зрения (см. §4.1.7).

Нельзя также исключить, что различные компоненты непрерывного излучения АЯГ, такие как ультрафиолетовый избыток и жесткое рентгеновское излучение, могут иметь несколько отличающиеся угловые распределения. Это повлияет на соотношение скоростей нагрева и охлаждения в (4.2). Так как основной целью данного исследования было получить по возможности неискаженную оценку характерной комптоновской температуры среднего квазара, наши вычисления будут в основном основаны на наблюдательном материале о совокупном излучении популяции АЯГ, к которым относится информация о космическом рентгеновском фоне. Меньше внимания будет уделено другому важному источнику информации – усредненным по большим подборкам спектрам квазаров 1-го типа, так как последние возможно характеризуют лишь излучение в определенном конусе углов или же только определенного подкласса квазаров.

Расчет среднего спектра по данным о совокупном излучении АЯГ

Как было отмечено выше, при определении спектра среднего квазара мы в основном будем опираться на результаты измерений суммарного излучения АЯГ на небе. При этом будет применена стандартная процедура, описанная ниже.

Пусть $\epsilon_E(E, z)$ (эрг/с/см³/кэВ) – проинтегрированное по углам спектральное энерговыделение АЯГ в единичном сопутствующем объеме Вселенной на красном смещении z . Тогда интенсивность суммарного излучения ото всех АЯГ при наблюдениях с $z = 0$:

$$I_E(E) = \frac{c}{4\pi H_0} \int_0^{\infty} \frac{\epsilon_E((1+z)E, z) dz}{(1+z) [\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda]^{1/2}}. \quad (4.3)$$

Мы будем использовать космологическую модель, в которой $\Omega_M = 0.3$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ [210]. Предполагая, что нет эволюции спектров АЯГ с красным смещением, можно записать далее:

$$\epsilon_E(E, z) = \langle F_E(E) \rangle e(z). \quad (4.4)$$

Здесь зависимость $e(z)$ описывает эволюцию объемного энерговыделения АЯГ с красным смещением.

Уравнения (4.3), (4.4) задают соотношение между измеряемым спектральным распределением суммарного излучения АЯГ $I_E(E)$ и усредненным по всем направлениям спектром среднего квазара $\langle F_E(E) \rangle$, который нам необходимо определить.

Уже давно известно, что пик активности квазаров (1-го типа) приходится на $z_{\max} \sim 2$ [260]. Поэтому, если бы был известен суммарный спектр $I_E(E)$, можно было бы сделать примерную оценку $\langle F_E(E) \rangle$ с помощью простой поправки $I_E(E)$ на красное смещение: $E \rightarrow (1 + z_{\max})E$. Более точную оценку можно выполнить на основе (4.3), (4.4), но при этом необходимо иметь информацию о функции эволюции $e(z)$. В нашем расчете предполагался следующий закон эволюции:

$$\begin{aligned} e(z) &= \begin{cases} (1+z)^3, & z \leq z_0 \\ e(z_0) \exp(z_0 - z), & z > z_0 \end{cases} \\ z_0 &= 2.5. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Была также рассмотрена альтернативная зависимость:

$$e(z) = \begin{cases} (1+z)^3, & z \leq z_0 \\ e(z_0), & z > z_0. \end{cases} \quad (4.6)$$

Как будет показано в §4.1.2, оба типа эволюции приводят практически к одинаковым результатам, которые к тому же практически не зависят от значения критического красного смещения, если $z_0 \gtrsim 2$.

Представленные выше зависимости $e(z)$ опираются на следующий наблюдательный материал. По данным оптических обзоров 2dF и Sloan Digital Sky Survey [68, 112], эволюция квазаров примерно описывается зависимостью (4.5) с $z_0 = 2.5$. По данным обзоров обсерваторий ROSAT в мягких рентгеновских лучах (0.5–2 кэВ) [196] и ВерроSAX в стандартном рентгеновском диапазоне (2–10 кэВ) [166], эволюция квазаров примерно следовала (4.6) с $z_0 = 1.5$. Наконец, блазары, наблюдавшиеся в гамма-лучах (выше 20 МэВ) обсерваторией CGRO, демонстрируют эволюцию типа $e(z) \propto (1+z)^3$ как минимум до $z \sim 2$ [83].

Недавние глубокие рентгеновские обзоры обсерваторий Chandra и XMM подтвердили уменьшение концентрации квазаров на $z > 3$ и кроме того продемонстрировали, что пик активности относительно слабых АЯГ ($L_X = 10^{42}$ – 10^{44} эрг/с) пришелся на меньшие красные смещения ($z_0 \sim 0.5$ – 1) по сравнению с квазарами [70]. Это, однако, означает лишь небольшое уменьшение характерного красного смещения АЯГ, создающих космический рентгеновский фон [304]: $c\langle z \rangle \approx 1.5$ до $\langle z \rangle \approx 1$. Мы не будем учитывать эту поправку в нашем расчете спектра среднего квазара, который зависит только от комбинации $1 + \langle z \rangle$.

4.1.2 Излучение на высоких энергиях

Рассмотрим сначала излучение на энергиях выше 2 кэВ. С этим спектральным диапазоном в основном связан комптоновский нагрев в поле излучения квазаров. Сейчас уже надежно установлено, что космический фон рентгеновского и гамма излучения, спектр которого показан на Рис. 4.1, в основном складывается из излучения АЯГ с различными колонками поглощения, светимостями и радиогромкостью (см., например, [128]). Этот вывод основан на: 1) подсчетах рентгеновских источников (примерно 80% фона ниже $E < 5$ кэВ разрешено на отдельные источники [70]), 2) данных о рентгеновских спектрах сейфертовских галактик, 3) измеренном распределении по колонкам поглощения сейфертовских галактик (этот вопрос будет подробно обсуждаться в Части 5), 4) данных о космологической эволюции квазаров, 5) а в гамма-диапазоне также на том, что спектр космического фона аналогичен спектрам блазаров [278].

Это позволяет нам отождествить (с некоторыми оговорками, см. ниже) космический фон рентгеновского и гамма излучения с суммарным спектром излучения АЯГ $I_E(E)$ и в результате определить спектр среднего квазара на высоких энергиях $\langle F_E \rangle$ следуя процедуре, изложенной в §4.1.1.

Спектр космического фона был надежно измерен в диапазонах энергий 3–400 кэВ и 2 МэВ–100 ГэВ обсерваториями HEAO-1 и CGRO. Грубер и др. [136] предложили удобную аналитическую зависимость, хорошо описывающую точки измерений. Спектр имеет максимум (при построении в единицах $E I_E$, см. Рис. 4.1) на ~ 30 кэВ, характеризуется примерно постоянным наклоном ($I_E \propto E^{-\alpha}$) $\alpha \approx 0.3$ при $\lesssim 20$ кэВ, эволюционирующим наклоном $\alpha \sim 1.5$ на энергиях выше максимума до ~ 10 МэВ и примерно степенной зависимостью $\alpha \approx 1.1$ на более высоких энергиях.

Продолжая формулу Грубера вниз до 1 кэВ, находим, что $I_E(1 \text{ кэВ}) = 8 \text{ кэВ/с/см}^2/\text{стер/кэВ}$. Это на 20% ниже, но тем не менее согласуется с недавней оценкой, сделанной по данным наблюдений всего неба обсерватории RXTE [227]. Мы будем поэтому использовать приближение Грубера для описания спектра космического фона во всем диапазоне энергий выше 1 кэВ, за исключением плохо изученной области 0.4–2 МэВ, которая будет исключена из анализа. Будем также считать, что нормировка спектра космического фона известна с точностью 20%.

Итак, примем следующий спектр среднего квазара:

$$\begin{aligned} \langle F_E \rangle &= A \begin{cases} E^{-\alpha} e^{-E/E_1}, & 2 \text{ кэВ} \leq E < E_0 \\ B (1 + k E^{\beta-\gamma}) E^{-\beta}, & E \geq E_0 \equiv (\beta - \alpha) E_1 \end{cases} \\ A &= 2^\alpha e^{2/E_1}, \quad B = E_0^{\beta-\alpha} e^{-(\beta-\alpha)} / (1 + k E_0^{\beta-\gamma}) \\ \alpha &= 0.24, \quad \beta = 1.60, \quad \gamma = 1.06 \\ E_1 &= 83 \text{ кэВ}, \quad k = 4.1 \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Свертка этого спектра с законом эволюции (4.5) воспроизводит с очень хорошей точностью спектр космического фона. Более того, предложенный спектр среднего квазара (Рис. 4.1) практически повторяет форму спектра фона, только его максимум сдвинут в район 60 кэВ. На высоких энергиях шаблон (4.7) нормирован таким образом, чтобы $\langle F_E \rangle(2 \text{ кэВ}) = 1$. Полученный результат слабо зависит от эволюции квазаров на $z > 2.5$ (см. Рис. 4.1). Это связано с тем, что основной вклад в средний спектр вносят квазары, расположенные на $\langle z \rangle = 1.3\text{--}1.8$.

Средний спектр как сумма спектров поглощенных и непоглощенных источников

Легко видеть, что полученный спектр среднего квазара заметно отличается на энергиях ниже нескольких десятков кэВ от наблюдаемых рентгеновских спектров АЯГ как 1-го, так и 2-го типа. Это объясняется тем, что данный средний спектр возник в результате неявного усреднения по источникам с различными колонками поглощения вдоль луча зрения. Чтобы продемонстрировать это, а также для наших последующих расчетов нагрева газа в поле излучения квазаров, введем два дополнительных спектра, один из которых будет представлять квазары 1-го типа, а другой – объекты 2-го типа. Наложим условие, что взвешенная сумма (как будет определено ниже) этих спектров должна совпадать со спектром среднего квазара. Из рассмотрения будут исключены блазары, так как их вклад в средний спектр ниже ~ 500 кэВ незначителен (см. ниже).

Большинство опубликованных данных о рентгеновских спектрах АЯГ относится к близким ($z \ll 0.1$) сейфертовским галактикам относительно малой светимости ($L_X = 10^{42}\text{--}10^{44}$ эрг/с в диапазоне 2–10 кэВ). Например, в [216] был представлен набор широкополосных спектров (0.1–200 кэВ), полученных со спутника ВерроSAX для девяти сейфертовских галактик 1-го типа с $L_X \sim 5 \times 10^{42}\text{--}10^{44}$ эрг/с. Выше нескольких кэВ спектр хорошо описывается моделью, состоящей из степенного закона с экспоненциальным завалом на высоких энергиях ($E^{-\alpha} \exp(-E/E_f)$) и дополнительной компоненты, связанной с комптоновским отражением от холодного вещества (тора или внешних областей аккреционного диска). При этом характерные значения наклона степенного спектра составляют $\alpha \approx 0.8$, а для энергии завала E_f получены значения от 70 кэВ до нижних пределов ~ 300 кэВ; характерное значение $E_f \sim 200$ кэВ. Относительная амплитуда отраженной компоненты составляет $R = 0.5\text{--}1$. Стоит отметить, что впервые укрупнение спектра на энергиях $\sim 50\text{--}100$ кэВ было обнаружено в спектре сейфертовской галактики NGC 4151 телескопом СИГМА на

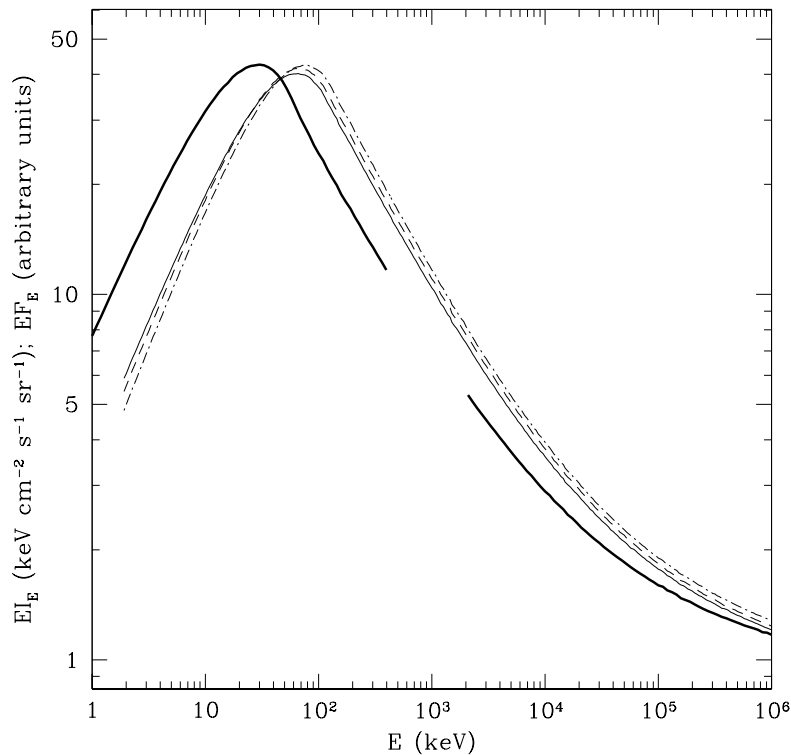


Рис. 4.1: Измеренный спектр космического фона – толстая сплошная линия, и принятый спектр на высоких энергиях (4.7) среднего квазара (в его системе покоя) – сплошная линия. Испытавшее красное смещение суммарное излучение таких квазаров, распределенных по z в соответствии с (4.5) характеризуется спектральным распределением, которое практически совпадает со спектром фона. Для сравнения приведены еще два спектра квазаров, с помощью которых можно получить спектр фона в сценариях эволюции (4.5) с $z_0 = 3$ (штрихи) и (4.6) с $z_0 = 2.5$ (штрих-пунктир).

российском спутнике ГРАНАТ [153]. В описанную выше картину также укладывается интересная сейфертовская галактики GRS 1734–292, для которой мы недавно получили широкополосный рентгеновский спектр по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ (§5.2.2).

Еще один хорошо изученный класс АЯГ – радиогалактики, которые можно считать радиогромкими аналогами сейфертовских галактик. Их рентгеновские спектры аналогичны спектрам сейфертовских галактик, ($\alpha \approx 0.8$, $E_f \gtrsim 100$ кэВ) за исключением того, что отраженная компонента обычно слаба [323, 106, 133]. Необходимо отметить, что исследованные радиогалактики в среднем более мощные ($L_X \sim$ нескольких 10^{44} эрг/с), чем сейфертовские галактики.

К сожалению, имеются лишь весьма скудные сведения о рентгеновских спектрах АЯГ с большой светимостью ($L_X \gtrsim 10^{44}$ эрг/с), расположенных на $z > 0.1$ (которые обычно называются квазарами). Однако, основной вклад в космический фон вносят именно квазары на $z \sim 1-2$ со светимостью $L_X \gtrsim 10^{44}$ эрг/с [304]. Имеющийся наблюдательный материал о квазарах указывает на то, что их рентгеновские спектры не отличается заметно от спектров хорошо изученных близких сейфертовских и радиогалактик. В частности, спектры в диапазоне 1–20 кэВ радиоспокойных и радиогромких квазаров характеризуются наклонами $\alpha \approx 0.8$ [168, 224, 143]. Кроме того, у как минимум двух близких ($z \sim 0.1$) квазаров PG 1416–129 и MR 2251–178 были обнаружены

спектральные завалы на высоких энергиях $E_f \sim 100$ кэВ [279, 209]. Есть указания на то, что отраженная компонента слаба по крайней мере у мощных квазаров с $L_X \sim 10^{46}$ эрг/с [224].

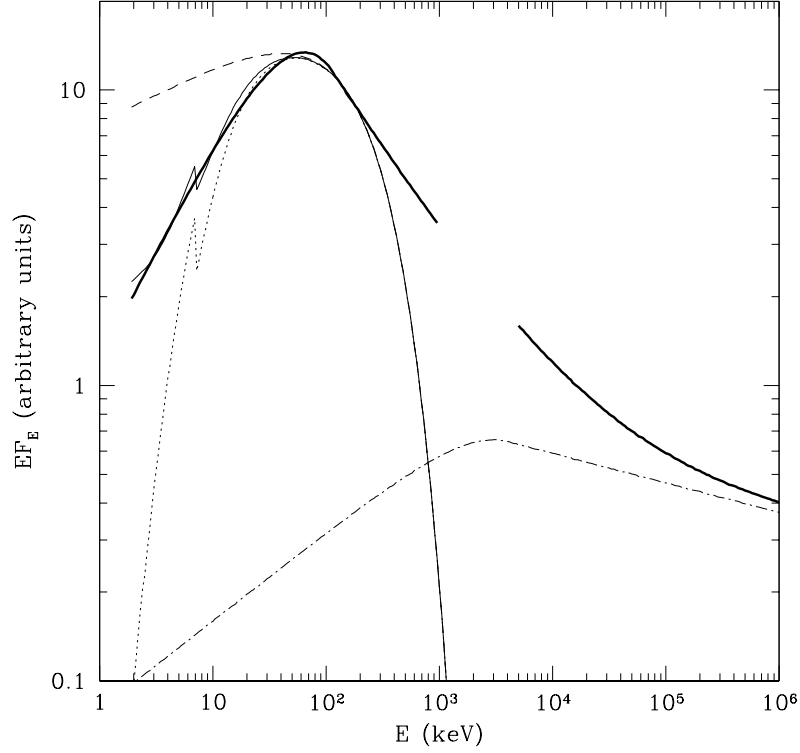


Рис. 4.2: *Толстая сплошная линия:* Принятый спектр среднего квазара (4.7). Пробел на 1–5 МэВ соответствует плохо исследованному участку космического фона (0.4–2 МэВ, см. Рис. 4.1). *Штриховая линия:* Принятый спектр квазара 1-го типа (4.8). *Пунктирная линия:* Принятый спектр квазара 2-го типа (4.9), (4.10). *Сплошная линия:* Взвешенная сумма (4.11) средних спектров 1-го и 2-го типов. *Штрих-пунктирная линия:* Верхний предел (4.12) на вклад излучения блазаров в средний спектр квазаров.

Обобщая изложенные выше наблюдательные факты, можно принять следующий спектр (Рис. 4.2) в качестве характерного для квазаров 1-го типа:

$$\langle F_E \rangle (\text{тип1}) \propto E^{-0.8} e^{-E/200 \text{ кэВ}}. \quad (4.8)$$

Введем еще один спектр (Рис. 4.2), на этот раз для квазаров 2-го типа:

$$\langle F_E \rangle (\text{тип1}) = \langle F_E \rangle (\text{тип2}) \int f(N_H) \exp[-\sigma(E)N_H] dN_H, \quad (4.9)$$

где $\sigma(E)$ – сечение фотопоглощения в холодном веществе с солнечным обилием элементов [199]. Примем лог-нормальное распределение колонок поглощения с центром тяжести на $N_H = 10^{24} \text{ см}^{-2}$:

$$f(\lg N_H) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp[-(\lg N_H - 24)^2]. \quad (4.10)$$

Наш выбор центрального значения $f(\lg N_H)$ в первую очередь диктуется тем, что при $E \lesssim 50$ кэВ спектр среднего квазара (4.7) гораздо более плоский, чем спектр 1-го типа (4.8). Кроме того, медианное значение измеренного распределения по N_H близких сейфертовских галактик 2-го типа составляет $\sim 10^{24}$ см $^{-2}$ (см. Часть 5). Выбранная ширина распределения по N_H (4.10) тоже примерно соответствует наблюдаемому распределению сейфертовских галактик 2-го типа. Для простоты пренебрежем комптоновским рассеянием излучения в поглощающем торе, которое может оказывать серьезное влияние на спектр при $\lg N_H \gtrsim 24.5$ [187]. Стоит отметить, что в рентгеновских спектрах нескольких далеких квазаров был обнаружен завал на низких энергиях [151, 283, 204].

На Рис 4.2 показано, что принятый нами спектр среднего квазара может быть представлен ниже ~ 300 кэВ в виде взвешенной суммы принятых спектров квазаров 1-го и 2-го типов:

$$\langle F_E \rangle \approx 0.25 \langle F_E \rangle_{\text{тип1}} + 0.75 \langle F_E \rangle_{\text{тип2}}. \quad (4.11)$$

Это предполагает соотношение 3 к 1 поглощенных и непоглощенных источников, что примерно соответствует пропорции в локальной популяции сейфертовских галактик (см. Часть 5).

Вклад блазаров

Хотя практически нет сомнений, что в диапазоне 2–300 кэВ принятый нами спектр среднего квазара действительно характеризует излучение обычных квазаров, существует значительная неопределенность в том, что касается области гамма-энергий, где блазары и другие типы объектов могут вносить существенный вклад в полученный на основе космического фона средний спектр.

Популярно мнение [329], что космический фон выше нескольких МэВ состоит в основном из блазаров. Считается, что в случае блазаров мы имеем дело с направленным в нашу сторону излучением релятивистского джета [305], в отличие от квази-изотропного излучения обычных квазаров. Вне зависимости от того, имеются ли отвернутые от нас мощные джеты в большинстве квазаров, или же только в малой их части, важно оценить вклад излучения блазарного типа в средний спектр квазаров.

Спектры блазаров сильно меняются от объекта к объекту, а также со временем. Они обычно состоят из двух широких пиков, положения и относительные амплитуды которых варьируются на порядки величины [118]. Это не мешает нам тем не менее получить довольно интересный верхний предел на вклад блазаров на основе следующих фактов:

- По данным эксперимента EGRET на спутнике CGRO, спектры примерно 50-ти блазаров в диапазоне 30 МэВ–10 ГэВ хорошо описываются простым степенным законом со средним наклоном $\alpha \approx 1.15 \pm 0.04$ [200]. Это значение в пределах ошибок совпадает с наклоном ($\alpha \approx 1.10 \pm 0.03$) спектра космического фона в диапазоне 30 МэВ–100 ГэВ [278].
- Оценки функции светимости гамма-активных блазаров и ее эволюции указывают на то, что блазары вносят по меньшей мере значительный вклад в космический фон гамма-излучения [83, 278].
- Максимум спектров гамма-блазаров обычно приходится на энергии в несколько МэВ и выше [262, 192].
- Наклоны спектров гамма-блазаров между 2 кэВ и несколькими сотнями кэВ сильно варьируются от объекта к объекту вокруг значения $\alpha \approx 0.7$ [192, 291].
- Вклад всех радиогромких квазаров в космический фон в районе ~ 1 кэВ составляет $\lesssim 10\%$ [97], в том числе вклад блазаров $\sim 1\%$ [89].

На основе этих фактов можно получить следующий консервативный верхний предел на вклад излучения блазаров в спектр среднего квазара (Рис. 4.2):

$$\langle F_E \rangle_{\text{блазар}} = \begin{cases} 0.082 E^{-0.7} e^{-E/10^4 \text{ кэВ}}, & 2 \text{ кэВ} \leq E < 4 \text{ МэВ} \\ 1.52 E^{-1.1}, & E \geq 4 \text{ МэВ}. \end{cases} \quad (4.12)$$

Вклад других типов источников

Самая большая неопределенность связана с участком 300 кэВ–10 МэВ среднего спектра (Рис. 4.2). Во-первых, плохо промерен фон в соответствующем диапазоне 400 кэВ–2 МэВ. Во-вторых, не только АЯГ могут создавать фон в этом диапазоне энергий. В качестве возможного кандидата предлагались сверхновые типа Ia [293, 237]. Нельзя также исключить, что основной вклад вносит подкласс блазаров, максимум спектра которых приходится на ~ 1 МэВ [64, 89], хотя до сих известно лишь несколько подобных объектов.

К счастью, хотя неопределенность, связанная с излучением среднего квазара на энергиях выше 300 кэВ, и велика, она не может оказать существенного влияния на наши оценки темпа нагрева и охлаждения межзвездной среды в поле излучения квазаров (§4.1.6).

4.1.3 Ближнее инфракрасное–мягкое рентгеновское излучение

Рассмотрим теперь диапазон энергий 1 эВ–2 кэВ (что соответствует длинам волн λ от 1.2 мкм до 6 Å). Так как практически нет данных о суммарном излучении АЯГ в этом спектральном диапазоне, наше рассмотрение будет отличаться от предшествующего.

В стандартной картине объединения АЯГ поглощающий тор из пыли и газа с поверхностной плотностью $N_{\text{H}} \sim 10^{22}\text{--}10^{24}$ см $^{-2}$ прозрачен для рентгеновских квантов с энергией выше ~ 10 кэВ, а также для инфракрасного и низкочастотного излучения на $\lambda \gtrsim 10$ мкм. При этом практически все излучение от ближнего инфракрасного (ИК) до мягкого рентгеновского, испущенное центральным источником в направлении тора, будет переизлучено в ИК и субмиллиметровом диапазонах. Можно поэтому ожидать, что спектр среднего квазара на 1 эВ–2 кэВ будет доминирован излучением от непоглощенных источников. Это позволяет воспользоваться имеющимся богатым наблюдательным материалом по спектрам квазаров 1-го типа, который можно обобщить в следующем виде:

$$\langle F_E \rangle = 1.20 \begin{cases} 159E^{-0.6} & 1 \text{ эВ} \leq E < 10 \text{ эВ} \\ E^{-1.7} e^{E/2 \text{ кэВ}} & 10 \text{ эВ} \leq E < 2 \text{ кэВ}. \end{cases} \quad (4.13)$$

Отметим, что 10 эВ соответствует примерно $\lambda_{\text{Ly}\alpha} = 1216$ Å а принятая нормировка спектра (4.13) такова, что он стыкуется с рентгеновским спектром (4.7) на $E = 2$ кэВ.

Спектр (4.13) основан на таких данных о квазарах, как каталог ультрафиолетовых (УФ) спектров, снятых телескопом им. Хаббла [292], средние спектры в оптическом и УФ диапазонах по данным обзора SDSS [306], спектры в диапазоне 0.2–2 кэВ по данным Bright Quasar Survey обсерватории ROSAT [167], распределение значений характерного наклона α_{OX} спектра в диапазоне 2500 Å–2 кэВ [328, 311], спектральный атлас квазаров Элвиса и др. [104].

Часто используемый эффективный наклон спектра α_{OX} особенно важен для нас, так как он вместе со спектром жесткой рентгеновской компоненты определяет соотношение амплитуд жесткого рентгеновского и УФ пиков в спектре квазара. Согласно (4.13), $\alpha_{\text{OX}} = 1.4$. Для сравнения, средние спектры из атласа [104] радиоспокойных и радиогромких квазаров характеризуются значениями $\alpha_{\text{OX}} = 1.4$ и $\alpha_{\text{OX}} = 1.3$, соответственно. По данным рентгеновских наблюдений (обсерваторий ROSAT, Chandra и XMM) оптически отобранных квазаров из обзора SDSS Вигнали и др. [311] получили зависимость α_{OX} от УФ светимости квазара в его системе отсчета: $\alpha_{\text{OX}} \approx 1.5$ при $L_{2500 \text{ Å}} \sim 10^{30}$ эрг/с/гц и ≈ 1.7 при $L_{2500 \text{ Å}} \sim 10^{32}$ эрг/с/гц. Эти значения монохроматической светимости соответствуют рентгеновским светимостям $L_{2\text{--}10 \text{ кэВ}}$ от $\sim 10^{44}$ до $\sim 10^{46}$ эрг/с, и, как было отмечено в §4.1.2, нижние значения из этого диапазона характерны для квазаров, создающих космический рентгеновский фон. Таким образом, $\alpha_{\text{OX}} \approx 1.5$ можно считать характерным глобальным значением.

Шаблон (4.13) обладает рядом характерных свойств наблюдаемых спектров квазаров, к которым относятся завал около $\lambda_{\text{Ly}\alpha}$ [292] и постепенное уплощение в диапазоне 0.2–2 кэВ. Необходимо отметить, что принятый спектр существенно более красный, чем спектр УФ избытка, предсказываемый простыми теоретическими моделями стандартного аккреционного диска [159].

Принимая во внимание остающуюся неопределенность в значении α_{OX} , можно считать, что отношение светимостей рентгеновской компоненты (4.13) и УФ компоненты (4.7) в спектре среднего квазара может отличаться от принятого нами до ~ 2 раз. Отметим, что согласно недавним

наблюдениям, спектр в УФ-области меняется не сильно от квазара к квазару: для заданной светимости разброс значений характерного наклона α_{OX} лжказывается порядка 0.1 [311], что соответствует вариациям отношения $\nu L_{\nu}(2 \text{ keV})/\nu L_{\nu}(1200 \text{ \AA})$ примерно в 2 раза.

4.1.4 Среднее инфракрасное–субмиллиметровое излучение

Рассмотрим наконец излучение на длинах волн $\lambda > 1$ мкм. Аналогично ситуации с жестким рентгеновским излучением, поглощенные и непоглощенные источники должны вносить сравнимые вклады в суммарное излучение квазаров на ИК и субмиллиметровых длинах волн. Можно получить ограничения на спектр среднего квазара на $\lambda > 1$ мкм, используя следующие данные и факты:

- Спектр космического фона (за вычетом реликтового излучения Вселенной) в области 125–2000 мкм, измеренный в эксперименте FIRAS на спутнике COBE[117].
- АЯГ, создающие основную часть космического рентгеновского фона, вносят менее 10% в космический фон излучения в районе 850 мкм [264, 110].
- Интенсивность космического фона на 15 мкм составляет $E I_E(15 \text{ мкм, сум}) \approx 3 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$ [120, 103], причем лишь около 17% приходится на АЯГ, которые составляют $\sim 85\%$ фона в диапазоне 2–10 кэВ [111]. Поэтому можно оценить суммарное излучение квазаров в среднем ИК диапазоне как $E I_E(15 \text{ мкм}) = 0.5 \pm 0.15 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$ [111, 103].
- Верхние пределы на космический фон при $\lambda < 40$ мкм, налагаемые отсутствием искажений в спектрах блазаров на энергиях порядка ТэВ [120].

Вся эта информация собрана вместе на Рис. 4.3. Радиационный обмен энергией между квазаром и окружающим газом не зависит от формы спектра на инфракрасных длинах волн. Важна лишь полная светимость в этом спектральном диапазоне, для которой можно получить интересные ограничения.

ИК излучение радиоспокойных квазаров (и значительная доля ИК излучения радиогромких квазаров) испускается пылью, разогретой в поле излучения квазара [54]. Следовательно, каким бы не было спектральное распределение ИК излучения квазара или ансамбля квазаров, оно не может быть уже, чем модифицированное чернотельное излучение монотемпературной пыли:

$$F_E(\text{пыль}) \propto \frac{E^{3+\beta}}{\exp(E/kT_d) - 1}, \quad (4.14)$$

где T_d – температура пыли, $\beta \sim 1-2$ показатель излучательной способности пыли, и мы предположили, что излучение оптически тонкое (влияние значительной оптической толщи можно учесть корректировкой параметров β и T_d).

На Рис. 4.3 приведены несколько возможных спектров суммарного излучения квазаров, рассчитанных по формулам (4.3)–(4.5) для модельного спектра (4.14), принимая различные значения T_d . Нормируя получающиеся спектры на $\lambda = 15$ мкм на измеренное значение $0.5 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$, получаем верхний предел на интегральное ИК излучение квазаров в зависимости от характерной температуры пыли T_d . Таким образом находим, что $\int I_E dE < 15 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$ и $< 8 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$ при $T_d = 100$ и 1500 К , соответственно. При этих предельных значениях температуры пыли достигается максимально возможная светимость. Если допустить разброс температур пыли, то получается более общий верхний предел: $\int I_E dE \lesssim 20 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$.

С другой стороны, можно получить жесткий нижний предел на интегральный поток ИК излучения квазаров:

$$I_{\text{ИК}} \equiv \int_0^{1\text{эВ}} I_E dE > 0.8 \pm 0.3 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}. \quad (4.15)$$

Это минимальное значение соответствует излучению пыли с $T_d \approx 400 \text{ К}$ (см. Рис. 4.3), а приведенные ошибки отражают погрешность измеренной интенсивности суммарного излучения квазаров на $\lambda = 15$ мкм.

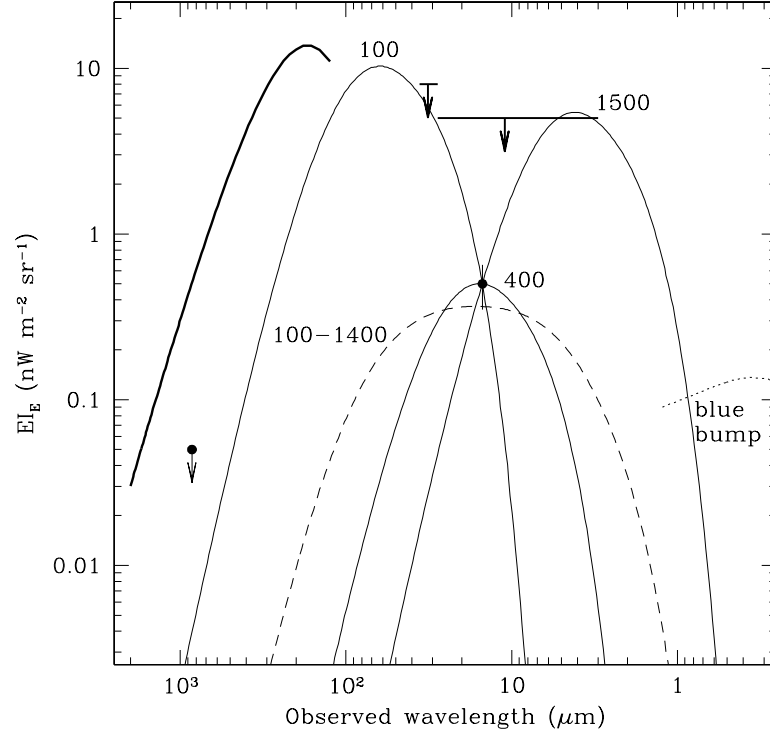


Рис. 4.3: Ограничения на спектр суммарного излучения квазаров в ИК и субмиллиметровой областях: измерение на $\lambda = 15$ мкм, верхний предел на $\lambda = 850$ мкм, спектр COBE/FIRAS полного внегалактического фона в области $\lambda = 125\text{--}2000$ мкм (толстая сплошная линия), верхние пределы на фон в области $\lambda = 3\text{--}40$ мкм. Эти данные допускают различные ИК спектры среднего квазара, в том числе модифицированный спектр чернотельного излучения (4.14) – результат свертки этого спектра с функцией эволюции квазаров (4.3)–(4.5), показан для $\beta = 2$ и трех значений эффективной температуры пыли (указанных рядом с кривыми), которые либо максимизируют либо минимизируют интеграл $E I_E$. Дополнительное интегральное ограничение (4.21) позволяет получить принятый средний спектр квазара в ИК диапазоне (4.22) (штриховая линия, после свертки с зависимостью эволюции квазаров). Также показан (пунктиром) принятый средний спектр квазара в области УФ избытка (4.13) (после свертки с функцией эволюции квазаров и с нормировкой, заданной космическим рентгеновским фоном).

Дополнительное ограничение на основе аргумента Золтана Существует дополнительная возможность получить верхний предел на $I_{\text{ИК}}$ на основе аргумента Золтана [277]. Он состоит в том, что при аккреции на все образованные к настоящему времени массивные черные дыры могло излучиться конечное количество энергии, которое зависит лишь от суммарной массы черных дыр и средней радиационной эффективности аккреции.

Суммарная масса черных дыр на единицу объема в локальной Вселенной оценивается как $\rho_{\text{ВН}} = (3 \pm 1) \times 10^5 M_{\odot} \text{ Мпк}^{-3}$ [327, 39]. Предполагая, что вся эта масса была накоплена за счет аккреции с независимой от красного смещения излучательной эффективностью ϵ_{γ} , получаем верхний предел на интегральный поток излучения квазаров:

$$I_{\text{полн}} \equiv \int_0^{\infty} I_E dE \leq \frac{\epsilon_{\gamma} c^3 \rho_{\text{ВН}}}{4\pi} \frac{\int e(z)/(1+z) |dt/dz| dz}{\int e(z) |dt/dz| dz} \approx (1.7 \pm 0.6) \frac{\epsilon_{\gamma}}{0.1} \text{ нВт/м}^2/\text{стер}. \quad (4.16)$$

Полный поток $I_{\text{полн}}$ складывается из трех составляющих: излучения на высоких энергиях (> 1 кэВ), излучения в области УФ избытка ($1 \text{ эВ} < E < 1 \text{ кэВ}$) и ИК излучения ($< 1 \text{ эВ}$). Первая

из этих компонент может быть найдена прямым интегрированием спектра фона, показанного на Рис. 4.1:

$$I_{\text{рентг}} = 0.29 \pm 0.06 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}, \quad (4.17)$$

где приведенная погрешность отражает неопределенность в нормировке фона.

Более консервативный предел может быть получен интегрированием рентгеновского фона только в диапазоне 1–150 кэВ, где точно доминирует излучение АЯГ:

$$I_{1-150 \text{ кэВ}} = 0.21 \pm 0.04 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}, \quad (4.18)$$

Соответствующий интеграл по УФ области может быть найден подстановкой спектра (4.7), (4.13), в выражения (4.3)–(4.5), и используя нормировку, заданную рентгеновским фоном:

$$I_{\text{УФ}} = 0.4_{-0.2}^{+0.4} \text{ нВт/м}^2/\text{стер}, \quad (4.19)$$

где приведенные ошибки примерно отражают неопределенность, связанную со спектрами квазаров 1-го типа.

Теперь можно поставить верхний предел на совокупное ИК излучение квазаров ($\lambda > 1 \text{ мм}$):

$$I_{\text{ИК}} = I_{\text{полн}} - I_{\text{УФ}} - I_{1-150 \text{ кэВ}} \leq (1.7 \pm 0.6) \frac{\epsilon_\gamma}{0.1} - 0.7 \pm 0.3 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}. \quad (4.20)$$

Данный предел согласуется с полученным ранее нижним пределом (4.15) на $I_{\text{ИК}}$, если $\epsilon_\gamma > 0.05$. Это означает, что массивные черные дыры должны были в основном расти за счет радиационно эффективной аккреции через стандартный диск. К такому же выводу ранее пришли и другие исследователи [105, 327]. Если дополнительно потребовать $\epsilon_\gamma \leq 0.1$, то из пределов (4.15), (4.20) следует, что

$$I_{\text{ИК}} = (1.0 \pm 0.6) \text{ нВт/м}^2/\text{стер}. \quad (4.21)$$

В изложенном выше выводе неявно предполагалось, что излучение квазаров связано исключительно с аккрецией на массивные черные дыры. Наблюдения свидетельствуют в пользу этой гипотезы, исключая существенный вклад звездообразовательной активности в болометрическую светимость квазаров. В самом деле, спектры десятков ярких квазаров, полученные со спутника ISO [139, 221] и в других экспериментах [55, 96], построенные в единицах EF_E , показывают широкий пик между $\lambda \sim 1 \text{ мкм}$ и $\lambda \sim 60 \text{ мкм}$, который объясняется излучением пыли с максимальной температурой $\sim 1500 \text{ К}$ (которая соответствует температуре испарения пылинок). То что основная доля инфракрасной светимости испускается на длинах волн короче 60 мкм означает, что пыль с температурой ниже $\sim 50 \text{ К}$ не важна с энергетической точки зрения. Это в свою очередь означает [235], что ИК излучение квазаров является в основном результатом переработки пылью УФ излучения квазаров, а не звездообразования в родительской галактике.

Итак, используя оценку (4.21) можно принять следующий ИК спектр среднего квазара:

$$\langle F_E \rangle = 2.0 \times 10^{42} \int_{130 \text{ К}}^{1300 \text{ К}} \frac{E^5 T_d^{-7}}{\exp(E/kT_d) - 1} dT_d, \quad E < 1 \text{ эВ}, \quad (4.22)$$

где E и T_d измеряются в кэВ и К, соответственно.

Данный спектр, уже больше напоминающий наблюдаемые спектры квазаров, чем (4.14), соответствует модели оптически тонкого модифицированного ($\beta = 2$) чернотельного излучения пыли с температурой в диапазоне 100–1400 К. Численный коэффициент в (4.22) определен по отношению к рентгеновской компоненте (4.7) и соответствует $\int_0^{1.3 \text{ Б}} I_E dE = 1.0 \text{ нВт/м}^2/\text{стер}$. Верхнее значение T_d выбрано так, чтобы обеспечить непрерывность спектра на 1 эВ при переходе от (4.22) к (4.13), а нижняя граница T_d и форма спектра выбраны весьма произвольно, только чтобы не приводить к противоречиям с измеренным суммарным потоком излучения квазаров на $\lambda = 15 \text{ мкм}$ (Рис. 4.3).

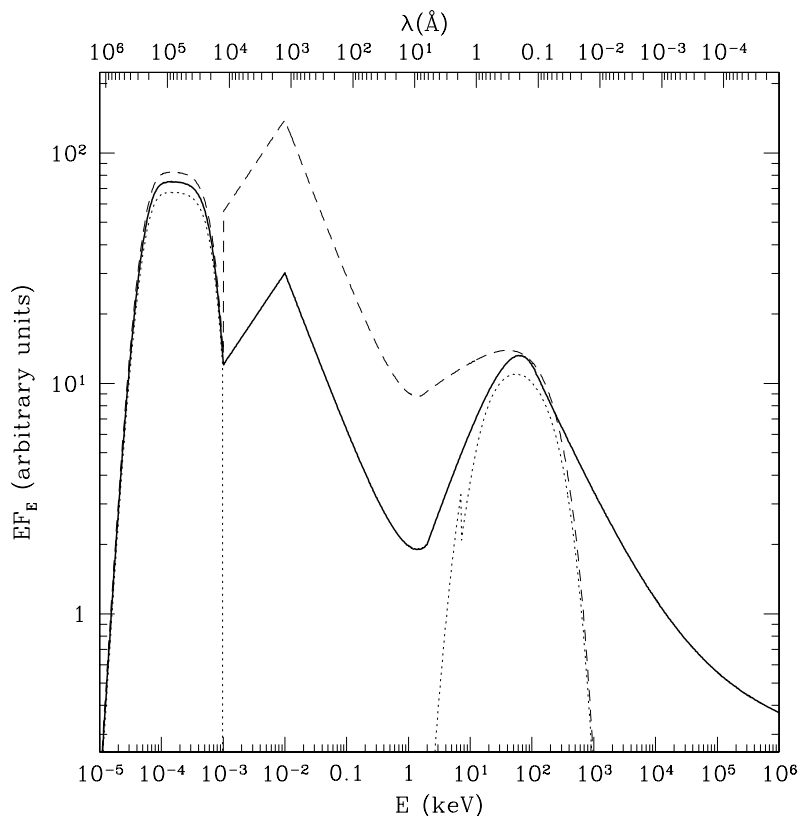


Рис. 4.4: *Сплошная линия*: принятый широкополосный спектр среднего квазара. *Штриховая линия*: принятый спектр квазара 1-го типа, умноженный на 1.1. *Пунктирная линия*: принятый спектр квазара 2-го типа, умноженный на 0.9. Взвешенная сумма спектров 1-го и 2-го типов (не показана) практически совпадает со средним спектром на энергиях ниже 300 кэВ.

4.1.5 Широкополосный спектр

Теперь наконец-то можно соединить различные части спектра среднего квазара. В полученном широкополосном спектре (Рис. 4.4) имеются три максимума светимости: в ИК области, в УФ области и в жесткой рентгеновской области. Радиоконponentу излучения квазаров ($\lambda > 1$ см) можно не учитывать, так как ее вклад в полную светимость очень мал. Это следует из оценки поверхностной яркости внегалактического фона на радиочастотах — $\int I_E dE \sim 10^{-4}$ нВт/м²/стер [71, 102], а также из того факта, что радиосветимости радиоспокойных (радиогромких) квазаров составляют $\sim 10^{-5}$ (10^{-3}) от светимости ИК и УФ компонент [104]. Отметим, однако, что вблизи или внутри джетов квазаров может играть важную роль нагрев газа в результате индуцированного комптоновского рассеяния радиоизлучения (Глава 4.3).

На Рис. 4.4 также представлены два дополнительных спектра, которые могут считаться характерными для квазаров 1-го и 2-го типов, хотя эти шаблоны были получены не так строго как средний спектр. Конкретно были наложены следующие ограничения:

- Отношение поглощенных и непоглощенных источников составляет 3 к 1,
- В рентгеновском диапазоне спектры 1-го и 2-го типов даны формулой (4.8) и (4.9), соответственно.

- В спектре 2-го типа нет УФ избытка.
- Во всех трех представленных шаблонах ИК компонента одинакова.

Взвешенная сумма принятых спектров 1-го и 2-го типов практически совпадает со спектром среднего квазара на энергиях ниже ~ 300 кэВ. Напомним, что эта верхняя граница возникла из принятой в (4.8) энергии завала (200 кэВ) и что остается существенная неопределенность в положении этого завала у сейфертовских галактик и квазаров.

4.1.6 Комптоновская температура

Теперь можно определить комптоновскую температуру T_C излучения среднего квазара. Интегралы, описывающие скорости комптоновского нагрева и охлаждения, хорошо определены в случае среднего квазара. Во-первых, спектр высокоэнергичной компоненты хорошо известен ниже 300 кэВ, а неопределенность в его нормировке составляет всего $\sim 20\%$ – см. (4.17). Во-вторых, неопределенность, связанная с проинтерполированным по всему спектру потоком излучения составляет $\sim 40\%$, как следует из (4.15), (4.16), (4.20). Поэтому можно определить весьма точно комптоновскую температуру из условия $(dE_e/dt)_+ + (dE_e/dt)_- = 0$ по формулам, которые были приведены в Главе 1.2:

$$T_C = (1.9 \pm 0.8) \times 10^7 \text{ К.} \quad (4.23)$$

Следует подчеркнуть, что этот результат базируется на следующих надежно установленных фактах: 1) хорошее знание как спектра, так и нормировки космического рентгеновского фона, 2) нижний предел на суммарное излучение квазаров в ИК области по результатам сравнения глубоких рентгеновских и ИК обзоров, 3) верхний предел на полный поток излучения квазаров, который следует из оценки локальной массы черных дыр на единицу объема. Интересно, что информация о спектрах квазаров в области УФ избытка играла сравнительно небольшую роль при выводе (4.23). Действительно, вклад УФ пика в скорость комптоновского нагрева незначителен, а его вклад в скорость комптоновского охлаждения составляет $\sim 25\%$, что меньше указанной в (4.23) неопределенности в значении T_C для среднего квазара.

Температура (4.23) получена для всего спектра, включая гамма-область. Если исключить область выше 300 кэВ, про которую пока не доказано, что в космический фон основной вклад вносят АЯГ, то:

$$T_C(< 300 \text{ кэВ}) = 1.3 \times 10^7 \text{ К.} \quad (4.24)$$

Таким образом, излучение на энергиях выше 300 кэВ вносит менее 30% в полный комптоновский нагрев (его вкладом в комптоновское охлаждение можно пренебречь). Вклад излучения выше 500 кэВ составляет $< 20\%$, из чего следует, что квазары не вносят существенного вклада в усредненный по Вселенной темп нагрева газа за счет АЯГ.

Можно рассчитать аналогичным образом комптоновские температуры для спектров квазаров 1-го и 2-го типов:

$$T_C(\text{тип1}) = 0.8 \times 10^7 \text{ К, } T_C(\text{тип2}) = 2.0 \times 10^7 \text{ К.} \quad (4.25)$$

Эти значения менее надежны, чем комптоновская температура среднего квазара в виду большей неопределенности, связанной с исходными спектрами.

4.1.7 Нагрев/охлаждение частично ионизованного газа

До сих пор мы рассматривали только комптоновские нагрев и охлаждение. Однако, при значительной плотности газа, он может быть не полностью ионизован даже в мощном поле излучения квазара. Тогда будут играть роль также нагрев за счет фотоионизации и охлаждение посредством непрерывного и линейчатого излучения. Эта ситуация рассматривается ниже.

Предположим, что газ оптически тонкий и находится в ионизационном равновесии. Отметим, что характерные времена ионизации и рекомбинации обычно намного короче характерных времен

комптоновского нагрева и охлаждения. Будем предполагать по умолчанию солнечное обилие элементов из [135]. При таких предположениях как ионизационное равновесие, так и скорости нагрева и охлаждения полностью определяются мгновенной температурой газа, спектральным распределением излучения и ионизационным параметром [290]. Последнюю величину определим следующим образом:

$$\xi \equiv \frac{L_{\text{bol}}}{nr^2} = 1.4 \times 10^9 \frac{L_{\text{bol}}}{L_{\text{edd}}} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \frac{1 \text{ см}^{-3}}{n} \left(\frac{1 \text{ пк}}{r} \right)^2, \quad (4.26)$$

где L_{bol} (эрг/с) – болометрическая светимость центрального квазара, проинтегрированная по 4π , L_{edd} – эддингтоновская светимость черной дыры, n – концентрация ядер водорода, r – расстояние до источника. Далее предположим, что с точки зрения черной дыры 3/4 всего неба закрыто, а 1/4 открыта и что выходящий спектр описывается моделью 1-го или 2-го типа (Рис. 4.4) в зависимости от того, какая часть неба наблюдается. Согласно этой картине, наблюдатели расположенные на одинаковом расстоянии от источника, но на различных лучах зрения, зарегистрируют равные потоки излучения на энергиях выше ~ 20 кэВ и ниже ~ 1 эВ, но те, кто смотрят через поглощающий тор, не увидят оптическое, ультрафиолетовое и мягкое рентгеновское излучение квазара.

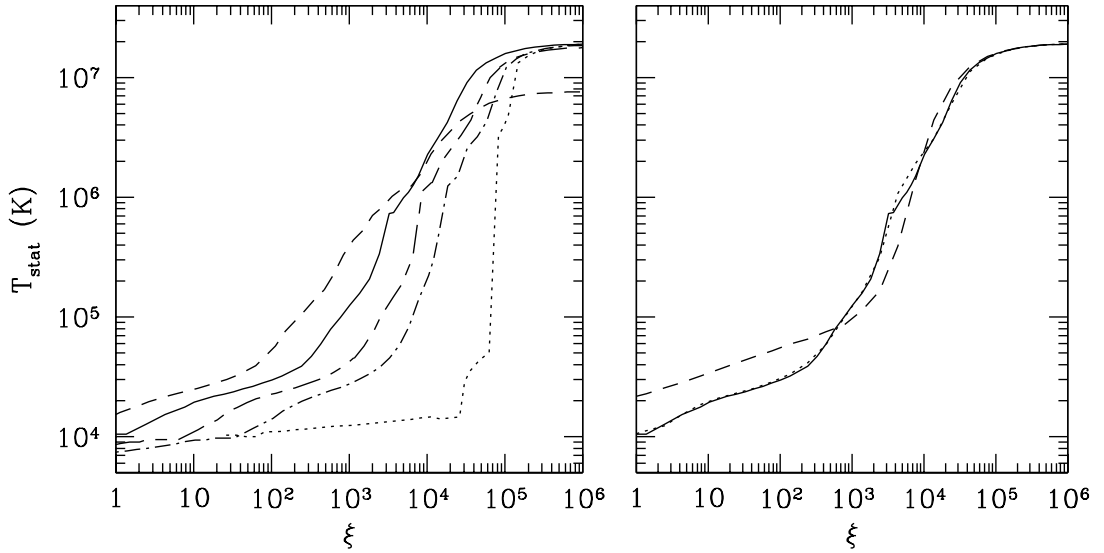


Рис. 4.5: Слева: Зависимость параметра ионизации (4.26) от стационарной температуры плазмы с солнечным химическим обилием при облучении различными спектрами: среднего квазара (сплошная линия), 1-го типа (штрихованная линия), 2-го типа (пунктирная линия), а также $\langle F_E \rangle(\text{тип}2) + 0.01 \langle F_E \rangle(\text{тип}1)$ (штрих-пунктирная линия) и $\langle F_E \rangle(\text{тип}2) + 0.05 \langle F_E \rangle(\text{тип}1)$ (линия из коротких и длинных штрихов). Справа: Влияние химического состава плазмы на зависимость $T_{\text{eq}}(\xi)$ в случае спектра среднего квазара. Сплошная линия – солнечное химическое обилие, пунктирная линия – в отсутствии железа, штриховая линия – водородо-гелиевый газ.

Мы выполнили расчет, используя известный фотоионизационный код XSTAR [154], в который был добавлен блок, отвечающий за расчет комптоновского нагрева и охлаждения по формулам (1.40), (1.41). В нашей версии программы также учитывается нагрев, связанный с комптоновским рассеянием жестких рентгеновских квантов на связанных электронах в атомах водорода и гелия.

Так как используемое в пакете XSTAR определение ξ отличается от нашего (4.26), полезно привести соотношения между L_{bol} и обычно используемым потоком ионизирующего излучения F_{ion} (в диапазоне энергий от 13.6 эВ до 13.6 кэВ) для направлений с поглощением и без, а также в среднем по 4π :

$$\frac{\langle 4\pi r^2 F_{\text{ион}} \rangle}{L_{\text{bol}}} = 0.13,$$

$$\frac{4\pi r^2 F_{\text{ион}}}{L_{\text{bol}}}(\text{непогл}) = 0.50, \frac{4\pi r^2 F_{\text{ион}}}{L_{\text{bol}}}(\text{погл}) = 0.012. \quad (4.27)$$

Предположим теперь, что облученный газ имел достаточно времени, чтобы достичь теплового равновесия. На Рис. 4.5 показана зависимость от ξ стационарной температуры газа T_{eq} для различных типов спектра, представленных на Рис. 4.4. Также показано влияние химического обилия на кривую $T_{\text{eq}}(\xi)$.

Видно, что газ достигает комптоновской температуры, описанной (4.23)–(4.25), когда $\xi \gtrsim 10^5$. Газ при этом практически полностью ионизован, а в установлении теплового равновесия основная роль играют комптоновские нагрев и охлаждение. При $\xi \lesssim 10^5$ кривые $T_{\text{eq}}(\xi)$ не сильно отличаются в случаях среднего спектра и спектра 1-го типа и определяются главным образом балансом между фотоионизационным нагревом и различными механизмами охлаждения (подробное обсуждение физики вопроса можно найти в [155]).

Следовательно для заданной светимости L_{bol} и радиального распределения газа $n(r)$ радиус $r(\xi = 10^5)$ определяет размер зоны комптоновского нагрева, в которой газ может достичь равновесия с температурой $T = T_{\text{C}}$. Интересно рассмотреть в качестве примера M87 – гигантскую эллиптическую галактику в скоплении Девы. В ядре M87 находится черная дыра массой $3 \times 10^9 M_{\odot}$. Галактика содержит горячий ($T \sim 10^7$ K) газ плотностью $n \sim 0.1, 0.05, 0.02 \text{ см}^{-3}$ на $r = 1, 4, 10$ кпк от центра (см. Часть 3). В этом случае внешняя граница зоны комптоновского нагрева оказалась бы на расстоянии $r(10^5) \approx 1$ кпк, если бы ядро M87 включилось на эддингтоновской светимости.

При $\xi < 10^5$ зависимость $T_{\text{eq}}(\xi)$ заметно отличается в случае спектра 2-го типа, т.е. когда практически отсутствует УФ и мягкое рентгеновское излучение. В этом случае есть узкая переходная зона в районе $\xi \sim 10^5$, которая разделяет области высоких и низких стационарных температур: $T_{\text{eq}} = T_{\text{C}} \sim 10^7$ и $\sim 10^4$ K. Известно, что решение в этом переходном режиме не стабильно [72, 155].

Представленные на Рис. 4.5 результаты указывают на то, что нагрев в поле излучения квазара может сильно различаться при $\xi \lesssim 10^5$, т.е. вне зоны комптоновского нагрева, если плазма находится на луче зрения, проходящем через тор, а не в поле прямого излучения квазара. Это означает возможность существенно анизотропного нагрева окружающей среды квазара: сильный фотоионизационный нагрев будет происходить лишь в пределах открытых конусов вдоль оси тора.

Такая ситуация, однако, представляется маловероятной, так как она возникла из-за полного отсутствия УФ и мягкого рентгеновского излучения в принятом нами спектре 2-го типа. В действительности анизотропия нагрева существенно уменьшится, если хотя бы малая часть ионизирующего излучения, испущенного вдоль оси тора, будет рассеяна во все стороны на межзвездной среде вне тора. Об этом говорят результаты наших расчетов для двух модельных спектров: $\langle F_E \rangle(\text{тип2}) + 0.01 \langle F_E \rangle(\text{тип1})$ и $\langle F_E \rangle(\text{тип2}) + 0.05 \langle F_E \rangle(\text{тип1})$. Это соответствует тому, что рассеивающий излучение газ имеет толщину по Томсону $\tau_{\text{T}} \sim 0.04$ и ~ 0.2 , соответственно, предполагая, что газ ионизован и закрывает по меньшей мере $f = 1/4$ неба. Как видно из Рис. 4.5, добавка даже такого небольшого количества рассеянного ионизирующего излучения кардинально меняет ситуацию, значительно уменьшая отличия получающейся кривой $T_{\text{eq}}(\xi)$ от случаев среднего спектра и спектра 1-го типа. В таком случае квазар окажет сравнимое влияние на газ, расположенный во всех направлениях от черной дыры, не только внутри, но и вне зоны комптоновского нагрева.

Ряд наблюдательных фактов действительно свидетельствуют о наличии значительного количества теплого ($T \sim 10^{4.5} - 10^6$ K) ионизованного газа в ядрах сейфертовских галактик [161]. Например, в галактике NGC 1068 с такой плазмой связывают поляризованный рассеянный оптический свет [197], а также рассеянный континуум, рекомбинационное излучение и резонансное рассеяние в рентгеновском диапазоне [301, 208]. С тем же самым газом связывают особенности поглощения в УФ и мягких рентгеновских спектрах сейфертовских галактик и некоторых квазаров [124, 185]. Кроме того, в спектрах $\sim 10\%$ квазаров наблюдаются широкие линии поглощения, которые, по-видимому, возникают в веществе, вытекающем из ядра со скоростью $\sim 10^4$ км/с,

и не исключено, что такой отток вещества происходит в большинстве квазаров [134]. Наконец, у радиогалактик на больших красных смещениях наблюдается сильное излучение в УФ линиях и континууме вдоль оси радиоисточника, что обычно интерпретируется как рассеяное излучение центрального квазара [297]. Все эти факты говорят о том, что теплый или горячий газ, для которого $\tau_T f \lesssim$ несколько процентов, возможно всегда присутствует в ядрах квазаров.

4.2 Обратное воздействие квазаров посредством излучения и рост массивных черных дыр в эллиптических протогалактиках

Практически все эллиптические галактики бедны межзвездным газом [211]. С другой стороны, в центрах эллиптических галактик всегда находят массивные черные дыры, и существует сильная корреляция между характерной звездной дисперсией скоростей σ в галактике и массой черной дыры $M_{\text{ВН}}$ [114, 298], а также между $M_{\text{ВН}}$ и массой звезд галактики M_* [175]. Есть ли связь между этими фактами? В последние годы многими исследователями обсуждалась возможность того, что ключевым фактором коэволюции массивных черных дыр и галактик было обратное воздействие квазаров [59, 87, 271, 132, 157, 202]. Интересно, что очень мало внимания получил механизм, связанный с нагревом газа в поле рентгеновского излучения аккрецирующей массивной черной дыры, несмотря на то, что практически все массивные черные дыры, по всей видимости, когда-то прошли через стадию квазара. Мы рассмотрели эту задачу [247], используя полученный выше спектр среднего квазара.

Необходимо подчеркнуть, что нагрев в поле излучения квазара не является единственным и даже необязательно основным механизмом обратной реакции аккрецирующей черной дыры на газ в эллиптических галактиках. Бинни и Табор [59] высказали гипотезу, что радиоджеты могут быть значительными поставщиками механической энергии в окружающую среду, и это предположение проверялось в целом ряде исследований. В последние годы накопились факты, свидетельствующие о том, что значительные радиационные потери за счет охлаждения горячего газа в центральных областях скоплений галактик могут быть компенсированы выделением механической энергии из центральных гигантских эллиптических галактик [86], в которых обычно находятся АЯГ малой светимости. Однако, не очевидно, что все АЯГ, и в частности мощные квазары, испускают радиоджеты, в то время как все производят излучение на высоких энергиях. В любом случае, оба механизма дополняют друг друга, а нами исследуется только влияние энерговыделения в виде электромагнитного излучения.

4.2.1 Энергетика радиационного обратного воздействия

Излучение, выделяющееся при аккреции на массивную черную дыру, может, в принципе, влиять как на сам аккреционный поток внутри сферы влияния черной дыры, т.е. в центральных 1–100 пк галактики (см. формулы (4.48), (4.50) ниже), так и на межзвездный газ на больших расстояниях. Мы рассчитали эффекты, возникающие и в том и в другом случае. Необходимо сразу подчеркнуть, что значительного обратного воздействия черной дыры можно ожидать только, в том случае, если ее светимость L приближается к эддингтоновской светимости

$$L_{\text{edd}} = 1.3 \times 10^{46} \frac{M_{\text{ВН}}}{10^8 M_{\odot}} \text{ эрг/с.} \quad (4.28)$$

Это оправдывает применение полученного нами ранее спектра среднего квазара для описания излучения аккрецирующих массивных черных дыр в приведенных ниже расчетах.

Прогрев сферического аккреционного течения на черную дыру

На основе гидродинамических расчетов Чиотти и Острайкер [88] пришли к выводу, что в эллиптических галактиках из-за обратного воздействия невозможна стабильная аккреция газа на центральные черные дыры на субкритических темпах, если эффективность преобразования массы

в излучение ϵ ($\equiv \Delta E_\gamma / \Delta mc^2$) высока (~ 0.1), что характерно для квазаров. Во время эпизодов с большой светимостью жесткое рентгеновское излучение черной дыры сильно разогревает газ в результате комптоновского рассеяния, что приводит к оттоку массы из центральных областей и временному выключению квазара. При этом, модельные спектры излучения, использовавшиеся [88], были заданы весьма произвольным способом и в основном характеризовались высокой комптоновской температурой ($\sim 10^8$ – 10^9 К). Интересно проверить, останутся ли выводы Чиотти и Острайкера справедливыми, если использовать спектр среднего квазара, полученный нами из наблюдений, и кроме того учесть нагрев, связанный с фотоионизацией металлов в газе. Наше рассмотрение ниже будет во многом повторять выполненные ранее полуаналитические расчеты прогрева квазисферических аккреционных потоков газа в поле излучения центрального источника [91, 162].

Полученная в Главе 4.1 зависимость равновесной температуры газа T_{eq} с нормальным химическим обилием в зависимости от параметра ионизации ξ (4.26) в диапазоне 2×10^4 – 10^7 К хорошо описывается формулой

$$T_{\text{eq}}(\xi) \approx 2 \times 10^2 \xi \text{ К}, \quad (4.29)$$

в то время как при $\xi \ll 100$ и $\xi \gg 5 \times 10^4$, соответственно, $T_{\text{eq}} \approx 10^4$ К и 2×10^7 К. На Рис. 4.6 построены линии постоянной T_{eq} на плоскости $(r, nL_{\text{edd}}/L)$ для черных дыр масс $M_{\text{BH}} = 10^8 M_\odot$ и $M_{\text{BH}} = 10^9 M_\odot$ (отметим, что при построении графика использовалась точно рассчитанная зависимость $T_{\text{eq}}(\xi)$).

Пусть гравитационный потенциал создается только черной дырой. Тогда условие

$$\frac{5}{2} k T_{\text{eq}}(\xi) - \frac{GM_{\text{BH}} \mu m_p}{r} > 0 \quad (4.30)$$

(здесь $\mu = 0.61$ – средний молекулярный вес) является необходимым для того, чтобы расположенный на расстоянии r газ с плотностью n был нагрет до температуры T_{eq} излучением от черной дыры и выброшен из ее потенциальной ямы¹. Для заданных значений M_{BH} , L/L_{edd} и r , газ с плотностью ниже критического значения, неявно определенного в (4.30), не может аккрецировать на черную дыру. Это соответствует заштрихованным зонам на Рис. 4.6.

Сформулируем теперь условия для протекания аккреции Бонди внутри сферы влияния черной дыры в присутствии сильного излучения из центра. При этом надо понимать, что из-за наличия у аккрецирующего вещества углового момента, вокруг черной дыры, несомненно, образуется аккреционный диск или более сложное центральное течение. Однако темп притока вещества вполне может определяться внешним течением типа Бонди.

Течение Бонди становится сверхзвуковым внутри радиуса

$$R_B = \frac{GM_{\text{BH}} \mu m_p}{2\gamma k T} = 16 \text{ пк} \frac{1}{\gamma} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_\odot} \left(\frac{T}{10^6 \text{ К}} \right)^{-1}, \quad (4.31)$$

где T – температура на R_B , а скорость звука $c_s = \sqrt{\gamma k T / \mu m_p}$. Мы будем предполагать $\gamma = 1$ (изотермическое течение), хотя результаты и практически не зависят от γ . Сравнение (4.30) и (4.31) говорит о том, что аккреция типа Бонди газа с температурой T может быть нарушена, если светимость центрального источника L станет больше некоторого критического значения L_{crit} , когда $T_{\text{eq}}(R_B) \gtrsim T$:

$$L_{\text{crit}}(T) = \xi(T) R_B^2(T) n(R_B), \quad (4.32)$$

где $\xi(T)$ – параметр ионизации, соответствующий $T_{\text{eq}} = T$. Если $L > L_{\text{crit}}$, то газ вблизи R_B будет нагреваться. С другой стороны, светимость центрального источника определяется условиями вблизи R_B (если $L < L_{\text{edd}}$):

$$L = \epsilon c^2 \times 4\pi R_B^2(T) c_s(T) \times \mu m_p n_t(R_B), \quad (4.33)$$

¹Отметим, что в случае, если светимость черной дыры приближается к L_{edd} , давление излучения эффективно понизит ее потенциал, что может привести к оттоку вещества в направлениях, не закрытых аккреционным диском даже при более низких значениях ξ , чем требуется в (4.30).

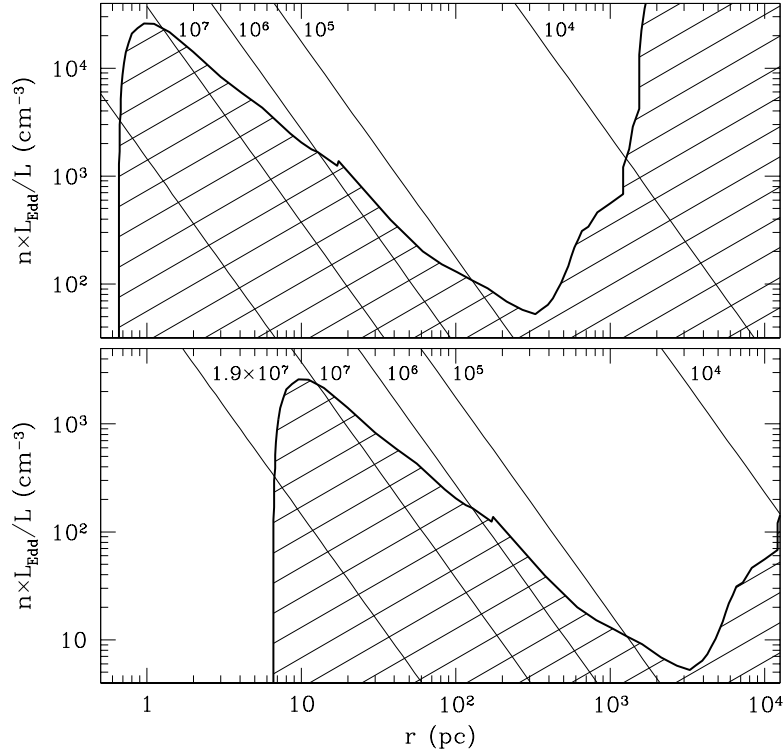


Рис. 4.6: Энергетическое условие высвобождения газа из потенциальной ямы черной дыры массой M_{BH} , показанное на плоскости (r, n) , в предположении, что газ находится в ионизационном равновесии. Наклонные линии соответствуют постоянным значениям ионизационного параметра для различных значений температуры газа T_{eq} (указанных рядом с линиями, вплоть до 1.9×10^7 К – комптоновской температуры среднего квазара). В заштрихованной зоне ниже сплошной линии, заданной (4.30), газ гравитационно не связан. На верхнем и нижнем рисунке $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$ и $10^9 M_{\odot}$, соответственно.

где $n_t \approx 2.3n$ – суммарная концентрация различных частиц.

На Рис. 4.7 (верхняя панель) показано в зависимости от температуры газа отношение L/L_{crit} для трех значений радиационной эффективности аккреции: $\epsilon = 0.01, 0.05$ и 0.1 . Два более высоких значения соответствуют аккреции через стандартный тонкий диск [265]. Представленные кривые были получены из (4.32), (4.33), используя точное выражение для $T_{\text{eq}}(\xi)$, и могут быть описаны в ограниченной области температур выражением

$$\frac{L}{L_{\text{crit}}} \approx 6 \frac{\epsilon}{0.1} \left(\frac{T}{10^6 \text{ К}} \right)^{-1/2}, \quad 2 \times 10^4 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}, \quad (4.34)$$

которое следует из (4.29). Отметим, что отношение L/L_{crit} не зависит от M_{BH} .

Из верхней части Рис. 4.7 следует, что если течение Бонди питается газом с температурой ниже комптоновской температуры излучения среднего квазара ($T < T_{\text{C}} \approx 2 \times 10^7$ К), то такой газ будет разогрет излучением и отброшен. В результате светимость черной дыры уменьшится на время, требуемое для того, чтобы в центральных областях вновь охладилось и скопилось значительное количество газа. Таким образом, аккреция не может быть стабильной и должны

возникнуть осцилляции.

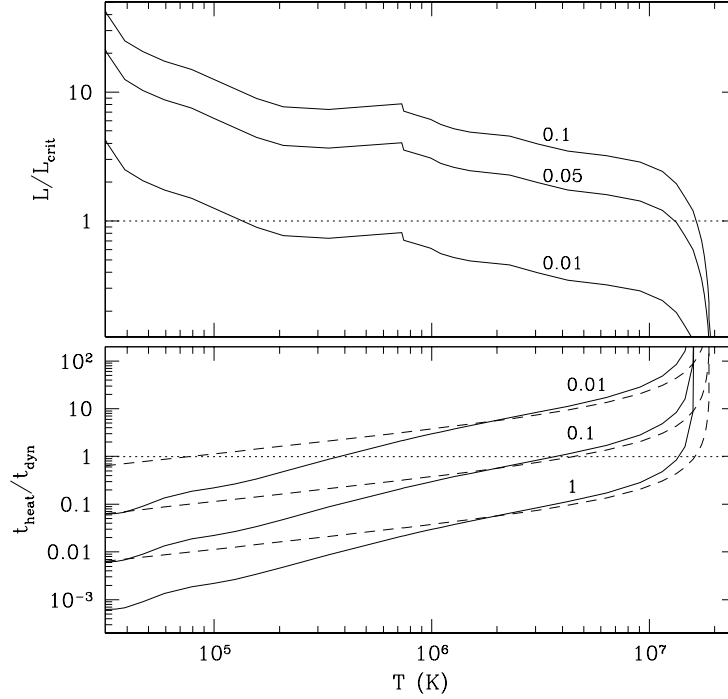


Рис. 4.7: *Наверху*: Отношение L/L_{crit} в зависимости от T в случае аккреции Бонди. Над кривыми указаны значения излучательной эффективности аккреции. Если $L/L_{\text{crit}} > 1$, то стабильная аккреция невозможна из-за радиационного прогрева газа. *Внизу*: Отношение характерных времен нагрева и охлаждения на радиусе Бонди в зависимости от температуры газа T при $\epsilon = 0.1$, для различных значений L/L_{edd} (см. надписи). Сплошные линии соответствуют полному нагреву, а прерывистые – только комptonовскому. Если $t_{\text{heat}}/t_{\text{dyn}} > 1$, то радиационный нагрев неэффективен.

Однако, для того, чтобы описанный выше механизм генерации неустойчивости действительно заработал, требуется еще, чтобы характерное время течения на R_B ,

$$t_{\text{dyn}} \equiv \frac{R_B}{(2GM_{\text{BH}}/R_B)^{1/2}} \approx 7 \times 10^4 \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-3/2} \text{ лет}, \quad (4.35)$$

превышало время нагрева

$$t_{\text{heat}} \equiv \frac{n_t(R_B)kT}{\Gamma(T, \xi)}. \quad (4.36)$$

Здесь $\Gamma(T, \xi)$ – результирующая скорость нагрева (охлаждения) плазмы в единице объема, которую в случае спектра среднего квазара можно оценить по приведенным ниже формулам (4.40). Полагая $\epsilon = 0.1$ и используя (4.34), находим:

$$\Gamma \approx 3 \times 10^{-23} n^2(R_B) \text{ эрг/с/см}^3,$$

$$t_{\text{heat}} \approx 2 \times 10^3 \left(\frac{T}{10^6 \text{ K}} \right)^{-1/2} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}} \right)^{-1} \text{ лет},$$

$$\frac{t_{\text{heat}}}{t_{\text{dyn}}} \approx 0.03 \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}} \right)^{-1} \frac{T}{10^6 \text{ К}}, \quad 2 \times 10^4 \text{ К} < T < 10^7 \text{ К}. \quad (4.37)$$

Более точно рассчитанные зависимости $t_{\text{heat}}/t_{\text{dyn}}$ от T для ряда значений L/L_{edd} показаны на нижней панели Рис. 4.7. Там же отложено отношение $t_{\text{C}}/t_{\text{dyn}}$ в случае чисто комптоновского нагрева/охлаждения. Видно, что комптоновский подогрев важен, когда $T \gtrsim 10^6$ К и $L \gtrsim 0.1L_{\text{edd}}$. При $T < 10^6$ К фотоионизационный нагрев оказывается значителен при еще более низких темпах аккреции.

Итак, можно сделать вывод, что если квазары в основном питаются теплым ($T < 10^7$ К) межзвездным газом с расстояний ~ 10 – 100 пк, то их излучение должно быть существенно переменным на масштабах времени $\sim t_{\text{dyn}} \sim 10^4$ – 10^5 лет. Только при температурах газа порядка 10^7 К возможна стационарная аккреция на субэддингтоновских темпах (Рис. 4.7).

Необходимо отметить однако, что если аккреция в конечном итоге происходит через геометрически тонкий диск, как ожидается в случае квазаров, то сделанный выше вывод изменится в части, касающейся временного масштаба переменности. В самом деле, характерное вязкостное время в геометрически тонком, оптически толстом диске [265]:

$$t_{\text{visc}}(r) \sim 3 \times 10^5 \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{-1} \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}} \right)^{-2} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{-2.5} \left(\frac{r}{0.01 \text{ пк}} \right)^{3.5} \text{ лет}, \quad (4.38)$$

где α – параметр вязкости. Эта формула справедлива во внутренней, доминированной излучением зоне диска, где основным источником непрозрачности является томсоновское рассеяние.

Такие диски, характеризующиеся постоянным радиальным темпом аккреции, не могут простираются дальше 10^{-3} – 10^{-2} пк, иначе они станут самогравитирующими [296, 16, 130]. Так как время жизни квазаров по всей видимости превышает 10^7 лет, аккреционный диск должен постоянно пополняться газом с малым угловым моментом (предположительно из течения типа Бонди).

В случае квазаров ($M_{\text{BH}} \gtrsim 10^8 M_{\odot}$, $L \gtrsim 0.1L_{\text{edd}}$), ожидается, что самогравитация ограничит диск уже во внутренней зоне, на расстоянии

$$R_{\text{sg}} \approx 0.014 \left(\frac{\alpha}{0.1} \right)^{2/9} \left(\frac{L}{L_{\text{edd}}} \right)^{4/9} \left(\frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right)^{7/9} \text{ пк}, \quad (4.39)$$

а также то, что диск будет стабилен по отношению к температурно-вязкостной неустойчивости [73]. Из сравнения (4.35) и (4.38) следует, что характерное время течения аккрецирующего вещества от внешней границы диска до черной дыры ($t_{\text{visc}}(R_{\text{sg}})$) может оказаться больше характерного динамического времени внешнего течения типа Бонди ($t_{\text{dyn}}(R_{\text{B}})$). В таком случае вариации темпа притока газа на R_{B} из-за радиационного прогрева повлияют на темп аккреции на черную дыру с задержкой $\sim t_{\text{visc}}$, что вызовет переменность излучения квазара на масштабах времени $\sim t_{\text{visc}}$.

Формула для расчета нагрева газа Приведем полезную формулу для расчета результирующей скорости нагрева \dot{E} газа с нормальным космическим химическим обилием в поле излучения среднего квазара. В предположении фотоионизационного равновесия \dot{E} зависит только от температуры газа T и ионизационного параметра ξ . Тогда (в единицах СГС):

$$\dot{E} = n^2 (S_1 + S_2 + S_3), \quad (4.40)$$

где

$$S_1 = -3.8 \times 10^{-27} \sqrt{T} \quad (4.41)$$

– потери на тормозное излучение,

$$S_2 = 4.1 \times 10^{-35} (1.9 \times 10^7 - T) \xi \quad (4.42)$$

– комптоновский нагрев/охлаждение,

$$S_3 = 10^{-23} \frac{a + b (\xi/\xi_0)^c}{1 + (\xi/\xi_0)^c} \quad (4.43)$$

– сумма нагрева при фотоионизации и охлаждения посредством излучения в линиях и рекомбинационном континууме,

$$a = -\frac{18}{e^{25(\lg T - 4.35)^2}} - \frac{80}{e^{5.5(\lg T - 5.2)^2}} - \frac{17}{e^{3.6(\lg T - 6.5)^2}}, \quad (4.44)$$

$$b = \frac{1.7 \times 10^4}{T^{0.7}}, \quad (4.45)$$

$$c = 1.1 - \frac{1.1}{e^{T/1.8 \times 10^5}} + \frac{4 \times 10^{15}}{T^4} \quad (4.46)$$

и наконец

$$\xi_0 = \frac{1}{1.5/\sqrt{T} + 1.5 \times 10^{12}/\sqrt{T^5}} + \frac{4 \times 10^{10}}{T^2} \left[1 + \frac{80}{e^{(T-10^4)/1.5 \times 10^3}} \right]. \quad (4.47)$$

Данные формулы применимы в диапазоне температур $10^4 \leq T \leq 3 \times 10^7$ для произвольных значений ξ , за исключением области $T < 2 \times 10^4$, $\xi < 0.01$, когда водород становится нейтральным и $S_1, S_2, S_3 \rightarrow 0$.

При $T > 3 \times 10^7$ К можно использовать приближение $\dot{E} = n^2(S_1 + S_2)$.

Нагрев межзвездного газа в эллиптических галактиках

Гравитационный потенциал центральной черной дыры становится меньше потенциала окружающей галактики вне радиуса влияния черной дыры

$$R_{\text{ВН}} \simeq \frac{GM_{\text{ВН}}}{\sigma^2} \approx 10 \frac{M_{\text{ВН}}}{10^8 M_{\odot}} \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^{-2} \text{ пк}, \quad (4.48)$$

где σ – лучевая дисперсия скоростей звезд в галактике. Из сравнения (4.48) и (4.31) следует, что $R_{\text{В}} < R_{\text{ВН}}$ когда $T \gtrsim T_{\text{vir}}$, где

$$T_{\text{vir}} \simeq \frac{\mu m_{\text{p}} \sigma^2}{k} = 3.0 \times 10^6 \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ К} \quad (4.49)$$

– вириальная температура галактики. Это означает, что наше обсуждение прогресса аккреционного течения в §4.2.1 относится к ситуациям, когда температура аккрецирующего газа сравнима или превышает вириальную температуру галактики.

Ниже будут сформулированы условия, необходимые для того, чтобы излучение центральной черной дыры могло существенно разогреть межзвездный газ по большому объему галактики, вне зависимости от того, какой тип аккреционного течения установился в ядре галактики. Для начала будем предполагать, что масса черной дыры соответствует измеренной для локальных эллиптических галактик и балджей [298] корреляции $M_{\text{ВН}}-\sigma$:

$$M_{\text{ВН}} = 1.5 \times 10^8 M_{\odot} \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^4. \quad (4.50)$$

Из (4.49), (4.50) можно найти как функцию расстояния r от центра галактики критическую плотность n_{crit} , заданную условием:

$$T_{\text{eq}}(L/n_{\text{crit}}r^2) = T_{\text{vir}}. \quad (4.51)$$

Газ с плотностью $n < n_{\text{crit}}$ нагреется выше T_{vir} и будет вытекать из галактики, в то время как при $n > n_{\text{crit}}$ охлаждение газа будет сильней комptonовского и фотоионизационного нагрева. На Рис. 4.8 на плоскости (r, n) представлены диаграммы нагрева для двух галактик с: $\sigma = 180$ и 320 км/с, что соответствует $M_{\text{ВН}} = 10^8$ и $10^9 M_{\odot}$. Там же показана линия $n(r)$, на которой время охлаждения $t_{\text{cool},0}$ газа при T_{vir} в отсутствии радиационного нагрева равно характерному динамическому времени $t_{\text{dyn}} \equiv r/\sigma$. Газ с плотностью, лежащей выше этой линии, охладится прежде, чем достичь ядра галактики, если кроме гравитационного сжатия нет других механизмов нагрева. Сравнивая линию $T_{\text{eq}} = T_{\text{vir}}$ с линией $t_{\text{cool},0} = t_{\text{dyn}}$, можно сделать вывод, что, если в

пределах нескольких кпк от черной дыры из-за низкой плотности газа установилось дозвуковое течение охлаждения (так что $t_{\text{cool},0} > t_{\text{dyn}}$ и $T \approx T_{\text{vir}}$), то излучение центрального квазара со светимостью $L \gtrsim 0.1L_{\text{edd}}$ сможет разогреть газ выше T_{vir} .

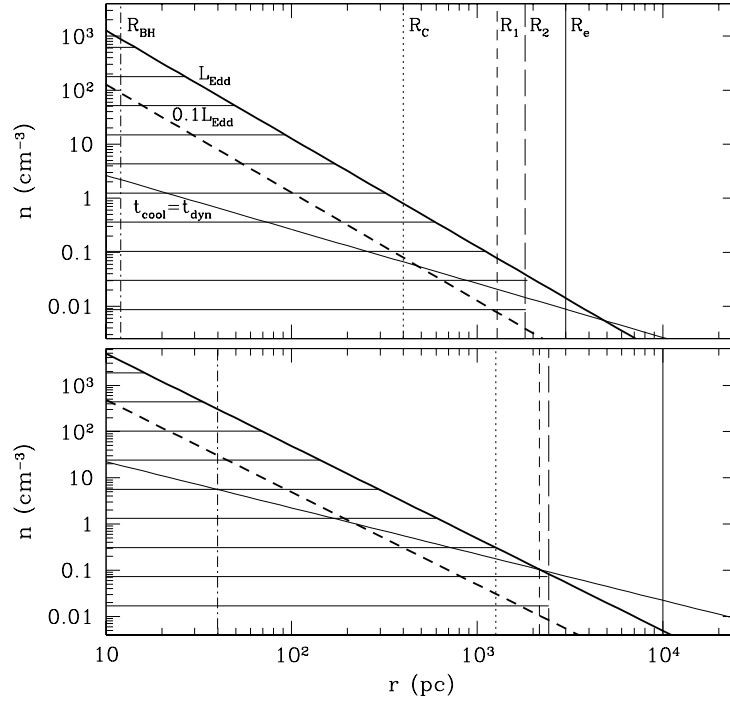


Рис. 4.8: Условие нагрева газа в галактике с $\sigma = 180$ км/с ($T_{\text{vir}} = 2.4 \times 10^6$ К, $M_{\text{BH}} = 10^8 M_{\odot}$) – верхняя панель, и $\sigma = 320$ км/с ($T_{\text{vir}} = 7.7 \times 10^6$ К, $M_{\text{BH}} = 10^9 M_{\odot}$) – нижняя панель. В заштрихованной области газ может быть нагрет выше T_{vir} в поле излучения центральной черной дыры с эддингтоновской светимостью. Верхняя граница этой зоны масштабируется линейно со светимостью (см. пунктирную линию, соответствующую $L = 0.1L_{\text{edd}}$). Вертикальными линиями показаны различные важные расстояния (слева направо): R_{BH} (4.48), R_c (4.55), R_1 (4.56), R_2 (4.57), R_e (4.58). Тонкая наклонная линия ограничивает сверху область, в которой время собственного охлаждения газа при T_{vir} превышает динамическое время.

Массивные черные дыры, расположенные в ядрах современных галактик, испытали один или несколько периодов быстрого роста, когда светил квазар. Поэтому естественен вопрос: в пределах какого радиуса черная дыра с нынешней массой M_{BH} могла нагреть газ от низкой начальной температуры до комптоновской температуры квазара? Такая формулировка подразумевает, что плотность газа настолько низка, что он полностью ионизован и играют роль только комптоновские нагрев и охлаждение.

При температуре газа T скорость нагрева электрона на расстоянии r от квазара составляет (в предположении изотропности излучения)

$$\frac{dW}{dt} = \frac{L(t)\sigma_T}{4\pi r^2} \frac{4k(T_c - T)}{m_e c^2}, \quad (4.52)$$

где L светимость квазара. Так как квазар излучает за счет аккреции, можно связать светимость с темпом роста черной дыры:

$$L(t) = \epsilon_\gamma \frac{dM_{\text{BH}}}{dt}(t) c^2. \quad (4.53)$$

Поэтому по завершении роста черной дыры каждая пара электрон-протон, расположенная на расстоянии r получит энергию

$$\Delta W = \frac{kT_{\text{C}}}{m_e c^2} \frac{\sigma_{\text{T}}}{\pi r^2} \epsilon_\gamma M_{\text{BH}} c^2, \quad (4.54)$$

предполагая, что $T \ll T_{\text{C}}$.

Условие, что каждая пара электрон-протон должна получить как минимум $\Delta W = 3kT_{\text{C}}$ энергии определяет максимальный радиус комптоновского нагрева:

$$R_{\text{c}} = \left(\frac{\sigma_{\text{T}} \epsilon M_{\text{BH}}}{3\pi m_e} \right)^{1/2} = 400 \left(\frac{\epsilon}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_\odot} \right)^{1/2} \text{ пк} = 500 \left(\frac{\epsilon}{0.1} \right)^{1/2} \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ пк}. \quad (4.55)$$

Более важным для рассматриваемой задачи, однако, является расстояние, в пределах которого разреженный газ нагреется (в результате комптоновского рассеяния) до $T \geq T_{\text{vir}}$:

$$R_1 = R_{\text{c}} \left(\frac{T_{\text{C}}}{T_{\text{vir}}} \right)^{1/2} = 1300 \left(\frac{\epsilon}{0.1} \right)^{1/2} \frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \text{ пк}. \quad (4.56)$$

Еще один характерный радиус – внутри которого газ с критической плотностью n_{crit} нагреется до $T \geq T_{\text{vir}}$ под действием как комптоновского рассеяния, так и фотоионизации:

$$R_2 = R_1 \left[\frac{\Gamma(n_{\text{crit}})}{\Gamma_{\text{C}}} \right]^{1/2}, \quad (4.57)$$

где Γ_{C} и Γ – скорости комптоновского и полного нагрева, соответственно. В зависимости от плотности газа ($0 < n < n_{\text{crit}}$) внешняя граница зоны нагрева будет располагаться где-то между R_1 и R_2 . Можно сравнить размер зоны нагрева (Рис. 4.8) с эффективным радиусом галактики R_{e} . Для эллиптических галактик можно примерно записать [107, 57]:

$$R_{\text{e}} \sim 4000 \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^2 \text{ пк}, \quad (4.58)$$

хотя существует большой разброс значений вокруг этой корреляции.

Определенные выше различные характерные расстояния показаны на Рис. 4.9 в зависимости от M_{BH} . Видно, что нагрев в поле излучения черной дыры с конечной массой $< 10^7 M_\odot$ может привести к выбросу межгалактического газа из области радиусом в несколько R_{e} в сравнительно небольших галактиках. В случае более массивных черных дыр/галактик с $M_{\text{BH}} \sim 10^8 - 10^9 M_\odot$ нагрев будет ограничен внутренними $0.3 - 0.5 R_{\text{e}}$, а вне этой зоны газ может быть разогрет лишь косвенным путем, например посредством ударных волн, распространяющихся из центральной разогретой области [88]. Интересно отметить, что практически для любых масс M_{BH} радиус $R_2 \approx 2 - 4$ кпк. Это является следствием двух противоположных тенденций: 1) чем легче черная дыра, тем меньше энергии она излучит в итоге, 2) чем ниже T_{vir} , тем важнее становится роль фотоионизационного нагрева по сравнению с комптоновским (в случае, если $n \lesssim n_{\text{crit}}$). Отметим, что излучение со спектром среднего квазара в принципе не могло бы освободить газ из галактик с $\sigma > 500$ км/с ($M_{\text{BH}} > 6 \times 10^9 M_\odot$), если бы такие массивные галактики и существовали, так как в этом случае $T_{\text{vir}} > T_{\text{C}} \approx 2 \times 10^7$ К. Наоборот, газ в центральных областях таких галактик испытал бы комптоновское охлаждение в результате рассеяния излучения центрального квазара. Скорее всего, это просто совпадение, что вириальные температуры наиболее массивных реально наблюдаемых эллиптических галактик практически достигают комптоновской температуры излучения типичных квазаров.

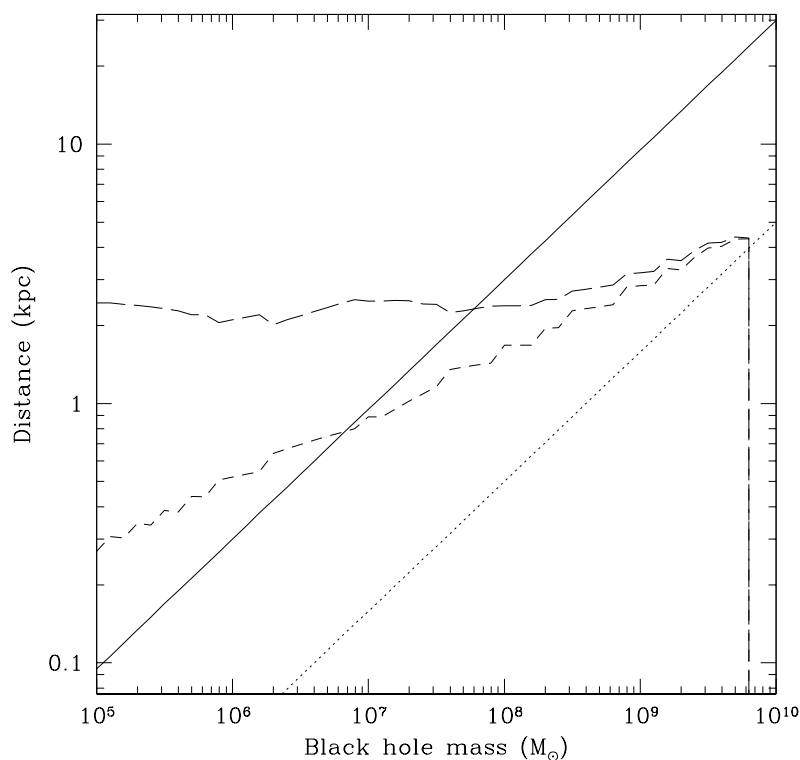


Рис. 4.9: Различные характерные радиусы нагрева: R_c (пунктир), R_1 (короткие штрихи), R_2 (длинные штрихи), в зависимости от $M_{\text{ВН}}$ в сравнении с эффективным радиусом эллиптических галактик (общий тренд, показанный сплошной линией).

4.2.2 Возможное объяснение возникновения корреляции между $M_{\text{ВН}}$ и σ

Обратимся теперь к центральному вопросу данного исследования, а именно обсудим возможность того, что радиационное обратное воздействие массивных черных дыр играло ключевую роль в установлении наблюдаемой корреляции между $M_{\text{ВН}}$ и σ .

Ниже рассматривается следующий возможный сценарий совместной эволюции галактик и центральных черных дыр. Пока черная дыра в протогалактике не выросла до критической массы $M_{\text{ВН,crit}}$, ее поле излучения не могло эффективно нагревать окружающий газ, и аккреция на черную дыру происходила с высоким темпом. После того, как черная дыра выросла до $M_{\text{ВН,crit}}$, ее излучение смогло наконец нагреть и выбросить значительную массу газа из центральных областей галактики² После этого черная дыра уже могла эффективно регулировать процесс аккреции, и средний темп аккреции стал определяться временем охлаждения (значительно разреженного) газа. Как следует из гидродинамических расчетов [88], квазар мог потом заново включаться время от времени, но лишь на короткие времена (порядка ~ 0.001 полного времени). Т.е. рост черной дыры практически остановился.

Предположим, что распределение массы в галактике соответствует сингулярной изотропной сфере, т.е. плотность газа имеет следующий радиальный профиль:

²Этот процесс должен был сопровождаться дополнительным притоком энергии от звездных ветров и взрывов сверхновых.

$$\rho_{\text{gas}}(r) = \frac{M_{\text{gas}}}{M} \frac{\sigma^2}{2\pi G r^2}. \quad (4.59)$$

Здесь M_{gas} и M – масса газа и полная масса внутри области, затронутой радиационным нагревом. Размер последней не очень хорошо определен, но точно не превышает нескольких кпк (см. §4.2.1), так что ожидается, что в массу M основной вклад вносят звезды ($M_* \lesssim M$), а не темная материя.

Излучение центральной черной дыры может нагреть окружающий газ до температуры

$$T_{\text{eq}} \approx 6.5 \times 10^3 \frac{L}{L_{\text{edd}}} \left(\frac{M_{\text{gas}}}{M} \right)^{-1} \frac{M_{\text{BH}}}{10^8 M_{\odot}} \left(\frac{200 \text{ км/с}}{\sigma} \right)^2 \text{ К}. \quad (4.60)$$

Это приближенное выражение справедливо в диапазоне $2 \times 10^4 - 10^7$ К и следует из (4.29), (4.59). Интересно, что в случае принятого распределения плотности по закону r^{-2} температура T_{eq} не зависит от расстояния. Поэтому переход от периода быстрого роста черной дыры к периоду медленного роста, регулируемого обратным воздействием черной дыры, можно связать с выполнением условия

$$T_{\text{eq}} = \eta_{\text{esc}} T_{\text{vir}}, \quad (4.61)$$

где $\eta_{\text{esc}} \gtrsim 1$, а T_{vir} описывается (4.49). Как только газ нагреется до $T_{\text{eq}} = \eta_{\text{esc}} T_{\text{vir}}$, он перестанет течь к черной дыре. Легко найти, что условие (4.61) выполняется при

$$M_{\text{BH,crit}} = 4.6 \times 10^{10} M_{\odot} \eta_{\text{esc}} \left(\frac{\sigma}{200 \text{ км/с}} \right)^4 \frac{L_{\text{edd}}}{L} \frac{M_{\text{gas}}}{M}. \quad (4.62)$$

Поэтому для заданных значений η_{esc} , L/L_{edd} и M_{gas}/M можно ожидать: $M_{\text{BH,crit}} \propto \sigma^4$, что соответствует измеренному соотношению $M_{\text{BH}} - \sigma$. Согласно предложенному сценарию, после достижения черной дырой критической массы, ее рост за счет аккреции практически остановится, поэтому в нынешнюю эпоху M_{BH} должна лишь незначительно превышать $M_{\text{BH,crit}}$.

Так же важна нормировка соотношения $M_{\text{BH}} - \sigma$. Приравнявая (4.62) и (4.50), находим, что для согласия с наблюдениями требуется:

$$\frac{M_{\text{gas}}}{M_*} = 3 \times 10^{-3} \eta_{\text{esc}}^{-1} \frac{L}{L_{\text{edd}}} \frac{M}{M_*}. \quad (4.63)$$

Итак, в рассматриваемом сценарии измеренное соотношение $M_{\text{BH}} - \sigma$ могло возникнуть только, если отношение масс газа и звезд было сравнительно малым и примерно одинаковым для галактик различной массы в тот момент, когда черная дыра достигла критической массы, хотя имеющаяся неопределенность в измеренном соотношении $M_{\text{BH}} - \sigma$ и оставляет возможность слабой зависимости M_{gas}/M_* от σ . Что касается эдингтоновской доли (L/L_{edd}), то в случае квазаров естественно ожидать $L/L_{\text{edd}} \sim 0.1-1$.

Подчеркнем, что приведенный выше вывод базировался на определенном профиле плотности (r^{-2}), для которого $\xi = L/nr^2 = \text{const}$. Это позволило нам избежать явного рассмотрения размера зоны радиационного нагрева. Хотя такой профиль плотности вероятно является хорошим приближением для внешних областей галактик, можно ожидать, что он будет уплощаться в центральной области размером $\sim 0.1 R_e$ [88], так что ξ будет расти при приближении к черной дыре. Так как в реальности может оказаться достаточно разогреть газ лишь в этой центральной зоне, чтобы уже оказать серьезное влияние на ход дальнейшей эволюции галактики и центральной черной дыры, описанный сценарий возможно будет работать даже в том случае, если массовая доля газа M_{gas}/M_* (скажем, внутри R_e) будет в несколько раз больше, чем следует из (4.63).

При получении результата $M_{\text{BH,crit}} \propto \sigma^4$ решающую роль играла примерно линейная зависимость T_{eq} от ξ (см. (4.29)). Однако, зависимость $T_{\text{eq}}(\xi)$ становится сильно нелинейной вне диапазона $2 \times 10^4 \text{ К} < T_{\text{eq}} < 10^7 \text{ К}$, и чтобы получить более общий результат, надо использовать точную кривую $T_{\text{eq}}(\xi)$, показанную на Рис. 4.5. На Рис. 4.10 показана рассчитанная зависимость $M_{\text{BH,crit}}$ от σ при $\eta_{\text{esc}} = 1$, $L/L_{\text{edd}} = 1$ и $M_{\text{gas}}/M = 3 \times 10^{-3}$. Она сравнивается с измеренным соотношением. Согласно нашей теории, поведение $M_{\text{BH}} \propto \sigma^4$ должно нарушаться при $M_{\text{BH}} < 10^4 M_{\odot}$, а также при $M_{\text{BH}} \gtrsim$ нескольких $10^9 M_{\odot}$. На том же рисунке показано, какое влияние

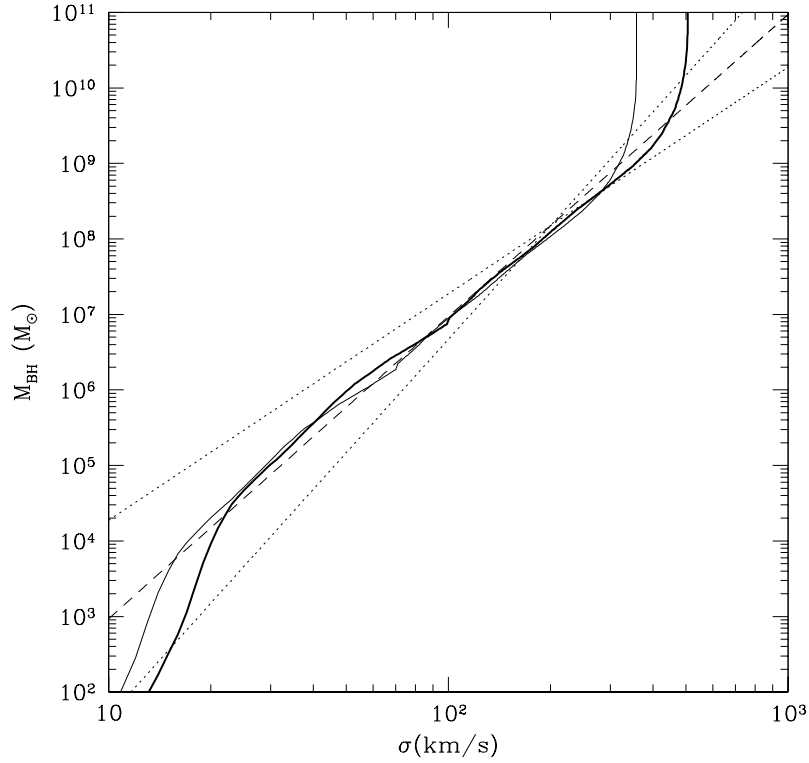


Рис. 4.10: Толстой сплошной линией показана теоретическая зависимость $M_{\text{BH}}-\sigma$, полученная из условия, что межзвездный газ в поле излучения центральной черной дыры с эддингтоновской светимостью должен быть нагрет до температуры $T_{\text{eq}} \leq T_{\text{vir}}$, позволяющей ему покинуть галактику. При это предполагалось, что $M_{\text{gas}}/M = 0.003$ и $\eta_{\text{esc}} = 1$. Тонкая сплошная линия соответствует значениям $M_{\text{gas}}/M = 0.0015$ и $\eta_{\text{esc}} = 2$. Штриховой линией показана измеренная в диапазоне $M_{\text{BH}} = 10^6$ –несколько $10^9 M_{\odot}$ зависимость $M_{\text{BH}} \propto \sigma^4$, продолженная в сторону низких и высоких M_{BH} следуя (4.50). Для сравнения пунктирными линиями показаны зависимости $M_{\text{BH}} \propto \sigma^3$ и $M_{\text{BH}} \propto \sigma^5$.

оказывает параметр убегания η_{esc} . При $\eta_{\text{esc}} = 2$ и доле газа, уменьшенной в два раза, соотношение $M_{\text{BH}}-\sigma$ не изменилось за исключением того, что оно начинает заваливаться на меньших массах: $M_{\text{BH,cut}} \approx 3 \times 10^9 M_{\odot} \eta_{\text{esc}}^{-2}$.

Интересно отметить, что предсказываемый диапазон масс (Рис. 4.10), в котором $M_{\text{BH}} \propto \sigma^4$, практически совпадает с диапазоном масс, в котором такая степенная зависимость хорошо описывает данные наблюдений. Очевидно, что измерения зависимости $M_{\text{BH}}-\sigma$ в районе $10^9 M_{\odot}$ могли бы послужить хорошей проверкой роли радиационного обратного воздействия в совместной эволюции галактик и массивных черных дыр.

4.2.3 Игрушечная модель эволюции галактики

Представленные выше полуаналитические оценки следует рассматривать в качестве первого приближения решения рассматриваемой задачи. В попытке рассмотреть совместную эволюцию галактик и центральных черных дыр более согласованно, мы построили однозонную модель эволюции галактики, которая подробно описана в [246].

В данной модели, в частности, прирост массы межзвездного газа в галактике связан с

космологическим притоком вещества, выбросом газа эволюционирующим звездным населением, а убывание – с формированием звезд, аккрецией на черную дыру, галактическими ветрами (если тепловая энергия межзвездного газа позволяет ему покинуть потенциальную яму галактики). Приток энергии в межгалактический газ связан с термализацией взрывов сверхновых 1-го и 2-го типов, термализацией ветров красных гигантов, и конечно с излучением аккрецирующей черной дыры. Звезды формируются в результате охлаждения газа, а рост черной дыры происходит не только за счет аккреции межзвездного газа, но и посредством аккреции обломков массивных звезд. Потенциал галактики определяется только темной материей и остается неизменным в ходе эволюции (т.е. не рассматриваются слияния галактик).

Прежде чем описать результаты, полученные на основе данной модели, следует подчеркнуть, что они должны восприниматься скорее с точки зрения обсуждения возможных сценариев эволюции, чем в качестве точных предсказаний. В частности, модель по своему построению не позволяет напрямую проверить способность радиационного обратного воздействия приводить к требуемой конечной массе черной дыры – это может быть сделано только с помощью численных гидродинамических вычислений. В самом деле, модель однозонная, а как мы уже знаем, характер радиационного воздействия сильно зависит от расстояния до черной дыры: центральные области галактики реагируют существенно по-другому, чем вся галактика.

Одним из ключевых параметров модели является относительная длина цикла активности квазара f_{Edd} , который по сути определяет мгновенную светимость квазара $f_{\text{Edd}}L_{\text{edd}}$. Ниже будут представлены результаты, полученные в двух различных предположениях о f_{Edd} . В первом случае разделяются две фазы эволюции: ранняя холодная, в которой отношение характерного времени охлаждения газа к динамическому времени $\tau_{\text{cool}}/\tau_{\text{dyn}} < 1$ – она могла бы соответствовать галактикам с лаймановским изломом в ультрафиолетовом спектре, и поздняя горячая, в которой $\tau_{\text{cool}}/\tau_{\text{dyn}} > 1$ – ее можно отождествить с современными эллиптическими галактиками, которые содержат мало газа и характеризуются низкими темпами звездообразования. В холодной фазе принимается $f_{\text{Edd}} \simeq 0.01$ (это призвано учесть тот факт, что в нескольких процентах галактик с лаймановским изломом найдены центральные АЯГ [281, 169]), в то время как для горячей фазы принимается $f_{\text{Edd}} \simeq 0.001$.

В альтернативной модели по ходу всей эволюции зафиксировано $f_{\text{Edd}} = 1$. Этот случай призван продемонстрировать влияние нагрева газа в поле излучения черной дыры на ход эволюции.

Модель, демонстрирующая переход газа из холодного в горячее состояние

Данная модель в основном призвана прояснить вопрос о существовании особой стадии эволюции, в которой отношение масс газа и звезд было порядка коэффициента в (4.63), который необходим, чтобы получить наблюдаемое соотношение $M_{\text{BH}}-\sigma$. На Рис. 4.11, 4.12 показаны результаты расчета эволюции различных величин для модели галактики со следующими параметрами: $R_e = 4$ кпк, скорость вращения в гало 400 км/с, полная масса втекшего газа $10^{11}M_{\odot}$, характерное время космологического притока массы 2 млрд лет. Начальная масса черной дыры была принята равной $10M_{\odot}$, а параметр f_{Edd} принимал одно из двух значений, соответствующих холодной (в начале эволюции) или горячей (в конце эволюции) фазе, как было описано выше.

Не прибегая к полному описанию поведения модели при различных значениях вводных параметров, отметим, что начальная холодная фаза, в которой доминирует приток газа, заканчивается тогда, когда плотность газа становится настолько низкой, что время охлаждения становится длиннее динамического времени. После этого начинает доминировать нагрев газа, и галактика переключается в горячий режим. В момент фазового перехода отношение масс газа и звезд (~ 0.003) очень близко к значению, полученному в §4.2.2. В конце эволюции содержание газа согласуется с наблюдениями современных галактик. Конечная масса черной дыры отлично согласуется с соотношением Магориана, но этот результат был практически предопределен выбором входных параметров и не связан с обратным воздействием черной дыры.

Варьируя различные параметры модели (например, массу галактики) и повторяя расчеты, мы убедились, что выделение энергии звездным населением галактики практически неизбежно приводит к фазовому переходу газа из холодного в горячее состояние в том момент, когда отношение масс газа и звезд уменьшается до примерно одного процента или несколько ниже. Вспоминая, что примерно такая доля газа требуется для того, чтобы радиационное обратное воздействие

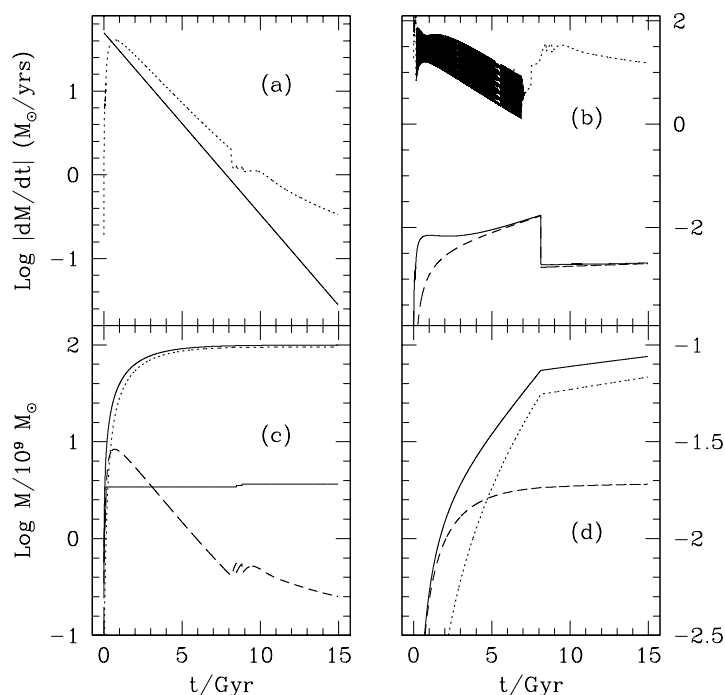


Рис. 4.11: Модель с двумя режимами по f_{Edd} . а): темпы притока массы (сплошная линия) и звездообразования (пунктир). б): полный темп аккреции (газа и остатков звезд) на черную дыру (сплошная линия), темп аккреции Бонди (пунктир), эддингтоновский темп аккреции умноженный на f_{Edd} (штрихи). в): масса, втекающая в галактику (сплошная линия), масса звезд галактики (пунктир), масса газа в галактике (короткие штрихи). Практически горизонтальной линией показана масса, выброшенная из галактики. г): масса черной дыры (сплошная линия), масса саккрецировавшего газа (пунктир), масса саккрецировавших звездных остатков (штрихи).

черной дыры остановило ее рост на массе, удовлетворяющей измеренной зависимости $M_{\text{BH}}-\sigma$, можно предположить, что черная дыра достигает критической массы примерно в эпоху перехода от холодной к горячей стадии эволюции галактики.

Подчеркнем снова, что в этой модели (с малым f_{Edd}) энерговыделение черной дыры оказывает лишь незначительное влияние на межзвездный газ, так как светимость центрального источника всегда $f_{\text{Edd}}L_{\text{edd}} \ll L_{\text{edd}}$.

Модель, демонстрирующая обратное воздействие черной дыры

Чтобы продемонстрировать роль обратного воздействия аккрецирующей черной дыры, рассмотрим теперь модель, похожую на предыдущую, но в которой $f_{\text{Edd}} = 1$ по ходу всей эволюции. Кроме того, в этой модели характерное время притока массы уменьшено с 2 до 0.2 млрд лет и пренебрегается возможным ростом черной дыры за счет аккреции звездных фрагментов.

Можно отметить (см. Рис. 4.13, 4.14) ряд отличий от эволюции предыдущей модели. Конечная масса черной дыры теперь больше, конечная масса газа в галактике значительно ниже, чем раньше. Кроме того, после короткой начальной холодной фазы галактика все время находится в состоянии с ветром, причем сильный отток газа теперь в основном связан с воздействием черной дыры, а не с энерговыделением звездного населения.

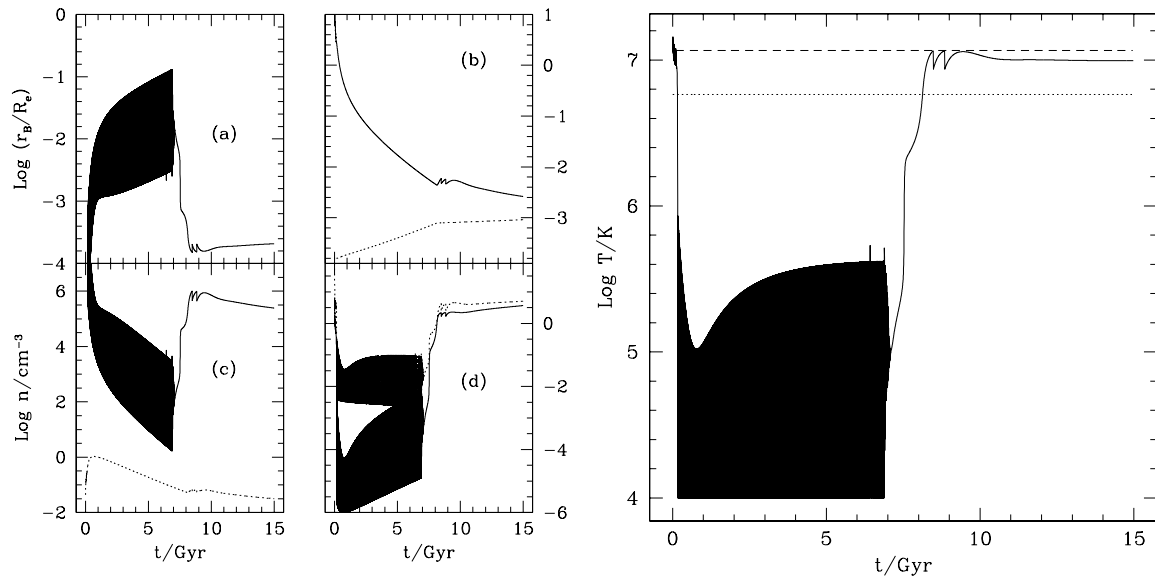


Рис. 4.12: Модель с двумя режимами по f_{Edd} . Слева: а): эволюция радиуса Бонди. б): отношение масс газа и звезд (сплошная линия) и масс черной дыры и звезд (пунктир). с): плотность газа на радиусе Бонди (сплошная линия) и средняя плотность газа в галактике (пунктир). д): времена охлаждения (сплошная линия) и нагрева (пунктир) в единицах динамического времени. Справа: Эволюция температуры газа (сплошная линия). Вириальная температура показана пунктирной линией, а температура высвобождения газа ($2T_{\text{vir}}$) – штриховой линией.

Главным является то, что эта модель подтверждает рассуждения в §4.2.2, а именно что нагрев газа в поле излучения квазара может остановить рост черной дыры на массе, пропорциональной доле газа в ту эпоху, когда такой нагрев становится важен. То что по результатам данного конкретного расчета конечная масса черной дыры оказалась почти на два порядка выше, чем следует из соотношения Магорриана, объясняется тем, что в данной модели ограниченный лишь эддингтоновским пределом начальный рост черной дыры позволил ей достичь высокой массы еще перед тем, как содержимое газа в галактике уменьшилось до низких уровней. В реальности темп аккреции может определяться другими факторами.

С представленными выше двумя моделями связана очевидная проблема, состоящая в том, что параметризация темпа аккреции на черную дыру и выходящей светимости с помощью усредненного по времени фактора f_{Edd} является очень плохим приближением реальной, зависящей от времени задачи. Тем не менее, эти простые модели, при рассмотрении вместе, дают ключ к пониманию возможной картины совместной эволюции черных дыр и галактик. Из первой модели следует то, что действительно мог быть выделенный этап галактической эволюции, когда масса газа составляла порядка одного процента от массы звезд – при таком соотношении происходит естественный переход от холодного к горячему состоянию, в основном просто в результате разогрева газа сверхновыми. Из модели же с $f_{\text{Edd}} = 1$ было явно видно, как обратное воздействие черной дыры посредством излучения может стать эффективным при включении квазара с субэддингтоновской светимостью. Предложенные модели позволяют в целом говорить о том, что мощная вспышка квазара примерно в момент начала горячей стадии эволюции, когда $M_{\text{gas}}/M_* \sim 0.01$, может привести к значительному выбросу газа из галактики и остановке роста черной дыры на уровне массы, удовлетворяющей наблюдаемой зависимости $M_{\text{BH}}-\sigma$.

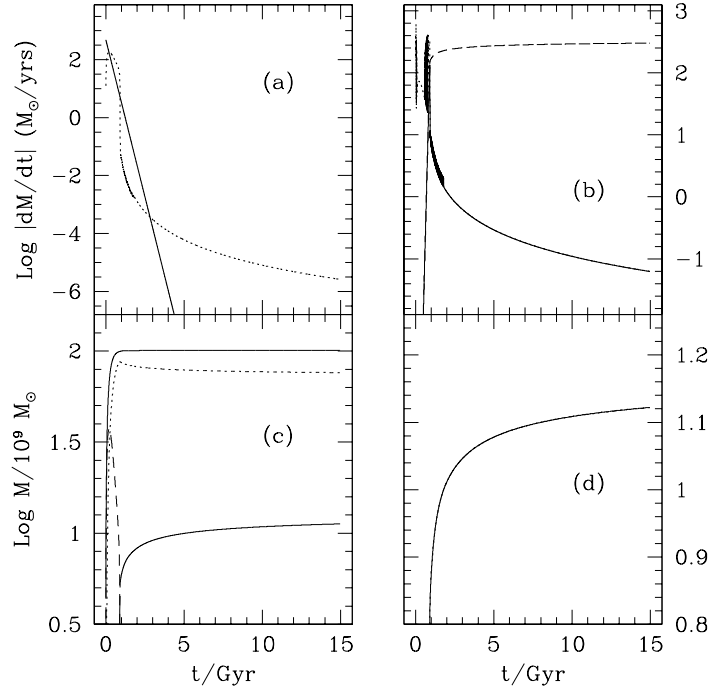


Рис. 4.13: Модель с $f_{\text{Edd}} = 1$. См. описание различных кривых в подписи к Рис. 4.11.

4.3 Нагрев газа в результате индуцированного комптоновского рассеяния радиоизлучения квазаров

Из интерферометрических радионаблюдений с миллисекундным угловым разрешением известно, что отдельные компоненты центральных (размером в несколько парсек) областей АЯГ часто являются источниками низкочастотного излучения с яркостной температурой (в системе покоя источника) $T_b \sim 10^{11} - 10^{12}$ К. Если бы в таких зонах присутствовал нерелятивистский газ, он мог бы эффективно нагреваться в результате индуцированного комптоновского рассеяния радиоизлучения на электронах [21].

До сих пор такой газ в джетах АЯГ не наблюдался. Однако, точно известно, что сравнительно холодное вещество присутствует в больших количествах в джетах, в том числе во внутренних ($\leq 10^{12}$ см) областях, известной галактической двойной звездной системы SS433 [308]. Конечно, эти джеты только слаборелятивистские ($v \sim 0.26c$) и, следовательно, сильно отличаются от релятивистских джетов АЯГ (у которых Лоренц-факторы поступательного движения составляют $\gamma \sim 5$). Тем не менее разумно ожидать, что некоторое количество квазитепловой плазмы может присутствовать также и внутри внегалактических джетов [80].

Уравнение Компанейца позволяет получить напрямую формулу для скорости индуцированного комптоновского нагрева тепловых электронов в изотропном поле излучения [21]. Эта формула применима, однако, лишь в том случае, когда температура электронов относительно мала: $kT \lesssim$ нескольких кэВ. Ниже показывается, что электроны могут быть разогреты комптоновским рассеянием до слаборелятивистских температур $kT \sim$ нескольких десятков кэВ, но не более, в изотропном поле излучения с $T_b < 10^{12}$ К. Для таких температур плазмы нерелятивистские оценки темпа нагрева и некоторых смежных величин оказываются неточными.

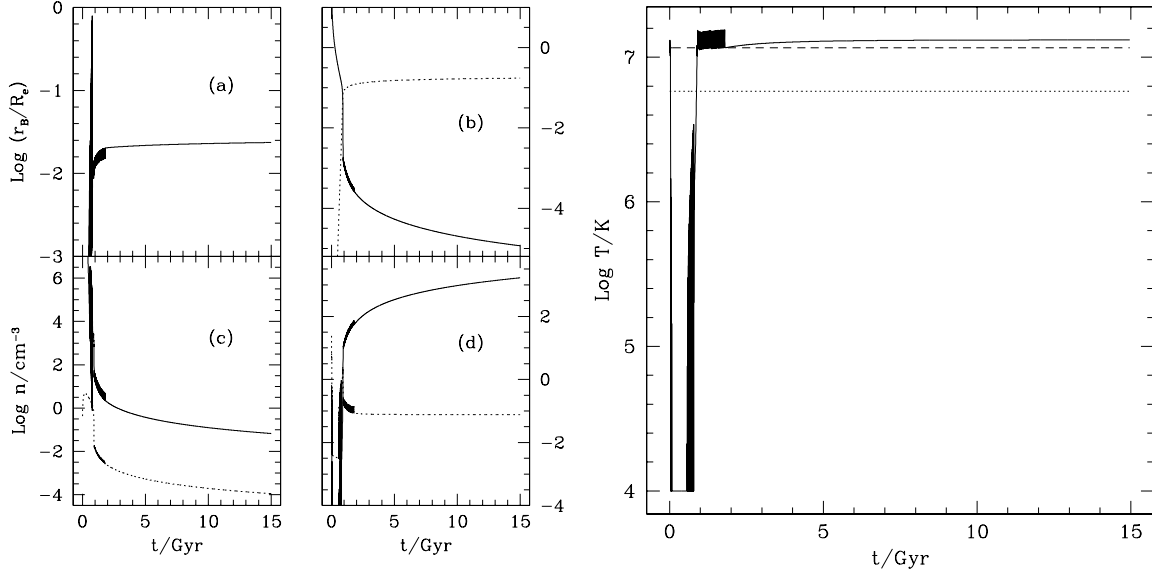


Рис. 4.14: Модель с $f_{\text{Edd}} = 1$. Различные кривые описаны в подписи к Рис. 4.12.

4.3.1 Индуцированный комптоновский нагрев тепловых электронов

Далее везде рассматривается изотропное поле излучения и релятивистское максвелловское распределение электронов (которое может поддерживаться, например, за счет кулоновских соударений). Последнее предположение опускается в нашей работе [27].

Темп передачи энергии посредством индуцированного комптоновского рассеяния от изотропного поля излучения электрону, движущемуся со скоростью $v = \beta c$, описывается формулой, выведенной Илларионовым и Компанейцем [15]:

$$\begin{aligned}
 W^+(\beta) &= \frac{12\pi\sigma_{\text{T}}h^2}{mc^4} \int_0^\beta \Phi(y')G(\beta, \beta')d\beta', \\
 \Phi(y) &= \int_0^\infty n(\nu)n(y\nu)\nu^4 d\nu, \\
 G(\beta, \beta') &= \frac{\beta'^2}{\gamma^5\beta^8(1+\beta')^5} \left[(30 - 24\beta^2 + 2\beta^4) \ln \frac{y'}{y} \right. \\
 &\quad \left. + 28\beta^3 - 60\beta + 5(3 - \beta^2)^2\beta' + (5 - \beta^2)(3 + \beta'^2)\beta' \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^2 \right], \\
 y &= \frac{1 - \beta}{1 + \beta}, \quad y' = \frac{1 - \beta'}{1 + \beta'}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}, \quad \gamma' = (1 - \beta'^2)^{-1/2}.
 \end{aligned} \tag{4.64}$$

Эта формула справедлива для произвольных скоростей электронов при условии, что $h\nu \ll mc^2$. Она может быть упрощена в некоторых пределах, в частности в случае узких линий излучения ($\Delta\nu \ll \nu$), таких как формируемые в космических мазерах и лабораторных лазерах [5]. Нас же, наоборот, интересует случай $\Delta\nu \gtrsim \nu$. Для того чтобы рассчитать скорость нагрева плазмы, необходимо свернуть (4.64) с заданным распределением скоростей электронов f_β . Следовательно, расчет связан со взятием трехмерного интеграла: 1) по спектру излучения (при вычислении $\Phi(y')$), 2) по $d\beta'$ и 3) по f_β . Однако, если электроны подчиняются релятивистскому максвелловскому распределению с $kT \lesssim 0.1mc^2$, то процедура вычисления может быть сведена только к интегрированию по спектру излучения, как показано ниже.

Если $kT \lesssim 0.1mc^2$, то для большинства электронов $\beta \lesssim 0.5$, и, следовательно, типичный

(случайный) доплеровский сдвиг по частоте в результате одного рассеяния сравнительно мал: $\delta\nu \lesssim \nu$. Тогда становится возможным разложение функции $\Phi(y')$ в ряд Тейлора:

$$\Phi(y') = \int_0^\infty n^2 \nu^4 d\nu + (y' - 1) \int_0^\infty n \frac{\partial n}{\partial \nu} \nu^5 d\nu + \frac{1}{2} (y' - 1)^2 \int_0^\infty n \frac{\partial^2 n}{\partial \nu^2} \nu^6 d\nu + \dots, \quad (4.65)$$

где, в свою очередь,

$$y' - 1 = -2\beta' + 2\beta'^2 + \dots, \quad \frac{1}{2}(y' - 1)^2 = 2\beta'^2 + \dots, \text{ и т.д.} \quad (4.66)$$

Аналогичное разложение возможно и для ядра $G(\beta, \beta')$ в (4.64). Последующие несложные выкладки приводят к:

$$\begin{aligned} W^+(\beta) &= \frac{\sigma_T c^2}{8\pi m} \left[J_0 + \left(-\frac{17}{30} J_0 - \frac{7}{5} J_1 \right) \beta^2 + \left(-\frac{47}{600} J_0 + \frac{17}{150} J_1 + \frac{11}{30} J_2 \right) \beta^4 \right. \\ &\quad \left. + \left(-\frac{899}{19600} J_0 + \frac{2833}{29400} J_1 + \frac{4261}{14700} J_2 - \frac{64}{1575} J_3 \right) \beta^6 + \dots \right], \\ J_0 &= \int_0^\infty \epsilon_\nu^2 \nu^{-2} d\nu, \quad J_1 = \int_0^\infty \left(\frac{\partial \epsilon_\nu}{\partial \nu} \right)^2 d\nu, \\ J_2 &= \int_0^\infty \left(\frac{\partial^2 \epsilon_\nu}{\partial \nu^2} \right)^2 \nu^2 d\nu, \quad J_3 = \int_0^\infty \left(\frac{\partial^3 \epsilon_\nu}{\partial \nu^3} \right)^2 \nu^4 d\nu. \end{aligned} \quad (4.67)$$

Заменив β^2 , β^4 , β^6 их средними значениями $\langle \beta^2 \rangle$, $\langle \beta^4 \rangle$, $\langle \beta^6 \rangle$ в случае слабoreлятивистского максвелловского распределения с температурой T , находим скорость нагрева плазмы в зависимости от ее температуры:

$$\begin{aligned} W^+(T) &= \frac{\sigma_T c^2}{8\pi m} \left[J_0 - \left(\frac{17}{10} J_0 + \frac{21}{5} J_1 \right) \frac{kT}{mc^2} + \left(\frac{123}{40} J_0 + \frac{61}{5} J_1 + \frac{11}{2} J_2 \right) \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. - \left(\frac{1989}{280} J_0 + \frac{453}{14} J_1 + \frac{1899}{140} J_2 + \frac{64}{15} J_3 \right) \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^3 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (4.68)$$

В случае холодных электронов ($kT \ll mc^2$) темп индуцированного комптоновского нагрева равен [11, 21]:

$$W_0^+ = \frac{\sigma_T c^2}{8\pi m} \int_0^\infty \epsilon_\nu^2 \nu^{-2} d\nu. \quad (4.69)$$

В Главе 1.2 мы уже получили как нерелятивистское выражение (4.69), так и релятивистскую поправку первого порядка к нему (4.68) из обобщенного уравнения Компанейца (см. (1.38)). Таким образом, два независимых подхода привели к одинаковому результату.

Нагрев в поле самопоглощенного синхротронного излучения

Рассмотрим теперь в качестве конкретного астрофизического приложения общих формул, выписанных выше, синхротронное радиоизлучение, самопоглощенное на низких частотах. Спектр излучения сферически симметричного однородного источника описывается аналитическим выражением [131]:

$$\begin{aligned} \epsilon_\nu^0(\nu) &= A \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{5/2} \left[\frac{1}{2} + \frac{\exp(-t)}{t} - \frac{1 - \exp(-t)}{t^2} \right], \\ t &= \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^{0.5p+2}. \end{aligned} \quad (4.70)$$

Форма данного распределения определяется единственным параметром p – показателем степени энергетического распределения релятивистских электронов: $dN_e \sim \gamma^{-p} d\gamma$. Еще два параметра в (4.70) – ν_0 и A , определяют характерную частоту и амплитуду спектра. Достаточно далеко от максимума ($\nu_{\text{peak}} \approx 1.15\nu_0$) спектр (4.70) принимает степенную форму: $\epsilon_\nu^0 \sim \nu^{5/2}$ в области самопоглощения ($\nu \ll \nu_0$) и $\epsilon_\nu^0 \sim \nu^{(1-p)/2}$ в оптически тонкой области ($\nu \gg \nu_0$).

Отметим, что для объяснения наблюдаемых в спектрах некоторых радиоисточников низкочастотных изломов предлагались механизмы отличные от синхротронного самопоглощения, такие как свободно-свободное поглощение в окружающей среде [58] и индуцированное комптоновское рассеяние снаружи или внутри радиоисточника [30, 272, 165]. Однако, интересующее нас поле излучения внутри мощных радиоисточников, таких как релятивистские джеты АЯГ, вполне может складываться из самопоглощенных синхротронных спектров отдельных сгустков плазмы.

Так как интеграл $\epsilon = \int_0^\infty \epsilon_\nu^0 d\nu$ при $p \leq 3$ расходится на ∞ , а именно этой величиной определяется темп комптоновского охлаждения, модифицируем (4.70) следующим образом:

$$\epsilon_\nu(\nu) = \begin{cases} \epsilon_\nu^0(\nu), & \nu \leq \nu_b \\ (\nu/\nu_b)^{-0.5} \epsilon_\nu^0(\nu), & \nu > \nu_b. \end{cases} \quad (4.71)$$

Здесь было сделано предположение, что выше некоторой частоты $\nu_b \gg \nu_0$ наклон спектра увеличивается на 0.5 из-за синхротронного охлаждения наиболее энергичных электронов. Для конкретности примем наклон оптически тонкой части спектра (до излома) равным $\alpha = -0.7$, что соответствует $p = 2.4$. Дополнительно примем $\nu_b = 10^3\nu_0$, хотя этот параметр входит просто как коэффициент в соответствующие формулы, если $\nu_b \gg \nu_0$.

На Рис. 4.15 показана скорость нагрева в поле самопоглощенного синхротронного излучения максвелловских электронов в зависимости от их температуры. Точный результат был получен сверткой (4.64) с релятивистским максвелловским распределением $dN_e = \text{const } \gamma(\gamma^2 - 1)^{1/2} \exp(-\gamma mc^2/kT) d\gamma$. Также представлены различные приближения для темпа нагрева, которые получаются в результате сохранения различного числа температурных членов в (4.68).

Видно, что скорость нагрева начинает заметно уменьшаться ($> 5\%$) при $kT \sim 5$ кэВ, причем этот эффект хорошо описывается приближенным выражением (4.68) вплоть до $kT \sim 30$ кэВ. В более широком диапазоне температур точную зависимость, представленную на Рис. 4.15, удобно описывать приближенной формулой, которая обеспечивает точность лучше 3% в диапазоне $kT < 5mc^2$:

$$W^+(T) = \left\{ 0.8 \exp \left[-3.7 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{0.8} \right] + 0.2 \exp \left[-1.8 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{0.6} \right] \right\} W_0^+, \quad (4.72)$$

где, как следует из ур. (4.69), (4.70):

$$W_0^+ = 1.1 \cdot 10^{24} A^2 \nu_0^{-1} \text{ эВ/с}, \quad (4.73)$$

где A измеряется в эрг/гц/см³, а ν_0 – в ГГц.

Стоит отметить, что темп нагрева выходит на асимптотику $W^+(T) \sim (mc^2/kT)^3$ при $kT \gg mc^2$. Это связано с тем, что только электроны с $\gamma \lesssim 1$, вносят существенный вклад в результирующий темп нагрева (так как $W^+ \sim \gamma^{-5}$ при $\gamma \gg 1$ [15]), а доля таких электронов пропорциональна $(mc^2/kT)^3$.

Хотя мы выбрали определенный наклон (-0.7) оптически тонкой части спектра излучения, зависимость скорости нагрева от температуры электронов слабо зависит от наклона: изменение $W^+(T)$ составляет меньше 10% при изменении α от -0.9 до -0.5 . Таким образом формула (4.72) позволяет оценивать с хорошей точностью скорость нагрева существенно релятивистских максвелловских электронов в изотропном поле самопоглощенного синхротронного излучения. С другой стороны, слаборелятивистское приближение (4.68), применимое в диапазоне $kT \lesssim 30$ кэВ, может использоваться для расчета скорости нагрева в случае произвольного (широкого) спектра излучения.

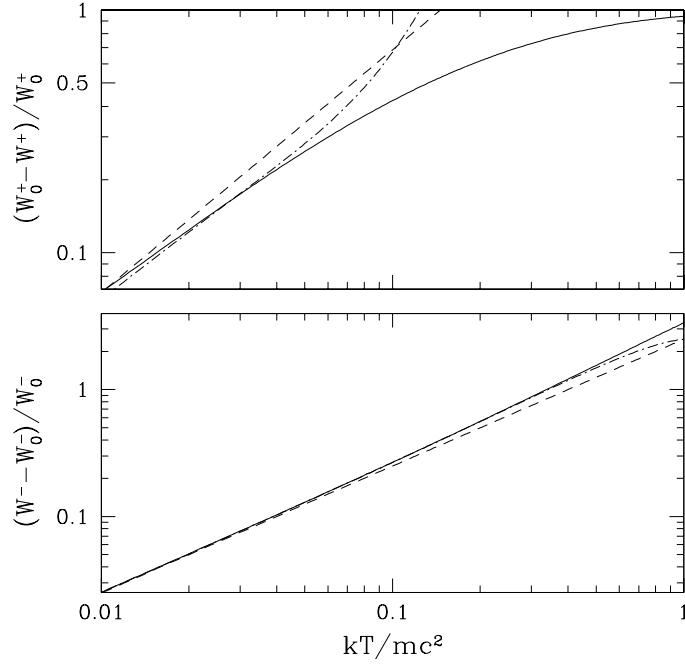


Рис. 4.15: *Наверху*: Отличие скорости индуцированного комptonовского нагрева максвелловских электронов в изотропном поле самопоглощенного синхротронного излучения с самопоглощением от нерелятивистской оценки W_0^+ (4.69) в зависимости от температуры. Сплошная линия — точный результат. Штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты вычислений по слабoreлятивистской формуле (4.68), в которой сохранены, соответственно, только поправочный член $O(kT/mc^2)$ и все выписанные члены вплоть до $O((kT/mc^2)^3)$. *Внизу*: Отличие темпа комptonовского охлаждения от нерелятивистской оценки $W_0^-(T)$ (4.77). Сплошная линия — точный результат (4.75). Штриховой и штрих-пунктирной линиями показаны результаты расчета по слабoreлятивистской формуле (4.78).

4.3.2 Стационарная температура электронов

Зельдович и Левич [11] исследовали в нерелятивистском приближении задачу об установлении стационарного распределения электронов при взаимодействии с изотропным полем низкочастотного излучения с высокой яркостной температурой. Было показано, что если индуцированному комptonовскому нагреву противодействует охлаждение посредством обратного (спонтанного) комptonовского рассеяния, то устанавливается максвелловское распределение с температурой

$$kT_{\text{eq}}^0 = \frac{c^3}{32\pi\epsilon} \int_0^\infty \epsilon_\nu^2 \nu^{-2} d\nu. \quad (4.74)$$

Разумно предположить, что в слабoreлятивистском пределе возникнут лишь незначительные отклонения от максвелловского распределения. Более того, кулоновские соударения и другие механизмы вполне могут эффективно поддерживать максвелловское распределение электронов. Найдем стационарную температуру электронов, считая единственным механизмом их охлаждения обратное комptonовское рассеяние того же низкочастотного синхротронного излучения, которое участвует в индуцированном комptonовском нагреве.

Скорость охлаждения за счет обратного комптоновского рассеяния дается выражением [24]:

$$W^-(T) = \left(\langle \gamma \rangle + \frac{kT}{mc^2} \right) W_0^-(T), \quad (4.75)$$

где средняя энергия электронов (в единицах mc^2):

$$\langle \gamma \rangle = \frac{3kTK_2(mc^2/kT) + mc^2K_1(mc^2/kT)}{2kTK_1(mc^2/kT) + mc^2K_0(mc^2/kT)}, \quad (4.76)$$

$K_p(x)$ – модифицированные функции Бесселя, а темп охлаждения в нерелятивистском пределе ($kT \ll mc^2$):

$$W_0^-(T) = \frac{4\sigma_T \epsilon kT}{mc}. \quad (4.77)$$

Разлагая (4.75) по степеням kT/mc^2 , получаем в слаборелятивистском пределе:

$$W^-(T) = \frac{4\sigma_T \epsilon kT}{mc^2} \left[1 + \frac{5kT}{2mc^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2 - \frac{15}{8} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^3 + \dots \right]. \quad (4.78)$$

Первые два члена в этом ряде были получены в Главе 1.2 из обобщенного уравнения Компанейца (см. (1.38)).

Отличным приближением к точной формуле (4.75) в диапазоне $kT \lesssim 5mc^2$ является:

$$W^-(T) = \left[1 + 3.4 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{1.1} \right] W_0^-(T). \quad (4.79)$$

На Рис. 4.15 построены графики зависимостей $W^-(T)$, полученные по (4.75) и (4.78). Их можно сравнить с соответствующими зависимостями для скорости нагрева. Отметим, что $W^-(T)$, в отличие от $W^+(T)$, зависит только от полной плотности энергии, а не формы спектрального распределения излучения.

Теперь мы можем найти равновесную температуру электронов, решив уравнение $W^+(T_{\text{eq}}) = W^-(T_{\text{eq}})$. Для этого нужно определить фигурирующую в (4.70) амплитуду спектрального распределения A . Естественно выразить этот коэффициент через максимальную яркостную температуру $T_b^{\text{max}} = \max[\epsilon_\nu(\nu)c^3/(8\pi\nu^2)]$. Максимум T_b приходится на $\nu^{\text{max}} = 0.61\nu_0$ при $\alpha = -0.7$ (хотя его положение слабо зависит от α). В результате находим:

$$A \approx 22\pi k T_b^{\text{max}} \nu_0^2 / c^3. \quad (4.80)$$

Как видно из Рис. 4.16, нерелятивистское выражение (4.74) остается справедливым при $T_{\text{eq}} \lesssim 5$ кэВ, что в нашем случае соответствует значениям яркостной температуры $T_b^{\text{max}} \lesssim 3 \cdot 10^{10}$ К. В этом режиме:

$$kT_{\text{eq}}^0 = 1.9 \frac{T_b^{\text{max}}}{10^{10} \text{К}} \left(\frac{\nu_b}{1000\nu_0} \right)^{-0.33} \text{ кэВ}. \quad (4.81)$$

Вплоть до $kT_{\text{eq}} \sim 40$ кэВ хорошее приближение обеспечивается формулами (4.68), (4.78). При этом, $kT_{\text{eq}} = 40$ кэВ соответствует $T_b^{\text{max}} \sim 4 \cdot 10^{11} (\nu_b/1000\nu_0)^{0.33}$ К. Можно сделать важный вывод: в результате индуцированного комптоновского рассеяния синхротронного излучения с $T_b \sim 10^{11} - 10^{12}$ К электроны могут быть разогреты до слаборелятивистских температур $kT \sim$ нескольких десятков кэВ, но не выше этих значений.

4.3.3 Эволюция температуры электронов во время комптоновского взаимодействия

Исследуем теперь как быстро электроны могут быть нагреты до слаборелятивистских температур посредством индуцированного комптоновского рассеяния. Сначала выполним оценки в нерелятивистском пределе. Подставляя A из (4.80) в (4.73), находим:

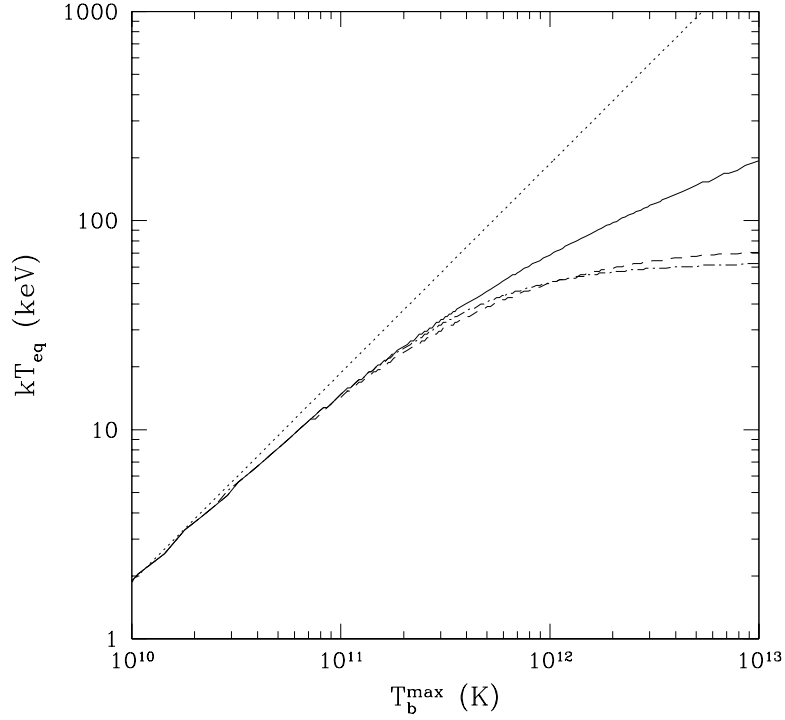


Рис. 4.16: Стационарная температура электронов в зависимости от максимальной яркостной температуры излучения. Эта зависимость получается в результате баланса $W^+(T_{\text{eq}}) = W^-(T_{\text{eq}})$, где графики для $W^+(T)$ и $W^-(T)$ представлены на Рис. 4.15. Типы линий имеют тот же смысл, что на Рис. 4.15. Пунктирной линией показан нерелятивистский результат (4.74) или (4.81).

$$W_0^+ = 1.4 \times 10^{-9} \left(\frac{T_b^{\text{max}}}{10^{11} \text{K}} \right)^2 \left(\frac{\nu_0}{1 \Gamma_{\text{Гц}}} \right)^3 \text{ эВ/с.} \quad (4.82)$$

Если бы не было охлаждения, то изначально холодные электроны приобрели бы кинетическую энергию kT_{eq}^0 , которая дается (4.81), за время

$$t_{\text{heat}} = \frac{kT_{\text{eq}}^0}{W_0^+} = 1.4 \times 10^{13} \left(\frac{T_b^{\text{max}}}{10^{11} \text{K}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_0}{1 \Gamma_{\text{Гц}}} \right)^{-3} \left(\frac{\nu_b}{1000\nu_0} \right)^{-0.33} \text{ с.} \quad (4.83)$$

Мы видим, что время нагрева зависит сильно от характерной частоты самопоглощения синхротронного излучения: $t_{\text{heat}} \sim \nu_0^{-3}$.

Из (4.77) можно найти соответствующий темп охлаждения:

$$W_0^-(T) = 3.8 \times 10^{-8} \frac{kT}{mc^2} \frac{T_b^{\text{max}}}{10^{11} \text{K}} \left(\frac{\nu_0}{1 \Gamma_{\text{Гц}}} \right)^3 \left(\frac{\nu_b}{1000\nu_0} \right)^{0.33} \text{ эВ/с.} \quad (4.84)$$

В слаборелятивистском пределе скорости нагрева и охлаждения будут соответственно меньше и больше, чем следует из (4.82), (4.84). Мы рассчитали эволюцию температуры электронов для ряда значений T_b^{max} , интегрируя следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dT}{dt} = \left(\frac{d\langle\gamma\rangle(T)}{dT} \right)^{-1} \frac{W^+(T) - W^-(T)}{mc^2}, \quad (4.85)$$

используя (4.76) для $\langle\gamma\rangle(T)$ и (4.72), (4.79) для описания $W^+(T)$ и $W^-(T)$, соответственно. Полученные кривые эволюции представлены на Рис. 4.17, где использовалось значение $\nu_0 = 1$ ГГц. Для заданного значения ν_0 требуется просто перемасштабировать временную ось на Рис. 4.17: $(\nu_0/1 \text{ ГГц})^{-3}$.

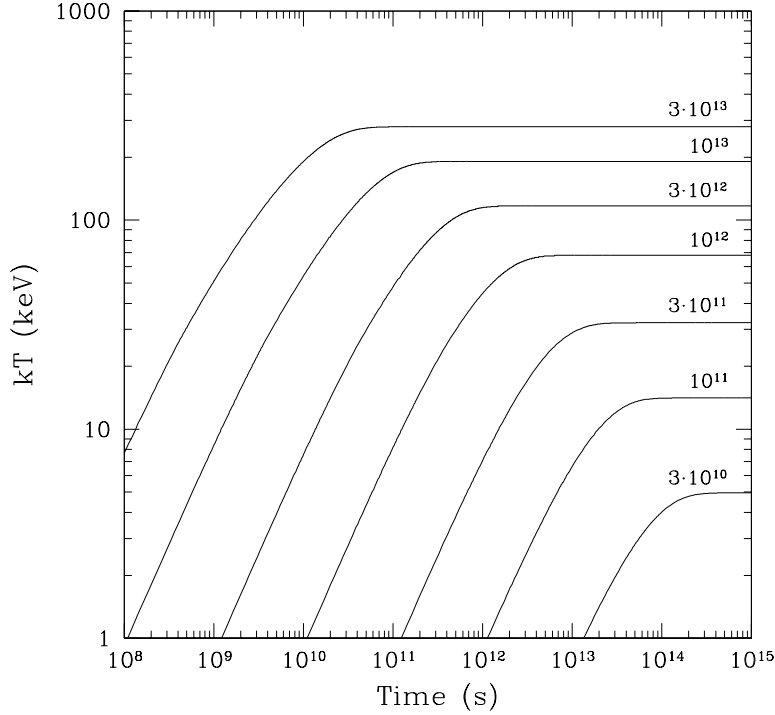


Рис. 4.17: Эволюция температуры максвелловских электронов при комптоновском взаимодействии с самопоглощенным синхротронным излучением. Рядом с кривыми указаны соответствующие значения (в К) максимальной яркостной температуры T_b^{\max} . В момент $t = 0$ плазма холодная.

Представленные на Рис. 4.17 временные зависимости могут быть разделены на две части. На начальном этапе температура растет линейно со временем, так как $W^+ \gg W^-$. После того как T стала $\gtrsim 0.5T_{\text{eq}}$, начинает играть важную роль охлаждение, и температура медленно приближается к равновесному значению. Можно определить характерное время индуцированного нагрева как время, необходимое для разогрева плазмы до $\sim 0.5T_{\text{eq}}$. Например, при $T_b^{\max} = 10^{12}$ К требуется $\sim 3 \times 10^4 (\nu_0/1 \text{ ГГц})^{-3}$ лет чтобы разогреть электроны до $kT = 0.5kT_{\text{eq}} \sim 34$ кэВ. Если кроме этого $\nu_0 \sim 10$ ГГц, то время нагрева становится ~ 30 лет. Интересно, что простая нерелятивистская формула (4.83) дает хорошую оценку (с точностью до коэффициента 2) времени нагрева даже при $T_b^{\max} \sim 10^{13} (\nu_b/1000\nu_0)^{0.33}$ К.

В реальных ситуациях могут действовать дополнительные более эффективные механизмы охлаждения плазмы. Тогда в вышеизложенном выводе скорость охлаждения $W^-(T)$ должна

быть изменена соответствующим образом. Например, тормозное охлаждение будет сильнее комптоновского в случае достаточно плотной плазмы, а именно когда $N_e T^{-1/2} \epsilon^{-1} > 10^4 \text{ K}^{-1/2} \text{ эрг}^{-1}$. В случае синхротронного спектра (4.70), (4.71) это условие превращается в $N_e > 6(T_b^{\text{max}}/10^{11} \text{ K})^{3/2} (\nu_0/1 \text{ ГГц})^3 (\nu_b/1000\nu_0)^{0.166} \text{ см}^{-3}$. Еще один возможный механизм охлаждения – адиабатическое расширение облака плазмы. Характерное время этого процесса $t_{\text{ad}} = 3 \times 10^{10} (R/1 \text{ пк})(U/10^3 \text{ км/с})^{-1} \text{ с}$, где R – размер облака, а U – скорость расширения. Кроме того, комптоновское охлаждение может быть связано не только с низкочастотным синхротронным излучением, но и излучением на высоких частотах (скорость охлаждения определяется полной плотностью энергии всех компонент излучения).

Часть 5

Исследование локальной популяции активных ядер галактик с помощью рентгеновских обзоров всего неба

Введение

Как обсуждалось в Части 4, наблюдения свидетельствуют о том, что в ядре практически каждой современной галактики находится черная дыра с массой порядка одной тысячной от массы звездного балджа галактики, причем значительная доля этой массы была накоплена посредством радиационно эффективной аккреции межзвездного вещества на черную дыру во время одного или нескольких эпизодов сильной активности. Выделявшаяся при аккреции огромная энергия в виде электромагнитного излучения и релятивистской плазмы, возможно, регулировала темп аккреции, а также оказывала влияние на эволюцию галактики.

Чтобы понять как протекала история аккреции на массивные черные дыры начиная с ранней Вселенной по настоящее время, необходимо иметь как можно более полную статистику активных ядер галактик (АЯГ) на разных красных смещениях. При этом ведущую роль играют рентгеновские наблюдения, что обусловлено рядом факторов. Во-первых, рентгеновское излучение АЯГ формируется во внутренних областях аккреционного потока и поэтому несет наиболее прямую информацию об аккреции на черную дыру. Во-вторых, только в рентгеновском диапазоне (а также возможно на еще больших энергиях) АЯГ (а не звезды, например) вносят основной вклад в космический фон излучения, амплитуда и спектр которого таким образом несут информацию об интегральных характеристиках аккреции на черные дыры во Вселенной. Наконец, есть много фактов, свидетельствующих о том, что в центральных областях большинства АЯГ присутствует много холодного газа и пыли, сквозь которые к нам проходит лишь достаточно жесткое рентгеновское излучение от центральной черной дыры (а также переработанное инфракрасное излучение).

Выполненные недавно в стандартном рентгеновском диапазоне (2–10 кэВ) обсерваториями *Chandra* и *XMM* глубокие обзоры неба кардинально улучшили наше понимание АЯГ и квазаров на красных смещениях $z \gtrsim 0.3$ [70]. Однако, из-за очень малой площади покрытия (не больше нескольких кв. град), такие обзоры не позволяют эффективно исследовать локальную популяцию АЯГ. Кроме того, в стандартном рентгеновском диапазоне фотопоглощение на холодном газе внутри АЯГ все еще является серьезным препятствием при детектировании АЯГ, расположенных на малых красных смещениях. Поэтому, чтобы получить полную картину локальной популяции АЯГ, требуются обзоры с очень большим покрытием неба, выполненные на энергиях выше 10 кэВ. Мы недавно выполнили два таких обзора с помощью обсерваторий *RXTE* и *ИНТЕГРАЛ*. О них пойдет речь ниже.

5.1 Обзор неба в диапазоне энергий 3–20 кэВ обсерватории RXTE

Знание статистических свойств локальной популяции жестких рентгеновских источников до последнего времени в основном базировалось на единственном “снимке” всего неба в диапазоне энергий 2–100 кэВ, который был сделан более 20 лет назад набором приборов обсерватории HEAO-1: A1 [319], A2 [219] и A4 [171]. С появлением обсерватории XTE им. Росси (RXTE) появилась возможность предпринять новый жесткий рентгеновский (3–20 кэВ) обзор всего неба с чувствительностью, сравнимой с той, которая была достигнута в обзоре HEAO-1 на энергиях ниже 10 кэВ, и гораздо лучшей на более высоких энергиях.

Обсерватория RXTE [69] была выведена на орбиту в конце 1995 г. и продолжает успешно работать спустя 10 лет. Миссия была изначально спроектирована для исследования переменности рентгеновских источников на масштабах времени от долей миллисекунды до нескольких лет, и поэтому большую часть времени на обсерватории проводятся направленные наблюдения ярких источников. Благодаря хорошей маневренности спутника и большой площади основных детекторов обсерватории – пропорциональных счетчиков PCA (~ 6000 кв. град) стало также возможным выполнить серию сканирующих наблюдений балджа Галактики, направленных на детектирование новых транзиентных источников и исследование долговременного поведения известных рентгеновских источников. Кроме того, приборами RXTE/PCA был накоплен большой объем данных наблюдений, полученных во время перенаведений космического аппарата, которые охватывают практически все небо. Мы использовали эти данные для того, чтобы составить обзор всего неба в диапазоне энергий 3–20 кэВ – так называемый Rossi XTE Slew Survey (или обзор XSS, как мы будем называть его в дальнейшем) [228]. Для 90% неба на $|b| > 10^\circ$ был достигнут предел 2.5×10^{-11} эрг/с/см² (3–20 кэВ) или лучше на поток детектирования источников, причем площадь в 7×10^3 кв. град была покрыта до рекордных (для обзоров большой площади) уровней чувствительности ниже 10^{-11} эрг/с/см².

Благодаря относительно узкому полю зрения коллиматорного прибора PCA (радиус 1 град), с его помощью можно локализовывать источники с точностью лучше 1° (вплоть до нескольких угл. мин в случае ярких источников) и при этом вне Галактической плоскости не испытывать затруднений, связанных с конфузией (наложением) источников. По данным обзора XSS мы составили каталог, включающий 294 рентгеновских источника, задетектированных в диапазоне энергий 3–20 кэВ на $|b| > 10^\circ$. Из них 236 были однозначно отождествлены с известными астрономическими объектами, причем 100 из них – с АЯГ, большинство из которых относятся к локальной популяции ($z < 0.1$). Кроме того, благодаря относительно жесткому диапазону, в котором проводился обзор (3–20 кэВ), значительную долю полученной подборки составляют АЯГ с заметным поглощением в рентгеновском спектре (в основном сейфертовские галактики 2-го типа). Благодаря этим свойствам каталог XSS представляет ценность для исследований локальной популяции АЯГ. Следует отметить, что по результатам обзора XSS нам удалось также получить интересную информацию о функции светимости слабых рентгеновских источников (катаклизмических переменных и звезд с активными коронами) в нашей Галактике [250].

Мы выполнили [249] статистический анализ каталога АЯГ обзора XSS с целью исследовать основные свойства локальной популяции АЯГ: рентгеновскую функцию светимости и распределение АЯГ по собственной колонке поглощения.

5.1.1 Подборка АЯГ

Каталог XSS содержит 100 отождествленных АЯГ, 95 из которых составили входную подборку (Табл. 5.1) для данного исследования. Один источник (радиогалактика 4C +21.55) был исключен, потому что для него не известно красное смещение. Еще 4 объекта (Mrk 335, Mrk 348, Ton S180, NGC 1068) были исключены, так как они не удовлетворили бы критерию детектирования (на уровне 4σ в диапазоне 3–20 кэВ), если бы не было перенаведений обсерватории RXTE специально на эти источники; т.е. они не были задетектированы случайным образом. Интересно отметить, что NGC 1068 является оптически толстой по комптоновскому рассеянию сейфертовской галактикой 2-го типа, и после ее удаления в нашем списке остался лишь один источник такого типа – NGC 4945.

По этой причине мы вынуждены ограничить анализ теми АЯГ, у которых $N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$, т.е. источниками тонкими по комптоновскому рассеянию.

Каждому АЯГ в списке приписан тип, в основном в соответствии с внегалактической базой данных NASA/IPAC (NED). В подборку входят 18 блазаров. При статистическом анализе их следует рассматривать отдельно от остальных АЯГ (с эмиссионными линиями) в виду того, что их излучение, в том числе рентгеновское, сколлимировано в нашу сторону. Большинство из остальных 77 источников являются сейфертовскими галактиками. Необходимо отметить, что мы не делаем строгого различия между сейфертовскими галактиками (или радиогалактиками) и квазарами; последние в нашей подборке обычно имеют рентгеновскую светимость выше $10^{44.5}$ эрг/с.

Среди АЯГ с эмиссионными линиями 60 объектов классифицированы по оптическим наблюдениям как АЯГ 1-го типа, причем 7 из них относятся к активно исследуемому в последнее время подклассу сейфертовских галактик 1-го типа с относительно узкими линиями (narrow-line Seyfert 1 galaxies, NLS1). На основе этой пропорции можно сразу сказать, что в локальной Вселенной галактики NLS1 составляют $\sim 10\%$ от АЯГ 1-го типа, отобранных в жестких рентгеновских лучах (3–20 кэВ). Этот результат продолжает тенденцию, отмеченную Группе [137], что галактики типа NLS1 составляют значительно большую долю (вплоть до $\sim 40\%$) среди сейфертовских галактик 1-го типа, отобранных в мягких рентгеновских лучах, по сравнению с отобранными в жестких рентгеновских лучах, и объясняется тем, что галактики типа NLS1 имеют относительно мягкие рентгеновские спектры.

Радиогромкие АЯГ (радиогалактики и радиогромкие квазары) составляют $10/60 \sim 15\%$ объектов 1-го типа в нашей подборке, что согласуется с хорошо известной долей ($\sim 10\%$) радиогромких объектов среди оптически отобранных квазаров [150]. Следует отметить, что было бы неправильно пытаться оценить здесь таким же простым образом соотношение непоглощенных и поглощенных АЯГ, что является одной из целей данного исследования, так как в нашей подборке объекты второго типа представлены слабее из-за падения чувствительности обзора с ростом колонки поглощения N_{H} . Соответствующий корректный расчет будет представлен в §5.1.2.

Приведенная для каждого АЯГ в Табл. 5.1 информация включает измеренные скорости счета в двух диапазонах энергий 3–8 кэВ и 8–20 кэВ. Следует отметить, что эти значения были получены в результате усреднения скорости счета по многим коротким наблюдениям, выполненным в 1996–2002 гг. Важно также отметить, что в отличие от оригинального каталога XSS, при вычислении приведенных в Табл. 5.1 погрешностей скоростей счета не принимались в расчет наблюдения RXTE, связанные с перенаведениями на данные источники. Таким образом, полученная подборка является по сути случайной. Как было отмечено выше, соответствующая поправка привела к исключению 4-х АЯГ. Все представленные АЯГ зарегистрированы на уровне значимости выше 4σ в диапазоне энергий 3–20 кэВ. Следует отметить, что на самых малых потоках на оценку скорости счета может оказывать влияние конфузия источников. Соответствующий предел оценивается в $4\sigma_{\text{conf}} = 0.5$ отсч/с в диапазоне 3–20 кэВ [228]. Так как только у трех АЯГ измеренные скорости счета оказываются ниже этого предела, можно считать, что влияние конфузии на нашу подборку пренебрежимо мало.

Далее, для каждого источника приведены значения двух типов светимости в диапазоне энергий (в системе наблюдателя) 3–20 кэВ¹. Наблюдаемая светимость L_{3-20} рассчитывается по измеренной скорости счета в полном диапазоне 3–20 кэВ, учитывая спектральный отклик прибора RXTE/РСА и предполагая степенной спектр с фотонным индексом $\Gamma = 1.8$ и завалом на низких энергиях из-за внутреннего поглощения (см. ниже). Собственная светимость $L_{3-20,\text{int}}$ получается из L_{3-20} после поправки на внутреннее поглощение АЯГ. Отметим, что приведенные значения светимостей для единственного АЯГ с $N_{\text{H}} > 10^{24} \text{ см}^{-2}$ в нашем списке – NGC 4945 – следует рассматривать в качестве грубых оценок, так как рентгеновский спектр этого оптически толстого по комптоновскому рассеянию источника плохо описывается [138] простой степенной моделью с фотопоглощением, принятой нами.

Фотометрические расстояния были рассчитаны по известным красным смещениям для космологической модели $(H_0, \Omega_m, \Omega_\Lambda) = (75 \text{ км/с/Мпк}, 0.3, 0.7)$. Для 10-ти близких источников ($z \lesssim 0.01$) были приняты расстояния из Каталога близких галактик [300].

¹Отметим, что результат бы практически не изменился, если бы тот же диапазон энергии был определен в системе покоя источника, так как k -поправка $|\Delta \lg L| < 0.1$ для всех наших источников.

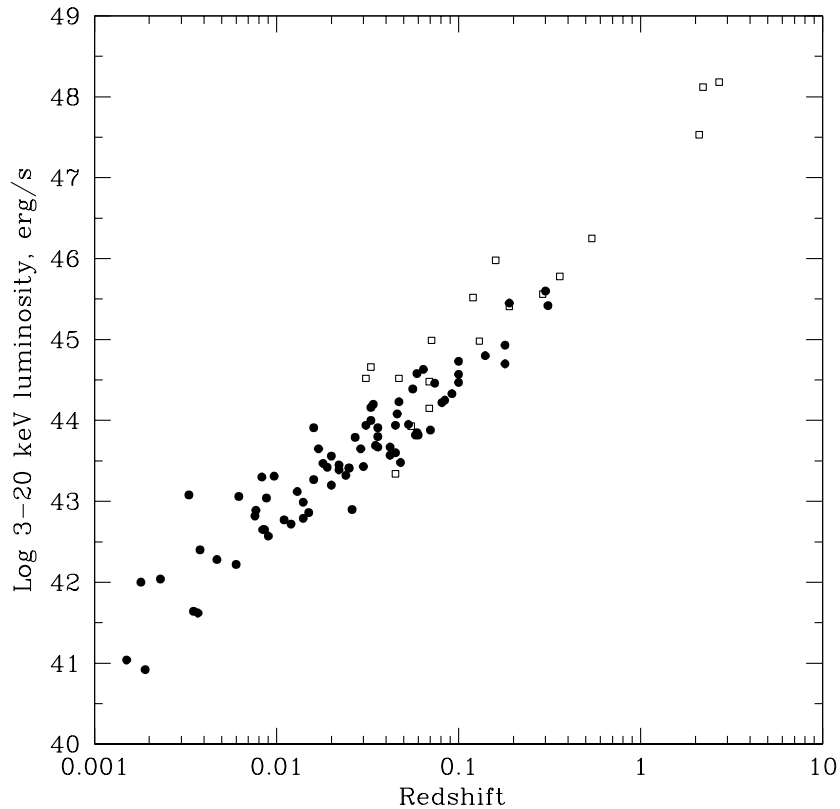


Рис. 5.1: Распределение по красному смещению и светимости 95-ти отождествленных АЯГ из обзора XSS, включая 77 АЯГ с эмиссионными линиями (сплошные кружки) и 18 блазаров (открытые квадраты).

На Рис. 5.1 показано местоположение наших АЯГ на плоскости красное смещение–светимость. Видно, что распределение по светимости чрезвычайно широкое и охватывает 7 (5) порядков величины в зависимости от того включены в рассмотрение блазары или нет. При этом в основном исследуется локальная Вселенная ($z < 0.1$). Эти свойства наряду с относительно жестким используемым диапазоном (3–20 кэВ) являются отличительными характеристиками данного обзора.

Колонка поглощения

Как было отмечено во введении к этой части, одной из важнейших характеристик АЯГ является колонка поглощения в холодном веществе вдоль луча зрения (N_{H}). Отметим сразу, что мы не будем учитывать вклад комптоновского рассеяния в холодном газе в завал рентгеновского спектра АЯГ на низких энергиях, ограничившись рассмотрением фотопоглощения. Это приближение оправдано, так как мы исключили из рассмотрения оптически толстые по комптоновскому рассеянию источники, а при $N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$ влияние комптоновского рассеяния на спектр ожидается слабым (менее 25% от наблюдаемого потока в диапазоне 3–20 кэВ) [187] и, более того, частично компенсируется присутствием отраженной спектральной компоненты [188, 232], не учитываемой нами.

Для всех наших отождествленных АЯГ (а также кандидатов в АЯГ из числа неотожествленных источников XSS, см. ниже) колонку поглощения можно оценить в первом приближении из

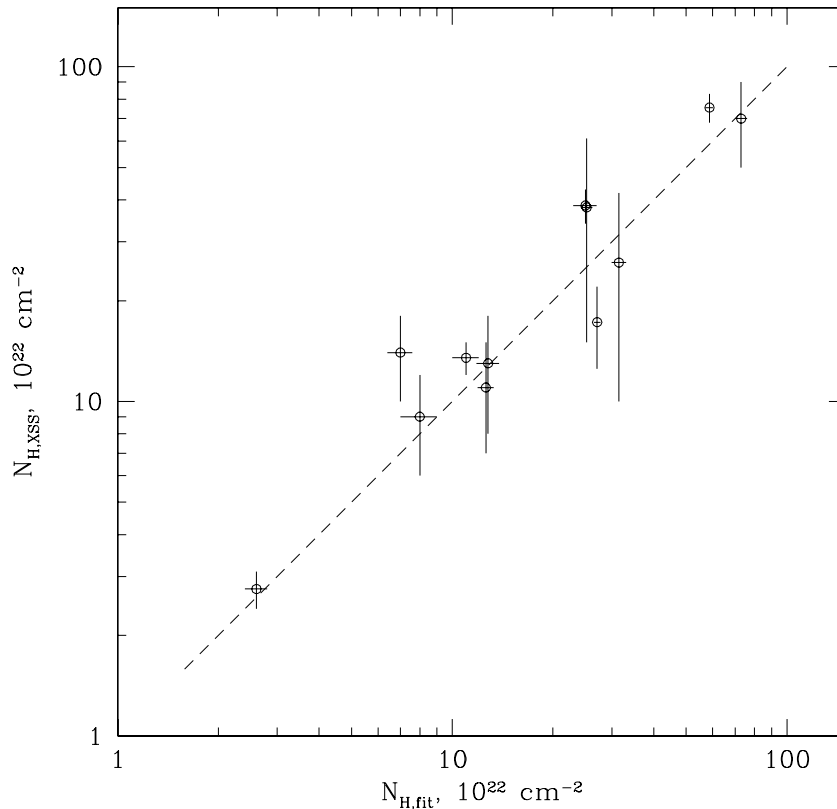


Рис. 5.2: Сравнение для ряда сейфертовских галактик 2-го типа колонок поглощения, оцененных по отношению скоростей счета, измеренных в обзоре XSS в диапазонах 8–20 и 3–8 кэВ, в предположении, что исходный спектр степенной с $\Gamma = 1.8$, с колонками, полученными по результатам спектрального анализа направленных наблюдений RXTE/PCA.

отношения измеренных скоростей счета в диапазонах 8–20 и 3–8 кэВ, предполагая исходный степенной спектр с наклоном $\Gamma = 1.8$ и учитывая красное смещение источника (если известно). Указанный спектральный наклон характерен для сейфертовских галактик и квазаров, как известно из предыдущих исследований [231] и следует из проведенного нами анализа данных направленных наблюдений обсерватории RXTE. Так как галактики NLS1 обычно имеют несколько более мягкие ($\Gamma \approx 2.2$) спектры, к тому же без заметного поглощения [170], указанная процедура должна приводить к правильному результату ($N_H = 0$) также и для объектов этого типа. Так как в данной работе мы рассматривали источники с колонкой поглощения менее 10^{22} cm^{-2} как непоглощенные, вариации от источника к источнику порядка 0.2 в наклоне исходного степенного спектра не должны влиять на полученные результаты. Аналогично не важно межзвездное поглощение в направлении на источник, так как все рассматриваемые объекты расположены на $|b| > 10^\circ$.

Для большинства АЯГ нам удалось уточнить описанные выше грубые оценки колонки поглощения либо анализируя имеющиеся данные направленных наблюдений RXTE, либо принимая значения N_H из архива данных TARTARUS обсерватории ASCA, либо из литературы. Данные RXTE/PCA обрабатывались с помощью программного пакета FTOOLS/LHEASOFT 5.3, а спектральный анализ выполнялся с помощью пакета XSPEC. При этом, для аппроксимации

спектров АЯГ использовалась простая модель, состоящая из степенного закона, модифицированного поглощением в нейтральном веществе, и флуоресцентной линии железа на энергии 6.4 кэВ, если последняя требовалась аппроксимацией (модель *zphabs * (power + gaus)* в XSPEC). Практически для всех поглощенных АЯГ в результате спектрального моделирования были получены значения спектрального наклона $\Gamma \approx 1.8$, за исключением хорошо известного случая сейфертовской галактики NGC 4151 ($\Gamma \approx 1.4$) [263]. Из результата сравнения полученных значений N_{H} с оценками, сделанными по каталогу XSS (Рис. 5.2) следует, что колонка поглощения может быть надежно оценена по отношению скоростей счета в обзоре XSS. Отметим, что систематическая неопределенность в знании энергетического отклика детектора RXTE/РСА не позволяют измерять колонки поглощения с точностью лучше $(0.5 - 1) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

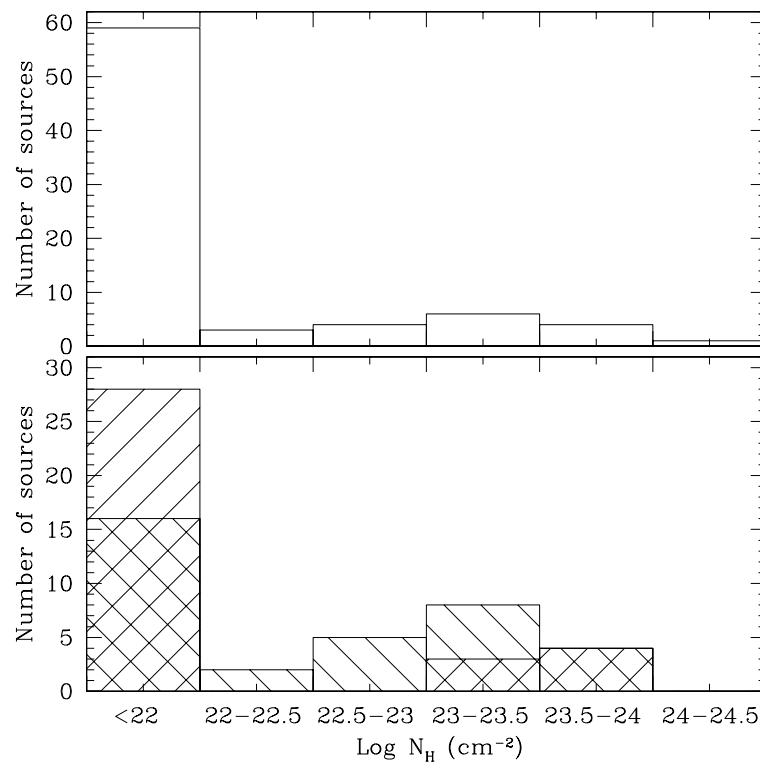


Рис. 5.3: *Наверху:* Наблюдаемое распределение по колонке поглощения (N_{H}) АЯГ с эмиссионными линиями. *Внизу:* Оценка распределения по N_{H} неотожествленных источников XSS – кандидатов в АЯГ. Представлены гистограммы, полученные двумя разными способами: одна – полагая $N_{\text{H}} = 0$ в тех случаях, когда измеренное значение N_{H} не превышает статистическую погрешность в 1σ , а другая – используя значения N_{H} наилучшего приближения вне зависимости от погрешности.

На Рис. 5.3 представлены наблюдаемое распределение по N_{H} АЯГ с эмиссионными линиями. При построении этого графика мы приняли $N_{\text{H}} = 0$ в тех 11 случаях, когда имеется лишь верхний предел, превышающий 10^{22} см^{-2} . Это – разумное предположение, так как эти источники классифицируются в оптике как АЯГ 1-го типа. Видно, что для большинства наших источников $N_{\text{H}} < 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Однако, и 18-ти поглощенных АЯГ оказывается достаточно, чтобы получить информативное реальное распределение АЯГ по N_{H} (см. §5.1.2 ниже). Как и ожидалось, все наши АЯГ с $N_{\text{H}} > 10^{22} \text{ см}^{-2}$ являются согласно оптической классификации сейфертовскими галактиками 2-го типа, за

исключением NGC 4151 – хорошо известной сейфертовской галактики 1-го типа. Еще более явным исключением может оказаться сейфертовская галактика 1-го типа ESO 323-G077, если полученная нами по спектральной жесткости грубая оценка ($N_{\text{H}} = (6 \pm 3) \times 10^{23} \text{ см}^{-2}$) подтвердится посредством рентгеновской спектроскопии. Такие редкие объекты скорее всего являются переходными от 1-го ко 2-му типу из-за их особой ориентации (см. результаты оптической спектрополяриметрии ESO 323-G077, свидетельствующие в пользу этой гипотезы [261]).

Неотождественные источники

В каталоге XSS имеется 35 неотождественных источников (Табл. 5.2), которые представляют основную неопределенность для данного статистического исследования. При описании обзора XSS мы представили аргументы [228] в пользу того, что большинство неотождественных источников скорее всего являются АЯГ. Уже после опубликования каталога несколько дополнительных источников XSS были действительно отождествлены с АЯГ, о чем пойдет речь в §5.1.5; однако, результаты представленного ниже статистического анализа АЯГ не учитывают эту новую информацию.

Табл. 5.2: Неотождественные источники из каталога XSS

Объект XSS (J2000.0)	3–8 кэВ отсч/с	8–20 кэВ отсч/с	N_{H}^{a} 10^{22} см^{-2}	Возможный мягкий рентгеновский компаньон
00050–6904	0.48 ± 0.04	0.22 ± 0.05	< 1.6	
00564+4548	0.71 ± 0.04	0.37 ± 0.05	$1.6 (< 4.4)$	1RXS J005528.0+461143
01023–4731	0.40 ± 0.08	0.33 ± 0.11	22 ± 19	1H 0102–469
02087–7418	0.58 ± 0.09	0.50 ± 0.11	22 ± 13	
05054–2348	0.69 ± 0.19	0.92 ± 0.23	48 ± 25	
05188+1823	0.61 ± 0.15	0.43 ± 0.18	$14 (< 30)$	
12270–4859	1.32 ± 0.13	0.68 ± 0.16	< 4.3	1RXS J122758.8–485343
12303–4232	0.48 ± 0.09	0.29 ± 0.11	$6 (< 16)$	1RXS J123212.3–421745
12389–1614	0.93 ± 0.11	0.51 ± 0.13	$3 (< 9)$	
13563–7342	0.54 ± 0.10	0.25 ± 0.13	< 12	1H 1342-733
14101–2936	0.26 ± 0.07	0.31 ± 0.09	43 ± 26	
14138–4022	0.52 ± 0.09	0.24 ± 0.11	< 6	
14239–3800	0.77 ± 0.12	0.39 ± 0.15	< 6	1RXS J142149.8–380901
14241–4803	0.33 ± 0.05	0.05 ± 0.05	< 1	1RXS J142148.7–480420
14353–3557	0.34 ± 0.08	0.20 ± 0.10	$6 (< 18)$	
14408–3815	0.74 ± 0.07	0.28 ± 0.09	< 1	1RXS J144037.4–384658
14495–4005	0.42 ± 0.05	0.19 ± 0.06	< 1.8	
15076–4257	0.73 ± 0.05	0.24 ± 0.06	< 1	
15153–3802	0.25 ± 0.06	0.09 ± 0.07	< 12	
15179–3559	0.12 ± 0.05	0.13 ± 0.06	$30 (< 70)$	
15360–4118	0.27 ± 0.06	0.17 ± 0.07	$8 (< 21)$	
16049–7302	0.41 ± 0.09	0.31 ± 0.11	$16 (< 33)$	
16151–0943	0.57 ± 0.14	0.25 ± 0.16	< 16	1RXS J161519.2–093618, 1H 1613–097
16537–1905	0.83 ± 0.15	0.58 ± 0.17	$13 (< 27)$	1H 1652–180
17223–7301	0.38 ± 0.08	0.14 ± 0.10	< 11	1RXS J171850.0–732527
17309–0552	0.67 ± 0.15	0.36 ± 0.18	$3 (< 20)$	1RXS J173021.5–055933, 1H 1726–058
17413–5354	0.43 ± 0.09	0.18 ± 0.10	< 11	
17459+1115	0.27 ± 0.23	0.13 ± 0.28	< 50	1RXS J174527.8+110837
17576–4534	0.49 ± 0.10	0.31 ± 0.13	$7 (< 19)$	
18236–5616	0.32 ± 0.09	0.51 ± 0.12	59 ± 27	
18381–5653	0.33 ± 0.13	0.36 ± 0.16	35 ± 32	
18486–2649	0.74 ± 0.14	0.32 ± 0.17	< 11	
19303–7950	0.70 ± 0.12	0.34 ± 0.16	< 7	1RXS J194944.6–794519
19459+4508	0.38 ± 0.10	0.38 ± 0.12	30 ± 22	
21354–2720	0.41 ± 0.11	0.32 ± 0.13	$19 (< 39)$	1RXS J213445.2–272551, 1H 2132–277

^a Верхние пределы – 1σ .

Предполагая, что неотождественные источники являются АЯГ и что их рентгеновское излучение характеризуется степенным спектром с наклоном $\Gamma = 1.8$, можно оценить их колонки поглощения по измеренным значениям спектральной жесткости аналогично тому, как мы делали в случае известных АЯГ. Так как кандидаты в АЯГ по своим потокам относятся к слабому хвосту каталога XSS, с оценками их колонок поглощения связаны большие статистические погрешности δN_{H} , причем во многих случаях может быть дан только верхний предел (Табл. 5.2). По этой причине мы построили два распределения по N_{H} : одно – предполагая $N_{\text{H}} = 0$ в тех случаях, когда $N_{\text{H}} < \delta N_{\text{H}}$, а другое – используя значения наилучшего приближения N_{H} во всех случаях. Реальное

распределение вероятно лежит между этими двумя приближениями. Как показано на Рис. 5.3, если неотожествленные источники – АЯГ, то они характеризуются примерно таким же или несколько более сильным поглощением, чем отождествленные АЯГ. Мы вернемся к этому вопросу в §5.1.2. Отметим, что в описанном выше анализе предполагалось, что для неотожествленных источников $z = 0$, поэтому полученные колонки поглощения могут быть несколько недооценены.

Неразрешенные источники

Дополнительная неполнота нашей подборки АЯГ может быть связана с присутствием в каталоге XSS 12-ти источников, которые являются результатом суперпозиции 2-х или даже 3-х астрономических объектов, по меньшей мере один из которых – АЯГ. Предполагая, что все источники в каждой из этих групп вносят одинаковый вклад в измеренный поток и применяя критерий детектирования (4σ) к отдельным источникам, находим, что примерно 5 АЯГ, подлежащих детектированию, возможно пропущены из-за данного проявления конфузии источников.

Полнота подборки

Как следует из предшествующего обсуждения, в нашей подборке, которая сейчас состоит из 95-ти АЯГ, возможно пропущено вплоть до ≈ 41 АЯГ (включая 4C +21.55, для которого неизвестно красное смещение), удовлетворяющих критерию детектирования обзора XSS, в основном по причине неполного отождествления каталога. В последующем анализе будет сделана попытка учесть этот пробел (в частности при восстановлении функции светимости АЯГ в §5.1.3), посредством введения коэффициента полноты каталога: $95/136 \approx 70\%$ и предполагая, что распределение по светимости неотожествленных АЯГ аналогично полученному для отождествленных. Приведенное выше значение коэффициента неполноты следует рассматривать как нижний предел в виду того, что некоторые из неотожествленных источников возможно не являются АЯГ (такие случаи недавно были действительно обнаружены [250]). Кроме того, можно ввести аналогичные коэффициенты (нижние пределы) отдельно для северного и южного неба: соответственно $45/(45 + 4 + 3) \approx 87\%$ и $50/(50 + 31 + 3) \approx 60\%$. Таким образом, наша подборка АЯГ характеризуется хорошей полнотой на северном небе, чем мы воспользуемся далее по ходу обсуждения. Более того, наше знание полноты каталога не сводится лишь к приведенным выше коэффициентам. При исследовании распределения АЯГ по колонкам поглощения ниже будет также использована грубая имеющаяся информация о рентгеновских спектрах неотожествленных источников.

Сравнение с подборкой Пичинотти

Наша подборка АЯГ включает 28 из 35 источников, составляющих хорошо известную подборку АЯГ Пичинотти, полученную по данным эксперимента НЕАО-1/A2 [219]. Она основана на результатах обзора неба на $|b| > 20^\circ$ с пределом по потоку 3.1×10^{-11} эрг/см²/с в диапазоне 2–10 кэВ. Степень перекрытия двух каталогов согласуется с тем, что наш каталог более чувствителен (для 90% неба на $|b| > 10^\circ$ эквивалентная чувствительность в диапазоне 2–10 кэВ составляет 2×10^{-11} эрг/см²/с или лучше), учитывая также то, что АЯГ обычно переменны с относительной амплитудой ~ 2 на масштабе лет.

5.1.2 Распределение АЯГ по собственной колонке поглощения

Исследуем теперь распределение близких АЯГ по колонке поглощения $f(N_H)$. Для этого воспользуемся методом максимального правдоподобия, как описано ниже. Отметим, что вычисления по стандартному методу $1/V_m$ приводят к очень похожим результатам, однако метод максимального правдоподобия позволяет более надежно оценить погрешности выходных параметров, учитывая относительно малое количество поглощенных АЯГ в нашей подборке.

Считая, что $f(N_H)$ не зависит от собственной (до поглощения) светимости АЯГ, представим $f(N_H)$ в диапазоне $N_H < 10^{24}$ см⁻² в виде ступенчатой функции:

$$f(N_H) = f_i \text{ при } N_{H,i}^{\min} < N_H < N_{H,i}^{\max}, \quad (5.1)$$

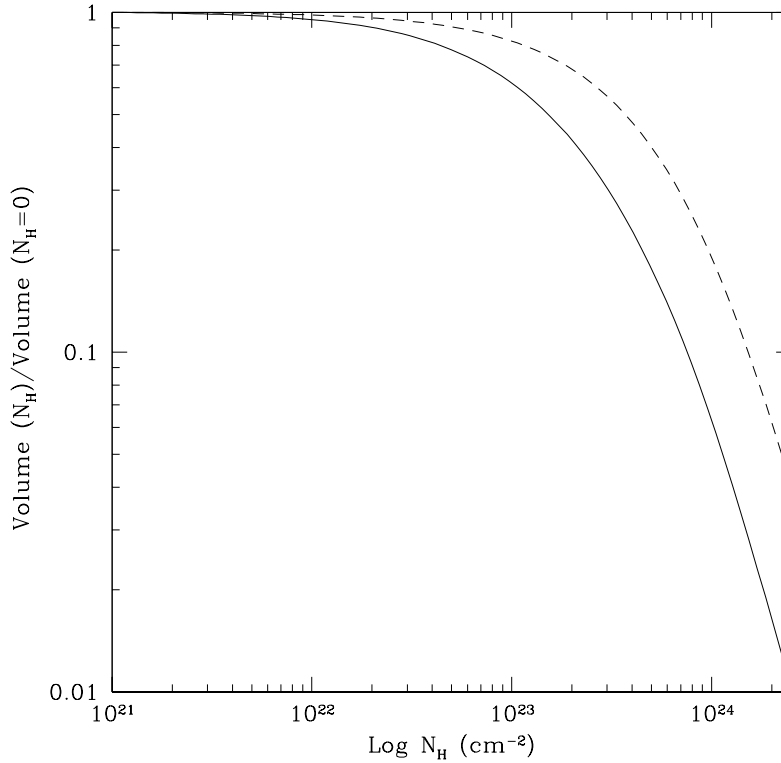


Рис. 5.4: Относительный объем пространства, покрытый обзором XSS, для АЯГ с данной собственной (до поглощения) светимостью со степенным спектром с наклоном $\Gamma = 1.8$ в зависимости от колонки поглощения. Сплошная и штриховая линия соответствуют диапазонам энергий 3–20 и 8–20 кэВ.

где $i = 1 \dots 5$, $N_{H,i}^{\min} = 0, 10^{22}, 10^{22.5}, 10^{23}, 10^{23.5} \text{ см}^{-2}$, $N_{H,i}^{\max} = 10^{22}, 10^{22.5}, 10^{23}, 10^{23.5}, 10^{24} \text{ см}^{-2}$. По определению $\sum_{i=1}^5 f_i = 1$, и следовательно любые 4 из 5-ти f_i могут быть выбраны в качестве свободных параметров.

Модель наилучшего приближения находится минимизацией оценки максимального правдоподобия

$$L = -2 \sum_j \ln \frac{f(N_{H,j}) V_m(L_{3-20, \text{int}, j}, N_{H,j})}{\int f(N_H) V_m(L_{3-20, \text{int}, j}, N_H) dN_H}, \quad (5.2)$$

где j пробегает по АЯГ во входной подборке, а $V_m(L_{3-20, \text{int}, j}, N_H)$ – объем пространства, в котором j -ый АЯГ со светимостью $L_{3-20, \text{int}}$ был бы детектирован, если бы его спектр был степенным с наклоном $\Gamma = 1.8$ при колонке поглощения N_H . Интегрирование в (5.2) выполняется в пределах от $N_H = 0$ до 10^{24} см^{-2} .

На Рис. 5.4 показана зависимость от N_H относительного объема обзора, который определяется энергетическим откликом прибора RXTE/РСА и картой распределения экспозиции по небу в обзоре XSS [228]. Видно, что V_m начинает заметно уменьшаться выше $N_H = 10^{23} \text{ см}^{-2}$ и падает уже в 15 раз к 10^{24} см^{-2} , т.е. тогда, когда характерная энергия завала в рентгеновском спектре достигает ~ 10 кэВ. Именно по этой причине в нашем каталоге практически нет источников, оптически толстых по комптоновскому рассеянию. На Рис. 5.4 приведен также аналогичный график

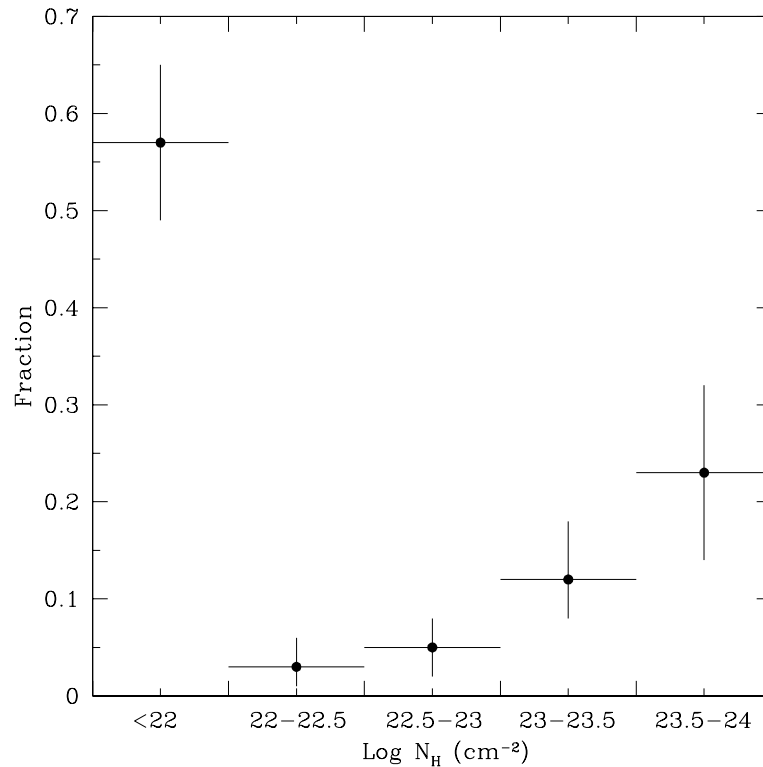


Рис. 5.5: Истинное (поправленное на зависимость глубины обзора от N_H) распределение по колонке поглощения оптически тонких по комптоновскому рассеянию АЯГ с эмиссионными линиями, по данным обзора XSS.

для жесткого диапазона 8–20 кэВ, в котором чувствительность обзора зависит от внутреннего поглощения АЯГ существенно меньше.

Ошибки на параметры определяются следуя стандартной процедуре: для каждого из 4-х варьируемых f_i нижняя и верхняя границы допустимого диапазона в 1σ находятся отклонением L на 1 от минимального значения, если при этом L минимизируется по остальным параметрам. Область достоверности 5-го (не участвующего в аппроксимации) f_i получается просто повторением процедуры, только теперь этот параметр надо рассматривать как свободный вместо одного из других.

В результате на основе нашей подборки 77-ми АЯГ с эмиссионными линиями получаем итоговое распределение по N_H , показанное на Рис. 5.5. Оказывается, что: $57 \pm 8\%$ оптически тонких по комптоновскому рассеянию АЯГ ($N_H < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) являются непоглощенными источниками ($N_H < 10^{22} \text{ см}^{-2}$), а доля более поглощенных ($10^{23} \text{ см}^{-2} < N_H < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) источников превышает в $4.1^{+2.9}_{-1.6}$ раз долю менее поглощенных ($10^{22} \text{ см}^{-2} < N_H < 10^{23} \text{ см}^{-2}$).

Важно оценить влияние статистической неполноты нашей подборки АЯГ на полученный выше результат. В качестве первой проверки на Рис. 5.6 сравниваются распределения N_H , полученные на основе подборок в северной и южной частях неба. Эти распределения показывают хорошее сходство и не демонстрируют значимых отличий от результата, полученного для всего неба (Рис. 5.5), причем следует вспомнить, что наша подборка АЯГ характеризуется высокой полнотой на северном небе. Далее, можно построить распределение N_H для неотожествленных источников XSS, предполагая,

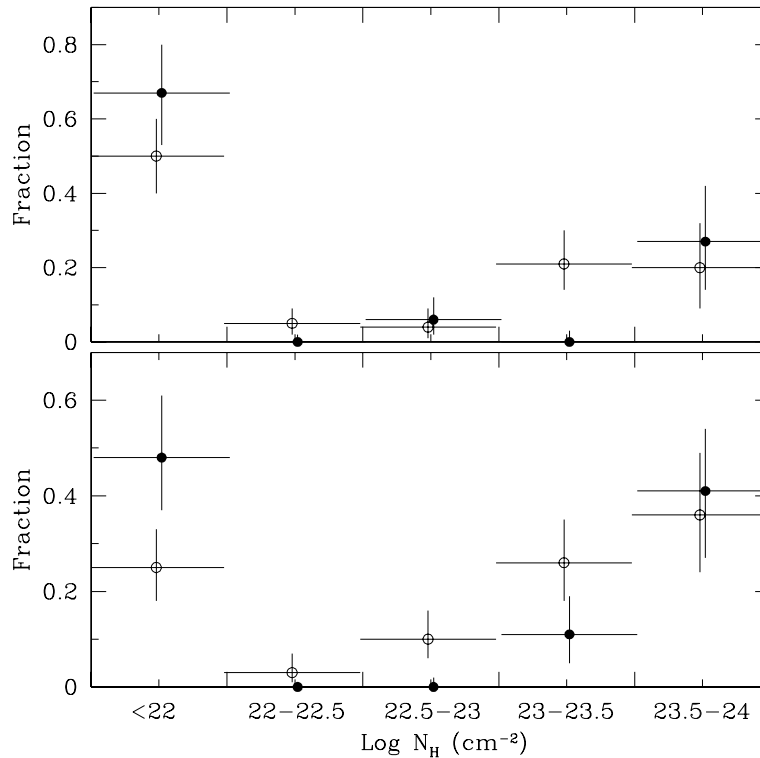


Рис. 5.6: *Наверху*: Распределение АЯГ по колонке поглощения, полученное по северной (сплошные кружки) и южной (открытые кружки) подборке отождествленных АЯГ. *Внизу*: Оценки распределения по N_{H} неотождествленных источников – кандидатов в АЯГ: одна (сплошные кружки) получена, предполагая $N_{\text{H}} = 0$ в тех случаях, когда измеренное значение N_{H} меньше статистической погрешности в 1σ , а другая (открытые кружки) основана на измеренных значениях N_{H} . Для ясности различные группы точек слегка сдвинуты относительно друг к другу вдоль горизонтальной оси.

что все они являются АЯГ и имеют степенные спектры с наклоном $\Gamma = 1.8$. Принимая $N_{\text{H}} = 0$, когда $N_{\text{H}} < \delta N_{\text{H}}$, либо же используя во всех случаях приведенные в Табл. 5.2 значения N_{H} , получаем два распределения, показанные на Рис. 5.6, между которыми вероятно заключено истинное распределение. Очевидно, что это распределение также не отличается значимо от полученного для известных АЯГ. Тем самым мы приходим к выводу, что влияние неполноты на полученное распределение АЯГ по N_{H} мало.

Зависимость от светимости

Исследуем теперь, зависит ли распределение по N_{H} от светимости АЯГ. Для этого повторим описанный выше анализ отдельно для АЯГ с эмиссионными линиями со светимостью $L_{3-20,\text{int}}$ ниже и выше $10^{43.5}$ эрг/с. Здесь разделительное значение светимости выбрано так, чтобы две получающиеся подборки содержали примерно одинаковое количество источников (37 и 40), что оптимизирует качество последующего статистического анализа. В результате, как показано на Рис. 5.7, получаются совершенно различные распределения по N_{H} для групп АЯГ с малой и большой светимостью. В то время как две трети АЯГ с $L_{3-20,\text{int}} < 10^{43.5}$ эрг/с характеризуются поглощением ($10^{22} \text{ см}^{-2} < N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$), соответствующая доля среди объектов с $L_{3-20,\text{int}} > 10^{43.5}$ эрг/с

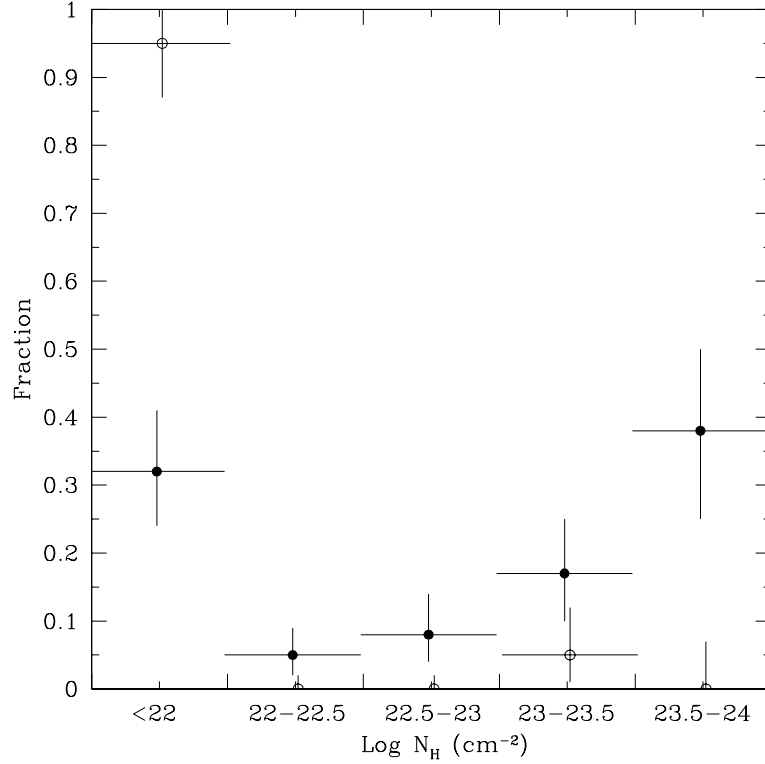


Рис. 5.7: Распределение по колонке поглощения АЯГ с эмиссионными линиями со светимостью $L_{3-20} < 10^{43.5}$ эрг/с (сплошные кружки) и $> 10^{43.5}$ эрг/с (открытые кружки).

составляет менее 20% (верхний предел на уровне 2σ). Подчеркнем еще раз, что здесь никак не учитываются толстые по комптоновскому рассеянию источники. Отметим также, что так как разница между наблюдаемой и собственной светимостями довольно мала: $\lg(L_{3-20,\text{int}}/L_{3-20}) = 0.1$ (0.5) при $N_H = 10^{23}$ (10^{24}) cm^{-2} , полученный выше результат практически не изменится, если разделить источники на $10^{43.5}$ эрг/с выполнив по наблюдаемой светимости.

Необходимо отметить, что жесткий верхний предел, полученный выше на долю поглощенных источников среди АЯГ с высокой светимостью, связан с присутствием в нашей подборке единственного источника (сейфертовской галактики 2-го типа NGC 7582) с $L_{3-20,\text{int}} > 10^{43.5}$ эрг/с и $N_H > 10^{22}$ cm^{-2} . Необходимо, правда, вспомнить, что мы просто приняли $N_H = 0$ для тех 11-ти источников, классифицированных в оптике как объекты 1-го типа, для которых из наблюдений известен только верхний предел на N_H , превышающий 10^{22} cm^{-2} . У 7-ми из этих источников $L_{3-20,\text{int}} > 10^{43.5}$ эрг/с. Существует небольшая вероятность, что 1 или 2 из этих источников на самом деле характеризуются поглощением $N_H > 10^{22}$ cm^{-2} . Однако, даже в этом случае доля поглощенных источников среди АЯГ с $L_{3-20,\text{int}} > 10^{43.5}$ эрг/с останется малой: $10 \pm 8\%$ и $14 \pm 7\%$, соответственно.

Сравнение с другими исследованиями

Еще совсем недавно знание распределения АЯГ по колонке поглощения было ограничено локальной Вселенной и основано на оптических обзорах. В частности, было известно, что сейфертовские галактики 2-го типа превосходят по количеству галактики 1-го типа примерно в 4 раза [176].

Ризалити и др. [233] выполнили оценку распределения по N_{H} сейфертовских галактик 2-го типа, отобранных по интенсивности излучения в узкой эмиссионной линии [O iii] 5007 Å, которая считается хорошим индикатором (после некоторой поправки) светимости непрерывного излучения АЯГ. Был сделан вывод, что толстые ($N_{\text{H}} > 10^{24} \text{ см}^{-2}$) и тонкие ($N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) по комптоновскому рассеянию сейфертовские галактики 2-го типа существуют приблизительно в равных количествах.

Так как только у малой доли сейфертовских галактик 1-го типа наблюдаются поглощенные рентгеновские спектры, из упомянутых выше результатов следует соотношение 2:1 тонких по комптоновскому рассеянию поглощенных ($10^{22} \text{ см}^{-2} < N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) к непоглощенным ($N_{\text{H}} < 10^{22} \text{ см}^{-2}$) АЯГ. Это хорошо согласуется с полученным нами результатом для АЯГ с низкой светимостью ($L_{3-20} < 10^{43.5} \text{ эрг/с}$). Вместе с тем, наш результат для отношения сильно поглощенных ($10^{23} \text{ см}^{-2} < N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) к умеренно поглощенным ($10^{22} \text{ см}^{-2} < N_{\text{H}} < 10^{23} \text{ см}^{-2}$) АЯГ с малой светимостью – $4.1_{-1.6}^{+2.9}$ – отличается от результата, полученного [233] – 1.7 ± 0.7 , но это отличие статистически незначимо. Так как подборка Ризалити и др. состояла практически полностью из АЯГ малой светимости, совершенно другое распределение N_{H} , полученное нами для АЯГ с $L_{3-20} > 10^{43.5} \text{ эрг/с}$, не может быть проверено на его основе.

В последние годы глубокие рентгеновские обзоры начали поставлять статистическую информацию о распределении АЯГ по N_{H} . В частности, на основе нескольких обзоров, выполненных в стандартном диапазоне 2–10 кэВ обсерваториями НЕАО-1, ASCA и Chandra, Уеда и др. [304] пришли к выводу, что доля поглощенных (тонких по комптоновскому рассеянию) АЯГ падает со светимостью. Более того, доля поглощенных источников среди АЯГ с малой светимостью ($L_{3-20} \lesssim 10^{43.5} \text{ эрг/с}$), согласно оценке этих авторов ($\approx 60\%$), оказывается в хорошем согласии с нашей оценкой ($68 \pm 8\%$). С другой стороны, оценка Уеда и др. ($\sim 30\text{--}40\%$) для соответствующей доли среди АЯГ с высокой светимостью согласуется с полученным нами верхним пределом 2σ (20%) лишь на грани. Следует отметить, однако, что в анализе [304] использовалась неоднородная подборка, в которую входят как близкие, так и очень далекие АЯГ ($z = 0.01\text{--}3$), в то время как наши результаты получены исключительно для локальной популяции АЯГ. Таким образом, некоторое расхождение в результатах двух исследований возможно свидетельствует о существенной космологической эволюции распределения по N_{H} мощных АЯГ.

Еще в одной работе [280] исследовалась доля оптически отождествленных АЯГ с широкими эмиссионными линиями среди рентгеновских источников, зарегистрированных в диапазоне 2–8 кэВ обсерваториями Chandra и ASCA. В случае популяции на $z = 0.1\text{--}1$ было найдено, что эта доля уменьшается со светимостью от $< 50\%$ при $L_{3-20} \lesssim 10^{43} \text{ эрг/с}$ до $> 85\%$ при $L_{3-20} \gtrsim 10^{44} \text{ эрг/с}$, причем существенная неопределенность связана с большим количеством неотожествленных источников, особенно на малых светимостях. Если считать, что большинство АЯГ с широкими линиями являются непоглощенными рентгеновскими источниками, то данный результат подтверждает отмеченную нами тенденцию для локальной популяции АЯГ.

5.1.3 Функция рентгеновской светимости АЯГ

Обратимся теперь к функции рентгеновской светимости близких АЯГ. Определим ее функцию $\phi(L_{3-20})$ как объемную плотность АЯГ в единичном интервале $\lg L_{3-20}$, где L_{3-20} – наблюдаемая светимость в диапазоне энергий 8–20 кэВ.

Вначале оценим $\phi(L_{3-20})$ для заданного набора интервалов по светимости, применив стандартный метод $1/V_{\text{m}}$ [259]. Здесь, как и раньше, $V_{\text{m}}(L_{3-20}, N_{\text{H}})$ – объем пространства, в котором в ходе обзора мог бы быть задетектирован данный АЯГ (с наблюдаемой светимостью L_{3-20} и оцененной колонкой поглощения N_{H} , предполагагая собственный степенной спектр с $\Gamma = 1.8$).

В качестве следующего шага попытаемся описать данные моделью, состоящей из двух гладко соединенных степенных законов:

$$\phi(L_{3-20}) = \frac{A}{(L_{3-20}/L_*)^{\gamma_1} + (L_{3-20}/L_*)^{\gamma_2}}. \quad (5.3)$$

Используем при этом оценку максимального правдоподобия

$$L = -2 \sum_j \ln \frac{\phi(L_{3-20,j}) V_0(L_{3-20,j})}{\int \phi(L_{3-20}) V_0(L_{3-20}) d \lg L_{3-20}}, \quad (5.4)$$

где j перебирает все АЯГ в подборке.

Введенный выше покрытый объем $V_0(L_{3-20})$ получается из ранее определенного $V_m(L_{3-20}, N_H)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} V_0(L_{3-20}) &= \int f(N_H) V_m(L_{3-20}, N_H) dN_H \\ &= V_m(L_{3-20}, N_H = 0) \begin{cases} 0.78, & L_{3-20} < 10^{43.5} \text{ эрг/с} \\ 1, & L_{3-20} > 10^{43.5} \text{ эрг/с} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Согласно этой формулировке, оценки N_H , полученные для отдельных АЯГ, в расчет не принимаются, зато учитывается полученное в §5.1.2 среднее распределение АЯГ по колонке поглощения $f(N_H)$ в зависимости от светимости. Это означает, что оценивается вероятность наблюдения АЯГ с данной светимостью L_{3-20} независимо от собственного поглощения. Следует обратить внимание, что в полученной методом $1/V_m$ функции светимости по интервалам, наоборот, принимаются в расчет индивидуальные колонки поглощения.

Минимизируя L , получаем значения наилучшего приближения излома функции светимости L_* , а также наклонов γ_1 и γ_2 . Однако, данная процедура аппроксимации не позволяет определить нормировочный коэффициент A модели наилучшего приближения. Поэтому A находится из условия, что задаваемое моделью число АЯГ равняется истинному числу АЯГ в нашей подборке.

Мы выполнили расчет в диапазоне L_{3-20} от 10^{41} до 10^{46} эрг/с, в который попадают все наши АЯГ с эмиссионными линиями, за исключением NGC 4945. По нашей оценке, светимость NGC 4945 составляет 8×10^{40} эрг/с, и, как было отмечено в §5.1.1, это единственный толстый по комптоновскому рассеянию АЯГ в нашем списке, при том что объектом данного исследования являются тонкие по комптоновскому рассеянию АЯГ. На Рис. 5.8 представлены полученные функция светимости по интервалам и модель наилучшего приближения. Параметры модели, а также оценки их статистических погрешностей собраны в Табл. 5.3. Мы не приводим ошибку на нормировку A , так как этот параметр сильно скореллирован с другими. Полученное аналитическое приближение хорошо согласуется с функцией светимости по интервалам $\phi(L_{3-20})$, как следует из теста Колмогорова–Смирнова.

Табл. 5.3: Параметры функции светимости АЯГ в диапазоне энергий 3–20 кэВ

Набор	$\lg L_{3-20}$	$\lg L_*$	γ_1	γ_2	A^a Мпк ⁻³	$W_{3-20}(> 41)$ 10 ³⁸ эрг/с/Мпк ³	$N_{3-20}(> 41)$ 10 ⁻⁴ /Мпк ³	P_{KS}^b
Все	41–46	43.58 ^{+0.32} _{-0.30}	0.88 ^{+0.18} _{-0.20}	2.24 ^{+0.22} _{-0.18}	6.0(8.6) × 10 ⁻⁶	4.3 ^{+0.7} _{-0.6} (6.1 ^{+1.0} _{-0.9})	5 ⁺⁴ ₋₂ (7 ⁺⁶ ₋₃)	> 0.9
Все	41–45	43.52 ^{+0.40} _{-0.40}	0.86 ^{+0.20} _{-0.24}	2.16 ^{+0.36} _{-0.26}	7.3 × 10 ⁻⁶	4.3 ^{+0.7} _{-0.6}	5 ⁺⁴ ₋₂	> 0.9
Непогл.	41–46	43.84 ^{+0.26} _{-0.26}	0.74 ^{+0.20} _{-0.20}	2.32 ^{+0.26} _{-0.22}	1.9 × 10 ⁻⁶	1.9 ^{+0.4} _{-0.3}	1.4 ^{+1.5} _{-0.6}	> 0.9
Север	41–45	43.78 ^{+0.44} _{-0.40}	0.96 ^{+0.20} _{-0.24}	2.26 ^{+0.34} _{-0.26}	2.5(2.9) × 10 ⁻⁶	3.8 ^{+1.1} _{-1.0} (4.4 ^{+1.3} _{-1.2})	5 ⁺⁵ ₋₂ (6 ⁺⁶ ₋₂)	0.88
Юг	41–46	43.24 ^{+0.50} _{-0.42}	0.66 ^{+0.34} _{-0.48}	2.14 ^{+0.32} _{-0.22}	2.2(3.7) × 10 ⁻⁵	4.5 ^{+1.0} _{-0.8} (7.5 ^{+1.7} _{-1.3})	4 ⁺⁴ ₋₂ (7 ⁺⁷ ₋₃)	> 0.9

^a – Приведенные в скобках значения поправлены на максимально возможную неполноту подборки.

^b – Вероятность Колмогорова–Смирнова.

Обзор XSS практически ограничен красным смещением $z = 0.1$ в случае АЯГ с $L_{3-20} < 10^{44.5}$ эрг/с. В то же время, наша подборка АЯГ с эмиссионными линиями включает 6 источников, расположенных на $z = 0.1 - 0.3$, причем у них всех $L_{3-20} > 10^{44.7}$ эрг/с. Однако, можно быть уверенными, что полученная функция светимости характерна для локальной Вселенной на $z < 0.1$. Чтобы убедиться в этом, мы повторили процедуру аппроксимации в более узком диапазоне светимостей от 10^{41} до 10^{45} эрг/с, при этом доля АЯГ, расположенных на $z > 0.1$, уменьшилась до 3 из всего 7 в интервале $10^{44.5} - 10^{45}$ эрг/с. При этом, как видно из Табл. 5.3, модель наилучшего приближения практически не изменилась.

На Рис. 5.8 и в Табл. 5.3 представлена также функция светимости, полученная для непоглощенных ($N_H < 10^{22}$ см⁻²) АЯГ с эмиссионными линиями. При расчете модели наилучшего приближения в этом случае не делалась поправка на объем обзора, описанная в (5.5). Как можно было бы ожидать на основе зависимости распределения по N_H от светимости (§5.1.2), вклад непоглощенных источников в пространственную плотность тонких по комптоновскому рассеянию

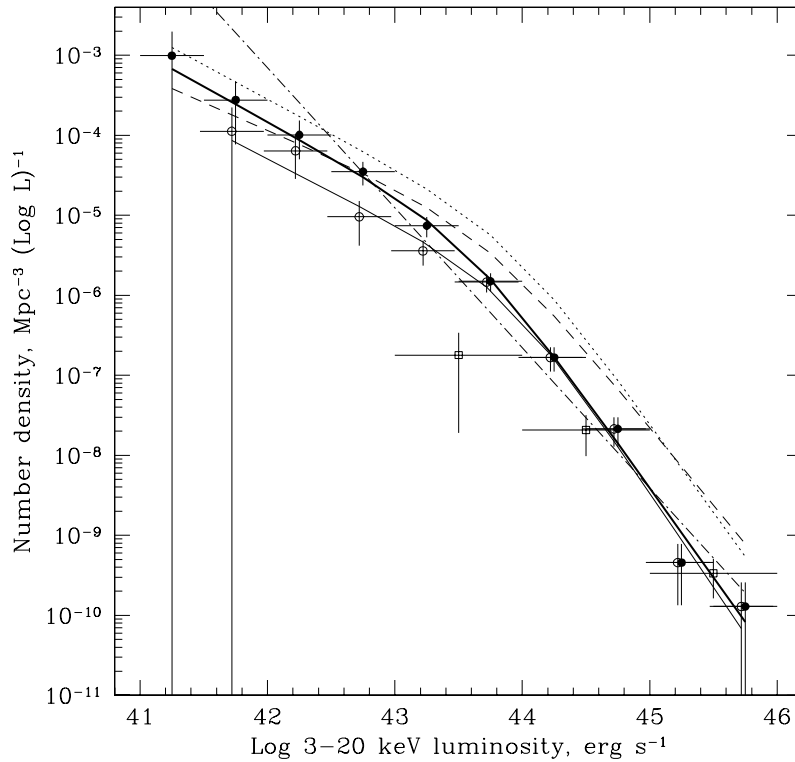


Рис. 5.8: Функция светимости близких АЯГ в диапазоне энергий 3–20 кэВ. 1) Тонких по комптоновскому рассеянию ($N_{\text{H}} < 10^{24} \text{ см}^{-2}$) АЯГ с эмиссионными линиями – сплошные кружки с ошибками и аналитическое приближение (ур. (5.3), Табл. 5.3) – толстая сплошная линия; 2) Аналогично, только непоглощенных ($N_{\text{H}} < 10^{22} \text{ см}^{-2}$) АЯГ с эмиссионными линиями – открытые кружки и тонкая сплошная линия. 3) Блазаров – открытые квадраты. Для сравнения приведены сделанные ранее оценки функции светимости близких АЯГ в стандартном диапазоне 2–10 кэВ, пересчитанные на 3–20 кэВ и к значению $H_0 = 75 \text{ км/с/Мпк}$: из [219] – штрих-пунктирная линия, из [304] для оптически тонких по комптоновскому рассеянию источников – пунктирная линия, из [166] для непоглощенных источников – штриховая линия.

АЯГ оказывается менее 50% при $L_{3-20} < L_* \approx 10^{43.5}$ эрг/с, но становится доминирующим при $L_{3-20} > L_*$. Интересно, что кардинальное изменение распределения по колонке поглощения, которое обсуждалось в §5.1.2, по-видимому, происходит где-то в районе излома функции светимости АЯГ, хотя наша подборка не достаточно велика для того, чтобы подробно исследовать изменение распределения по N_{H} со светимостью.

Мы также оценили функцию рентгеновской светимости блазаров, пренебрегая тем фактом, что лишь 9 блазаров с $L_{3-20} < 10^{45}$ эрг/с в нашей подборке относятся к локальной популяции ($z \lesssim 0.1$) АЯГ. Интересно (см. Рис. 5.8), что пространственная концентрация блазаров становится сравнима с концентрацией обычных (с эмиссионными линиями) АЯГ на наблюдаемых светимостях выше $\sim 10^{44}$ эрг/с.

Объемное энерговыделение

Умножая показанные на Рис. 5.8 функции светимости дополнительно на светимость, получаем новый график (Рис. 5.9), который позволяет сравнить вклады АЯГ с различными светимостями в локальное объемное энерговыделение в рентгеновских лучах. Оказывается, что энерговыделение АЯГ (в основном поглощенных) распределено примерно равномерно по диапазону 10^{41} – $10^{43.5}$ эрг/с.

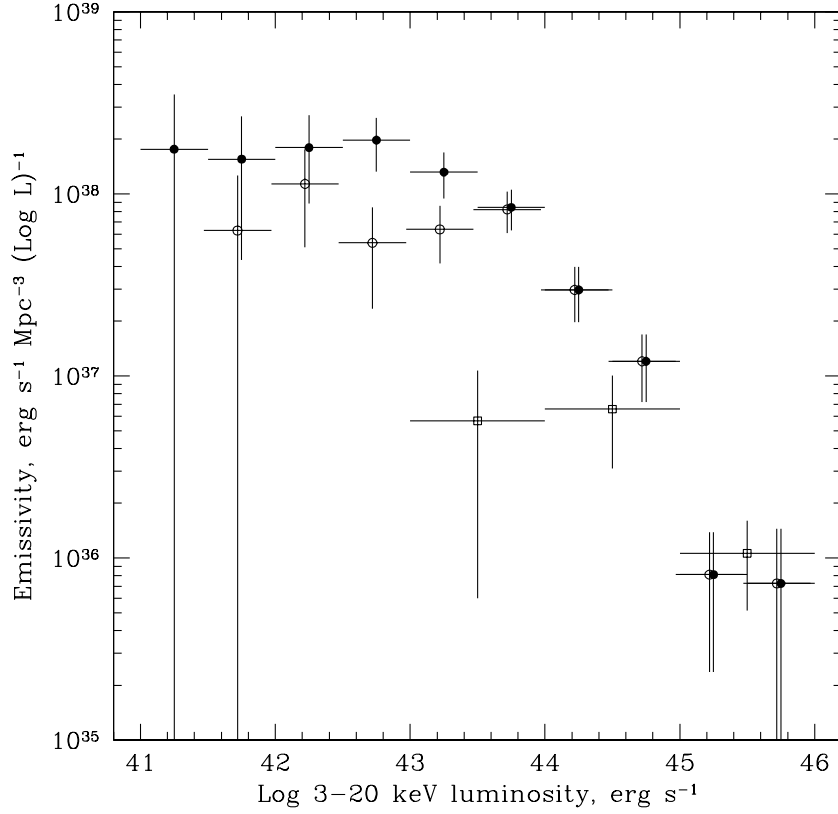


Рис. 5.9: Вклады АЯГ разных типов, в зависимости от светимости в локальное объемное энерговыделение в диапазоне 3–20 кэВ: тонких по комптоновскому рассеянию АЯГ с эмиссионными линиями (сплошные кружки), непоглощенных АЯГ с эмиссионными линиями (пустые кружки), блазаров (пустые квадраты).

Проинтегрировав еще раз по светимости,

$$W_{3-20}(> 41) = \int_{41}^{\infty} \phi(L_{3-20}) L_{3-20} d \lg L_{3-20}, \quad (5.6)$$

можно оценить суммарное энерговыделение АЯГ с эмиссионными линиями с $L_{3-20} > 10^{41}$ эрг/с. Получающееся значение приведено в Табл. 5.3 вместе со статистической погрешностью, которая была получена исследованием распределения правдоподобия по фазовому объему параметров. Видно, что значение $W_{3-20}(> 41)$ хорошо ограничено имеющимися данными.

Представляет интерес также полная пространственная концентрация АЯГ с $L_{3-20} > 10^{41}$ эрг/с:

$$N_{3-20}(> 41) = \int_{41}^{\infty} \phi(L_{3-20}) d \lg L_{3-20}. \quad (5.7)$$

Для этой величины тоже представлена оценка в Табл. 5.3. Необходимо отметить, что основной вклад в приведенное значение N_{3-20} вносят АЯГ около нижнего края исследуемого диапазона светимостей (10^{41} эрг/с). Поэтому $N_{3-20}(> 41)$ может заметно вырасти, если учесть более слабые АЯГ.

Дополнительная проверка результатов

На полученную выше функцию светимости АЯГ в диапазоне 3–20 кэВ могут оказывать влияние как неполнота исходной подборки, так и неоднородность пространственного распределения АЯГ, отражающая локальную крупномасштабную структуру Вселенной. Рассматривая первый из этих эффектов, мы предположили, что АЯГ, удовлетворяющие критерию детектирования XSS, но не вошедшие в подборку, характеризуются тем же распределением по светимости, что и АЯГ, составляющие подборку. Тогда можно оценить максимально возможное влияние неполноты подборки посредством корректировки амплитуды модели наилучшего приближения A , и, соответственно, интегральных величин $W_{3-20}(> 41)$ и $N_{3-20}(> 41)$ с помощью введенного в §5.1.1 коэффициента неполноты. Поправленные значения приведены в Табл. 5.3. Можно ожидать, что истинные значения лежат где-то между непоправленными и поправленными.

Чтобы оценить возможное влияние крупномасштабной структуры Вселенной, можно сравнить функции светимости, полученные для северного и южного неба (Рис. 5.10, Табл. 5.3). Тест Колмогорова–Смирнова показывает, что обе подборки АЯГ могли быть получены из одного и того же распределения по светимости: $P_{KS} = 0.35$. Более того, оценки интегрального энерговыделения $W_{3-20}(> 41)$ и пространственной концентрации $N_{3-20}(> 41)$ также не отличаются значимо для северной и южной подборок.

Наконец, применим стандартный тест V/V_m [259] к нашей подборке АЯГ. Для каждого АЯГ считается отношение $V/V_m = (C/4\delta C)^{-3/2}$, где C – измеренная скорость счета в диапазоне 3–20 кэВ, а δC – соответствующая погрешность в 1σ . Коэффициент 4 возникает из критерия детектирования, использовавшегося при построении подборки АЯГ. Затем выполняется усреднение в заданных интервалах светимости. Как видно из Рис. 5.11, наблюдаемые отклонения V/V_m от значения 0.5, соответствующего однородному распределению источников, статистически не значимы. В частности, усреднение по всей подборке АЯГ с эмиссионными линиями дает $\langle V/V_m \rangle = 0.44 \pm 0.04$, что согласуется со значением 0.5 в пределах 1.5σ .

Можно сделать вывод, что полученная функция светимости не подвержена значительному влиянию неоднородности распределения массы в локальной Вселенной, а неполнота нашей подборки приводит к систематической погрешности $\sim 20\%$ амплитуды функции светимости, т.е. $W_{3-20}(> 41)$, в дополнение к статистической погрешности $\sim 15\%$.

Сравнение с другими исследованиями

Полученная нами функция светимости АЯГ в диапазоне 3–20 кэВ превосходит по точности все ранее опубликованные функции светимости, полученные на энергиях выше 2 кэВ для локальной ($z < 0.1$) популяции АЯГ. На Рис. 5.8 для сравнения показана функция светимости, полученная в диапазоне 2–10 кэВ на основе подборки АЯГ (в основном непоглощенных) Пичинотти по данным эксперимента НЕАО-1/А2. Небольшая поправка на светимость ($\lg(L_{3-20}/L_{2-10}) = 0.1$) не оказывает практически никакого влияния на данное сравнение. Так как подборка Пичинотти сравнительно мала ($\sim 40\%$ от нашей) и покрывает сравнительно узкий диапазон светимостей (10^{42} – 10^{45} эрг/с), данные хорошо описывались степенной моделью с наклоном 1.75. В пределах погрешностей эта функция светимости согласуется с полученной нами.

Много усилий было также потрачено на исследование космологической эволюции функции светимости АЯГ в диапазоне 2–10 кэВ. В частности, Ла Франка и др. [166], а также Уеда и др. [304] составили большие подборки АЯГ: первая включает 158 АЯГ 1-го типа из обзоров обсерваторий НЕАО-1, ВерроSAX и ASCA, в вторая состоит из 247 АЯГ, зарегистрированных обсерваториями НЕАО-1, ASCA и Chandra и включает значительное количество поглощенных рентгеновских источников. В этих работах исследовалась зависимость функции светимости от красного смещения на $z \gtrsim 0.1$, и поэтому интересно сравнить экстраполяции этих зависимостей на $z = 0$ с измеренной нами напрямую локальной функцией светимости.

Уеда и др. представили свои результаты в единицах собственной светимости АЯГ в диапазоне 2–10 кэВ ($L_{2-10, \text{int}}$). Хотя наша функция светимости определена в единицах наблюдаемой светимости в диапазоне 3–20 кэВ (L_{3-20}), она практически не изменится после пересчета в $L_{3-20, \text{int}}$, так как $\langle \lg(L_{3-20, \text{int}}/L_{3-20}) \rangle = 0.1$ (0) для наблюдаемого распределения по N_H АЯГ с $L_{3-20} < 10^{43.5}$ эрг/с ($L_{3-20} > 10^{43.5}$ эрг/с). Более того, аналогичная малая $\lg(L_{3-20, \text{int}}/L_{2-10, \text{int}}) = 0.1$ поправка

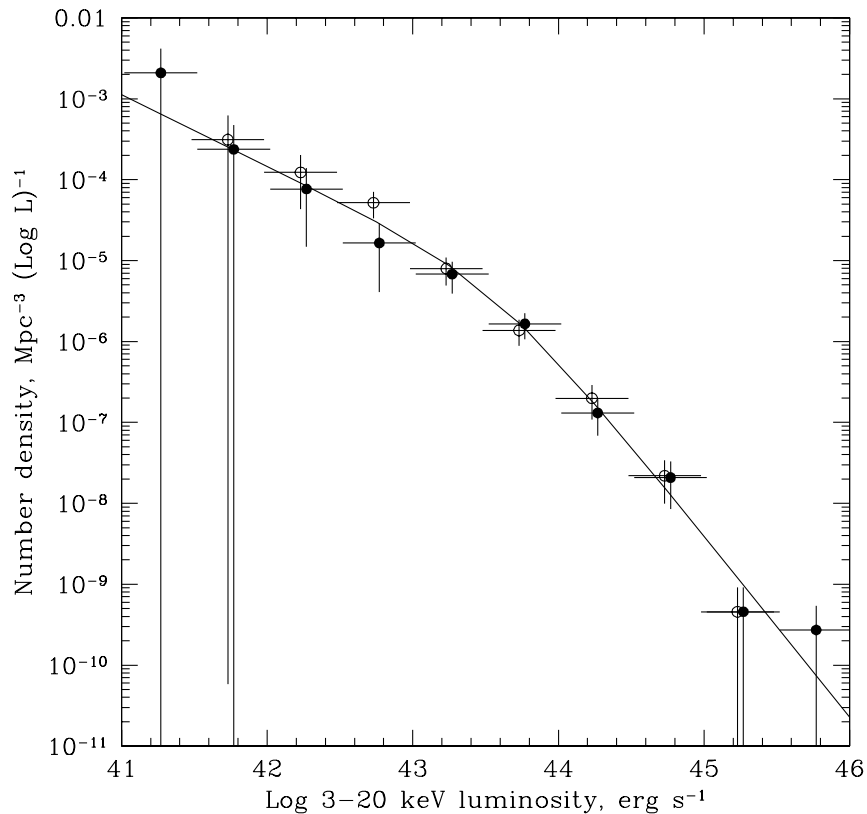


Рис. 5.10: Функция светимости в диапазоне 3–20 кэВ близких, оптически тонких по комптоновскому рассеянию АЯГ с эмиссионными линиями, полученная по южной (сплошные кружки) и северной (пустые кружки) подборке, в сравнении с моделью наилучшего приближения (ур. (5.3), Табл. 5.3), полученной на основе всей подборки АЯГ (сплошная линия).

нивелирует предыдущую на малых светимостях. Поэтому можно принять $\lg(L_{3-20}/L_{2-10,\text{int}}) = 0.05$ во всем диапазоне светимостей. С другой стороны, функция светимости Ла Франка и др. была получена для АЯГ 1-го типа (т.е. непоглощенных источников) и поэтому должна сравниваться с нашим результатом именно для этого случая (делая небольшую поправку $\lg(L_{3-20}/L_{2-10}) = 0.1$).

Как видно из Рис. 5.8, амплитуда полученной нами функции светимости всех АЯГ, а также той, что соответствует только непоглощенным источникам, оказывается меньше как минимум в 2 раза, чем получается экстраполяцией на $z = 0$ результатов [304] и [166]. Это расхождение может быть частично связано с неполнотой нашей подборки (в результате чего нормировка нашей функции светимости может быть занижена в < 1.4 раз, см. Табл. 5.3). Остающаяся разница возможно согласуется со статистическими погрешностями, хотя на этот счет трудно сделать формальную оценку. Несмотря на отличие в амплитуде, по форме функции светимости, полученные нами и в работах [304], [166], находятся в хорошем согласии.

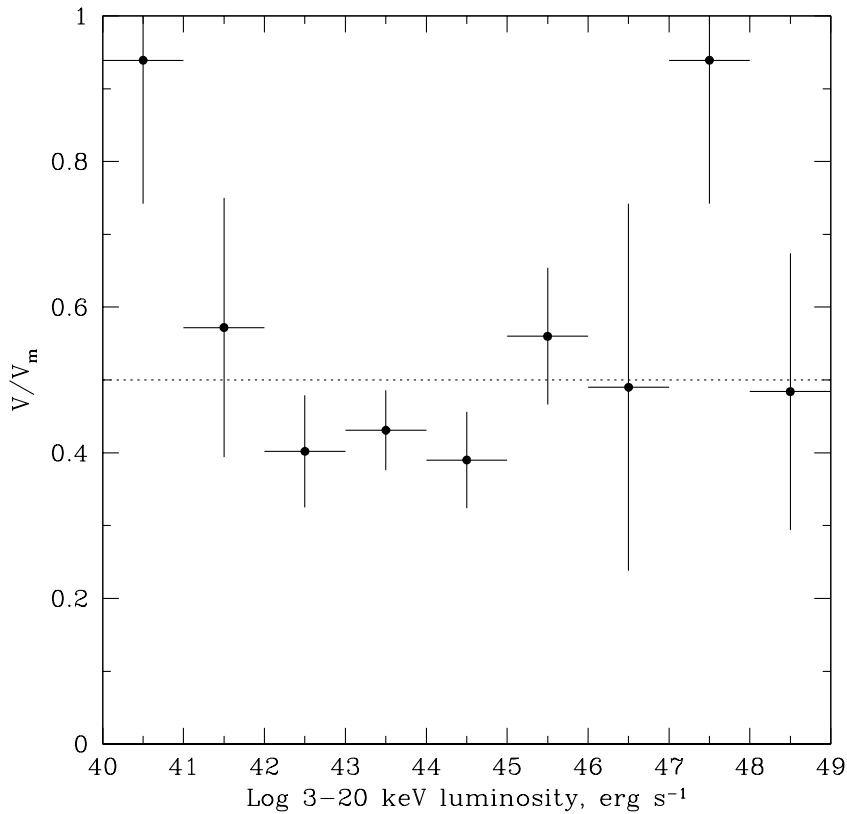


Рис. 5.11: Отношение V/V_m , усредненное по интервалам светимости.

5.1.4 Вклад АЯГ в локальное энерговыделение в рентгеновских лучах

Выше была сделана оценка полного энерговыделения на единицу объема в локальной Вселенной в диапазоне энергий 3–20 кэВ за счет АЯГ с $L_{3-20} > 10^{41}$ эрг/с: $W_{3-20}(> 41) = (5.2 \pm 1.2) \times 10^{38}$ эрг/с/Мпк³. Приведенные здесь значение и ошибка принимают во внимание как возможную неполноту подборки, так и статистическую погрешность. Используя исследованную в §5.1.2 зависимость от светимости распределения АЯГ по колонке поглощения, можно привести приведенную выше оценку к стандартному диапазону энергий 2–10 кэВ: $W_{2-10}(> 40.7) = (2.9 \pm 0.7) \times 10^{38}$ эрг/с/Мпк³.

Интересно сравнить данное значение с полным объемным энерговыделением в диапазоне 2–10 кэВ, для которого была сделана оценка $\rho_{2-10} = (6.5 \pm 1.9) \times 10^{38}$ эрг/с/Мпк³ (для $H_0 = 75$ км/с/Мпк) посредством кросс-корреляции галактик из обзора обсерватории IRAS с рентгеновской картой всего неба обсерватории HEAO-1 [195]. На основе этого сравнения можно сделать интересный вывод, что наряду с классическими сейфертовскими галактиками сравнимый вклад в локальное энерговыделение в виде рентгеновского излучения должны вносить другие классы источников. Среди очевидных кандидатов – АЯГ малой светимости ($L_{2-10} < 10^{41}$ эрг/с), галактики с активным звездообразованием, обычные (неактивные) галактики и скопления галактик. Вклад скоплений галактик составляет $\sim 0.5 \times 10^{38}$ эрг/с/Мпк³ (2–10 кэВ), как следует из измеренной функции светимости скоплений в диапазоне 0.1–2.4 кэВ [66] и зависимости температуры горячего газа скоплений от светимости [179].

Интересно также сравнить локальное энерговыделение АЯГ с соответствующими оценками для дальней Вселенной. Результаты [92], полученные по данным обсерватории Chandra, показывают, что суммарное излучение АЯГ с $L_{2-10} > 10^{42}$ эрг/с уменьшилось с нескольких $\times 10^{39}$ эрг/с/Мпк³ на $z = 1-2$ до $< 10^{39}$ эрг/с/Мпк³ на $z \sim 0.5$. Из нашего исследования следует, что к $z = 0$ произошло дальнейшее сильное ослабление глобальной аккреции на массивные черные дыры.

5.1.5 Отождествление источников из обзора XSS

Как было отмечено ранее, в составленном по результатам обзора XSS каталоге есть 35 неотожествленных источников (Табл. 5.2). Эти источники не были сразу отождествлены в основном по причине их плохой локализации – положения слабых источников XSS известны только с точностью $\lesssim 1^\circ$. Так как неотожествленные источники вносят существенную дополнительную неопределенность в статистический анализ АЯГ и других классов источников на основе обзора XSS, нами и другими исследователями был предпринят ряд шагов с целью повысить полноту отождествления обзора XSS.

Во-первых, несколько неотожествленных источников XSS были недавно зарегистрированы (случайным образом) в жестком рентгеновском диапазоне (выше 20 кэВ) обсерваторией ИНТЕГРАЛ, что позволило уточнить их координаты до $\sim 5'$ и выполнить наблюдения нескольких из них рентгеновским телескопом Chandra. Это в итоге привело к отождествлению двух источников (XSS J12389–1614 и XSS J19459+4508) с ядрами близких галактик; эти наблюдения будут обсуждаться в Главе 5.2. Во-вторых, были выполнены специальные сканы (более медленные и продолжительные, чем обычные перенаведения с мишени на мишень) обсерватории RXTE через ряд источников XSS, что позволило нам улучшить их координаты до 6–20'. Несколько из этих источников наряду с другими источниками XSS, для которых имеется вероятный мягкий рентгеновский компаньон из обзора всего неба обсерватории ROSAT (RASS, [312]), недавно наблюдались рентгеновским телескопом XRT на борту спутника Swift, что позволило отождествить эти источники с АЯГ, как обсуждается ниже. Наконец, источники XSS с относительно хорошо известными положениями, как и источники, обнаруженные обсерваторией ИНТЕГРАЛ, являются объектами текущей программы оптической идентификации на Российско–Турецком 1.5-м телескопе, в результате чего несколько источников также были отождествлены с АЯГ [3].

Продолжение всех этих направлений деятельности должно вскоре привести к практически полному отождествлению каталога XSS, что позволит нам выпустить обновленную версию каталога и уточнить описанный выше анализ статистических свойств локальной популяции АЯГ. Ниже представлены результаты отождествления 4-х источников XSS с близкими АЯГ по данным наблюдений обсерваторий RXTE, Swift и ИНТЕГРАЛ [230].

Пример отождествления

Специальные сканы RXTE/PCA, выполненные 23-го июня 2004 г. и 28-го марта 2005 г. позволили существенно уточнить положения двух источников: XSS J05054–2348 и XSS J18236–5616. В других двух случаях (XSS J12303–4232 и XSS J16151–0943) уже имелся вероятный яркий (~ 0.6 и ~ 0.4 отсч/с) мягкий рентгеновский компаньон из обзора RASS (Табл. 5.2), причем положения источников RASS известны с точностью $\sim 10''$. В период с августа по октябрь 2005 г. три из вышеупомянутых источников (XSS J05054–2348, XSS J12303–4232 и XSS J16151–0943) наблюдались телескопом Swift/XRT со временем экспозиции от 3 до 26 сек.

Мы проанализировали данные Swift/XRT, используя стандартные пакеты программ HEADAS 6.0.1, следуя рекомендациям Swift Guest Observer Facility (<http://legacy.gsfc.nasa.gov/docs/Swift/analysis/>). В результате в поле зрения телескопа XRT ($\sim 20' \times 20'$) для каждого источника был обнаружен единственный яркий рентгеновский (0.5–10 кэВ) источник. В случае XSS J12303–4232 и XSS J16151–0943 обнаруженный телескопом XRT источник совпадает с ранее предполагаемым компаньоном из обзора RASS. Кросс-корреляция изображений телескопа XRT с оптическими обзорами неба (см. Табл. 5.4 и Рис. 5.14) показала, что источники XSS J05054–2348, XSS J16151–0943 связаны с известными галактиками. Оптическая спектроскопия дополнительно показала [3], что эти галактики могут быть классифицированы как сейфертовские соответственно 1-го и 2-го типа.

Табл. 5.4: Отождествление источников XSS

RXTE			Отождествление	Тип ^a	Положение ^b α, δ (2000)	z
Название	α, δ (2000)	σ				
XSS J05054–2348	76.414 –23.906	6'	2MASX J05054575–2351139	Sy2	05 05 45.7 –23 51 14	0.0350 ^a
XSS J12303–4232	187.567 –42.541	60'	1RXS J123212.3–421745 IRAS F12295–4201? USNO-B1.0 0477-0336688		12 32 12.0 –42 17 51	0.098 ^г
XSS J16151–0943	243.796 –09.724	60'	1RXS J161519.2–093618 6dF J1615191–093613	Sy1	16 15 19.1 –09 36 13	0.0650 ^a
XSS J18236–5616	275.703 –56.348	20'	IGR J18244–5622 IC 4709		18 24 19.4 –56 22 09	0.0169

^a Согласно [3]

^b Приведенные координаты оптического компаньона согласуются с положениями, полученными Swift или ИНТЕГРАЛ

^a Приведенные значения из NED подтверждены в работе [3]

^г По линии в рентгеновском спектре

Определенное с помощью телескопа XRT положение XSS J12303–4232 совпадает с относительно ярким ($R \sim 14$) звездообразным объектом (Рис. 5.12), у которого к тому же есть вероятный инфракрасный компаньон в каталоге обсерватории IRAS (Табл. 5.4). Как будет показано ниже, снятый телескопом XRT рентгеновский спектр XSS J12303–4232 типичен для АЯГ и содержит сильную эмиссионную линию на энергии ~ 5.8 кэВ, которая может быть отождествлена со смещенной в красную сторону линией $K\alpha$ нейтрального железа. Это позволяет заключить, что XSS J12303–4232 – близкий квазар на $z \sim 0.1$.

Четвертый источник из представленной подборки (XSS J18236–5616) пока не наблюдался телескопом Swift/XRT. Зато он явно детектируется (на уровне 3.5σ) на суммарной карте в жестких рентгеновских лучах, накопленной прибором IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ к настоящему времени. Это дает нам существенно улучшенное положение ($\sim 5'$) этого источника. В области ошибок ИНТЕГРАЛа присутствует известная близкая галактика (Табл. 5.4 и Рис. 5.12), что наряду с широкополосным рентгеновским спектром (см. ниже) практически не оставляет сомнений, что и этот источник является АЯГ.

Рентгеновские спектры Для построения рентгеновских спектров мы использовали данные Swift/XRT в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ (для XSS J05054–2348, XSS J12303–4232, XSS J16151–0943) и RXTE/PCA в диапазоне 3–20 кэВ (для XSS J05054–2348 и XSS J18236–5616). В случае XSS J18236–5616 имеется также измерение потока на энергиях 17–60 кэВ обсерваторией ИНТЕГРАЛ. На Рис. 5.15 представлены полученные спектры источников.

Табл. 5.5: Результаты спектрального моделирования, потоки и светимости источников

Источник XSS	Прибор	Наклон ?	N_{H} ($N_{\text{H,Gal}}^{\text{a}}$) 10^{22} см $^{-2}$	Линия E (кэВ)	χ^2 / ст. св.	F (2–10 кэВ) 10^{-11} эрг/см 2 /с	L (2–10 кэВ) ^б 10^{43} эрг/с
J05054–2348	XRT,PCA	1.81 ± 0.12	5.7 ± 0.4 (0.02)	–	1.03/145	1.5 ± 0.1	3.7 ± 0.2
J12303–4232	XRT	1.56 ± 0.07	0.07 ± 0.02 (0.07)	5.82 ± 0.03	0.99/256	0.46 ± 0.04	9.8 ± 0.9
J16151–0943	XRT	1.98 ± 0.15	0.14 ± 0.05 (0.13)	–	0.77/33	0.40 ± 0.04	3.6 ± 0.4
J18236–5616	PCA	2.00 ± 0.13	12 ± 2 (0.08)	–	1.2/17	1.1 ± 0.1	0.62 ± 0.06

^a Галактическая колонка поглощения [98]

^б Наблюдаемая светимость в предположении $(H_0, \Omega_{\text{м}}, \Omega_{\Lambda}) = (75 \text{ км/с/Мпк}, 0.3, 0.7)$

Все четыре спектра хорошо описываются степенной зависимостью, модифицированной поглощением на нейтральном веществе вдоль луча зрения (Табл. 5.5). Показатели степени хорошо ограничены данными и характерны для сейфертовских галактик и квазаров ($\Gamma \sim 1.8$). В спектрах XSS J05054–2348 и XSS J18236–5616 наблюдается сильное поглощение ($N_{\text{H}} \sim 10^{23}$ см $^{-2}$), в то время как в двух других случаях (XSS J12303–4232 и XSS J16151–0943) измеренные колонки поглощения согласуются с межзвездным поглощением в направлении на источник. Высокая и низкая колонки, измеренные у XSS J05054–2348 и XSS J16151–0943, согласуются с их оптической классификацией (сейфертовская галактика 1-го и 2-го типа, соответственно). Отметим также хорошее согласие между спектрами XSS J05054–2348, полученными по данным Swift/XRT

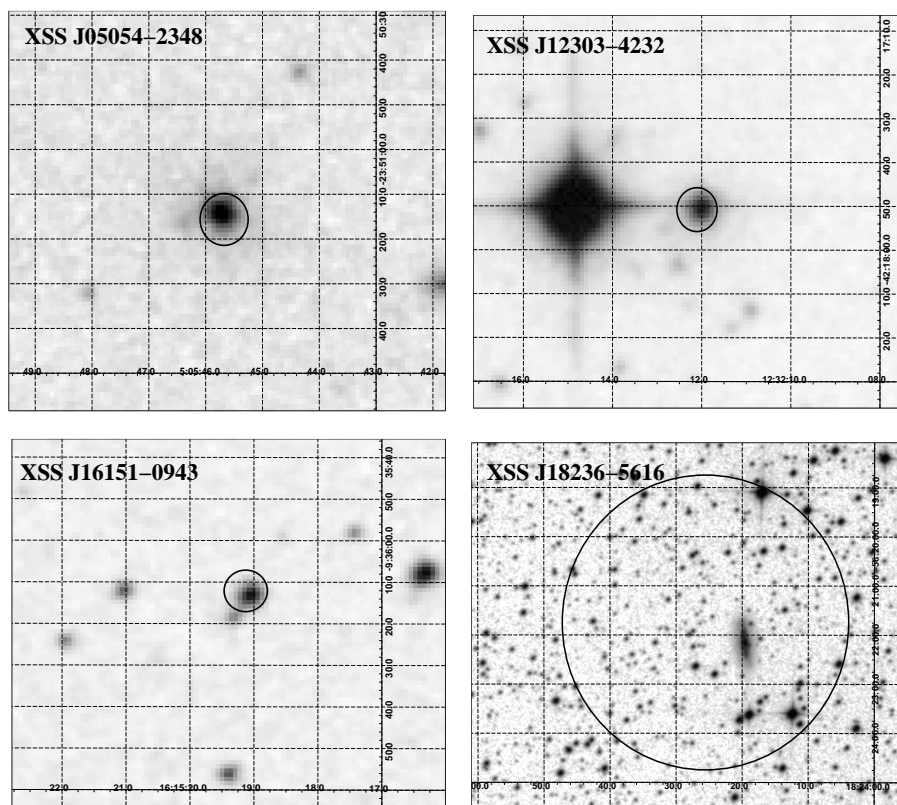


Рис. 5.12: Локализации источников XSS телескопом Swift/XRT (кружки радиусом $\sim 5''$) и прибором ИНТЕГРАЛ/IBIS (круг радиусом $\sim 3'$ в правой нижней панели) на фоне оптических изображений из обзора DSS.

и RXTE/PCA. Аналогично, жесткий рентгеновский поток от XSS J18236–5616, измеренный обсерваторией ИНТЕГРАЛ, согласуется (в пределах 90%) с экстраполяцией модели наилучшего приближения данных RXTE/PCA.

Весьма интересен случай XSS J12303–4232, в спектре которого имеется яркая узкая эмиссионная линия на энергии ~ 5.8 кэВ (задетектированная на уровне значимости $> 99.9\%$). Естественно интерпретировать эту линию как смещенную в красную сторону флуоресцентную линию железа 6.4 кэВ, которая часто наблюдается в спектрах АЯГ. Измеренная эквивалентная ширина линии (280 ± 40 эВ) также не является необычной для АЯГ, в том числе непоглощенных источников (см. например [203, 231]). Таким образом, XSS J12303–4232 – АЯГ на $z \approx 0.1$.

5.2 Обзор всего неба в жестких рентгеновских лучах обсерватории ИНТЕГРАЛ

Итак, обзор XSS подтвердил, что большую долю среди близких АЯГ составляют поглощенные источники, и кроме того позволил выявить сильную зависимость распределения по N_H от светимости. В то же время даже этот обзор, выполненный в диапазоне энергий 3–20 кэВ, недостаточно чувствителен к АЯГ, обладающим колонкой поглощения, превышающей 10^{23} см $^{-2}$.

После запуска в октябре 2002 г. (российской ракетой Протон) обсерватории гамма-лучей ИНТЕГРАЛ [317] появилась возможность выполнить обзор всего неба, аналогичный обзору XSS, но в более жестком рентгеновском диапазоне (выше 20 кэВ). Глубина такого обзора, благодаря тому, что максимум чувствительности приходится на энергии выше 20 кэВ, и большому полю зрения телескопа IBIS [303], оказывается сравнима с обзором XSS для непоглощенных и слабо

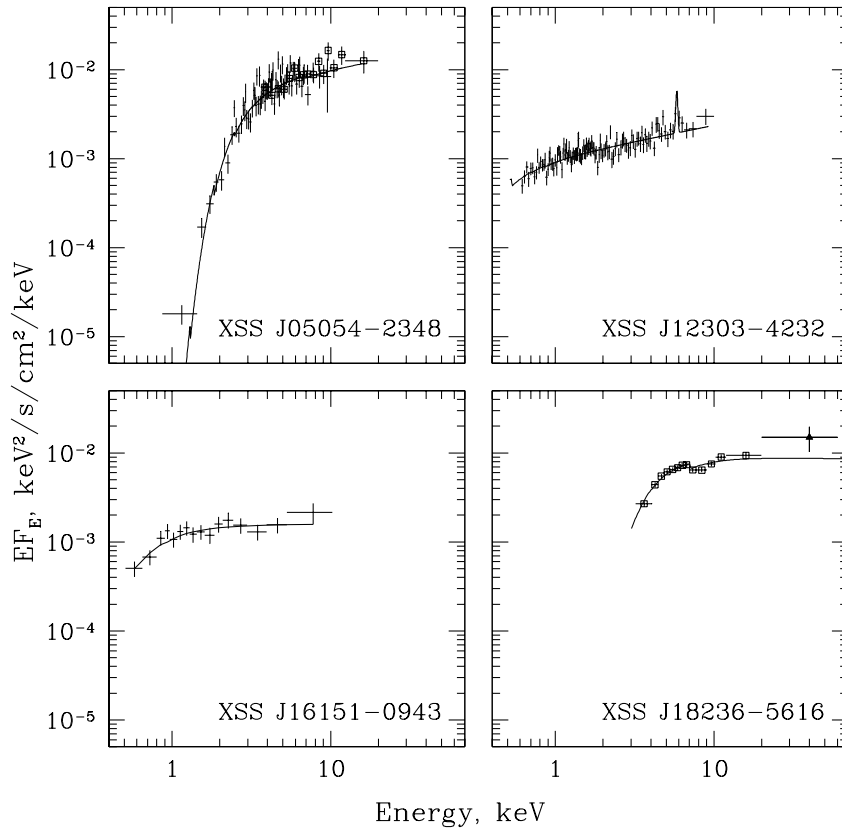


Рис. 5.13: Рентгеновские спектры источников XSS по данным Swift/XRT (в диапазоне 0.5–10 кэВ для XSS J05054–2348, XSS J12303–4232 и XSS J16151–0943) и RXTE/PCA (в диапазоне 3–20 кэВ для XSS J05054–2348 и XSS J18236–5616). В случае XSS J18236–5616 показан также поток в диапазоне энергий 17–60 кэВ, измеренный обсерваторией ИНТЕГРАЛ. Также показаны модели наилучшего приближения (Табл. 5.5).

поглощенных источников и существенно больше для сильно поглощенных объектов (N_{H} от 10^{23} до нескольких на 10^{24} см^{-2} , объекты с еще большей толщиной по комптоновскому рассеянию практически не детектируемы даже в жестких рентгеновских лучах). Кроме того, хорошее ($\sim 10'$) угловое разрешение телескопа IBIS позволяет исследовать области с высокой концентрацией источников, такие как плоскость и центр Галактики, что практически невозможно делать с помощью обсерватории RXTE.

Наблюдая различные мишени на небе, обсерватория ИНТЕГРАЛ покрыла к весне 2005 г. больше половины неба. Чтобы получить более полное покрытие неба, мы недавно начали программу наблюдений недостающих областей неба (PI: Е.М. Чуразов), которая будет завершена в 2006 г. После того как будет закончен обзор практически всего неба, мы планируем выполнить на его основе статистический анализ локальной популяции АЯГ, аналогичный нашему анализу по данным обзора XSS. При этом будут построены распределение источников по потоку, функция жесткой рентгеновской светимости и распределение АЯГ по N_{H} вплоть до нескольких 10^{24} см^{-2} .

К настоящему моменту из источников, зарегистрированных обсерваторией ИНТЕГРАЛ, нами по имеющимся базам данных было отождествлено свыше 70 АЯГ. Однако, как и в случае обзора XSS, присутствует значительное число неотожествленных источников, которые представляют огромный интерес, так как именно среди них могут находиться сильно поглощенные АЯГ. Мы надеемся отождествить многие из этих источников улучшив их локализации до нескольких угловых секунд, используя наблюдения рентгеновских телескопов, хотя в случае источников ИНТЕГРАЛа

Табл. 5.6: Отождествление источников из обзора ИНТЕГРАЛ

ИНТЕГРАЛ			Chandra		Отождествление	Тип объекта
Название	α, δ (2000)	σ	α, δ (2000)			
IGR J05007-7047	75.217 -70.771	3'	05:00:46.08 -70:44:36.0		USNO-B1.0 0192-0057570	HMXB in LMC?
IGR J07563-4137	119.070 -41.635	3'	07:56:19.62 -41:37:42.1		2MASX J07561963-4137420	АЯГ
IGR J10252-6829	156.267 -68.483	3'	10:25:00.49 -68:27:27.3			
IGR J11085-5100	167.144 -51.014	3'	11:08:50.48 -51:02:32.8		USNO-B1.0 0389-0243808?	
IGR J12026-5349	180.657 -53.816	3'	12:02:47.63 -53:50:07.7		WKK 0560	АЯГ ($z=0.0280$)
IGR J12391-1612	189.780 -16.196	2'	12:39:06.29 -16:10:47.1		2MASX J12390630-1610472	АЯГ ($z=0.0367$)
IGR J13091+1137	197.267 +11.622	3'	13:09:05.60 +11:38:02.9		NGC 4992	АЯГ ($z=0.0251$)
IGR J19473+4452	296.836 +44.864	3'	19:47:19.37 +44:49:42.4		2MASX J19471938+4449425	АЯГ ($z=0.0539$)

иногда возможна прямая оптическая идентификация [3]. В качестве пилотного проекта мы попытались отождествить 8 жестких рентгеновских источников, открытых обсерваторией ИНТЕГРАЛ, с помощью коротких наблюдений обсерватории Chandra [244]. Об этом пойдет речь ниже.

5.2.1 Отождествление источников с помощью обсерватории Chandra

На основе карты неба (с покрытием примерно 50%), построенной в диапазоне энергий 17–60 кэВ по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ, мы составили репрезентативную подборку из 8-ми новых жестких рентгеновских источников, задетектированных на уровне значимости выше 5.5σ . Эти источники расположены достаточно далеко как от Галактической плоскости ($> 5^\circ$), так и от Галактического центра ($> 60^\circ$) и не были обнаружены в ходе обзора всего неба обсерватории ROSAT. Локализации, полученные прибором IBIS/ISGRI, имеют радиус 2–3' (на уровне достоверности 90%). Эти источники были в июне–июле 2005 г. пронаблюдены телескопом ACIS-I обсерватории Chandra в рамках времени директора обсерватории. При этом на каждый источник пришлось экспозиция в 3.5 ксек.

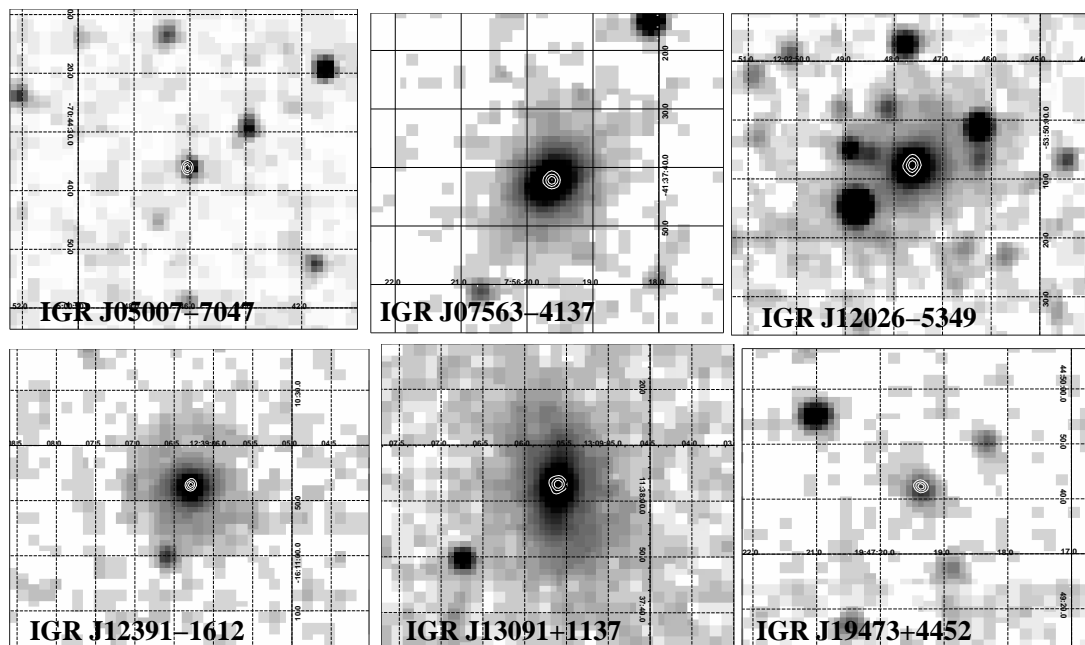


Рис. 5.14: Контуры рентгеновской яркости по данным Chandra, наложенные на изображения из обзора 2MASS в J-полосе для 6-ти источников ИНТЕГРАЛа. Каждое изображение ($\sim 0.8' \times 0.8'$) попадает в исходную область локализации обсерватории ИНТЕГРАЛ (радиусом $\sim 3'$, не показано).

В полях Chandra 6-ти источников ИНТЕГРАЛа присутствует яркий точечный источник ($\sim 0.1-0.2$ отсч/с), который попадает в область ошибок ISGRI и следовательно может быть с уверенностью отождествлен с источником IGR, так как источники с соответствующими рентгеновскими потоками (несколько 10^{-12} эрг/см²/с) встречаются очень редко ($\lesssim 1$ на 10 кв. град) на высоких Галактических широтах [228]. На Рис. 5.14 контуры детектирования Chandra показаны на фоне изображений в близком инфракрасном диапазоне по данным обзора всего неба 2MASS. Просмотр баз данных NED и SIMBAD около точных ($\sim 0.6''$) положений Chandra показал, что 5 из ярких рентгеновских компаньонов расположены в центральных областях близких галактик, что наряду с полученными высокими рентгеновскими светимостями (см. Табл. 5.7) явно говорит о том, что это – АЯГ. Для 3-х из этих галактик было ранее известно красное смещение. Красное смещение 4-го АЯГ – 2MASX J19471938+4449425 – было недавно измерено с помощью телескопа RIT-150 [3]. Лишь расстояние до 2MASX J07561963-4137420 остается пока неизвестным.

Положение яркого рентгеновского компаньона источника IGR J05007-7047 совпадает с относительно яркой голубой ($V = 14.8$, $B - V = -0.01$, [182]) звездой USNO-B1.0 0192-0057570. На основе звездной величины, цвета и местоположения в Большом магеллановом облаке можно сделать вывод, что этот объект скорее всего является массивной двойной системой в LMC. Учитывая светимость $\sim 5 \times 10^{36}$ эрг/с (1–60 кэВ, предполагая расстояние 50 кпк), это – 4-ая по яркости массивная двойная система в LMC (после LMC X-1, LMC X-3 и LMC X-4), принимая в расчет данные наблюдений ИНТЕГРАЛ и исторические данные. Наше предположение было недавно подтверждено посредством оптической спектроскопии [181].

В областях локализации двух оставшихся источников (IGR J10252-6829 и IGR J11085-5100) находится по одному относительно яркому (~ 0.003 и ~ 0.005 отсч/с) источнику Chandra, которые возможны связаны с источниками IGR. Однако, вероятность случайного совпадения достаточно велика в обоих случаях. Положения этих возможных рентгеновских компаньонов приведены в Табл. 5.6. Отметим также, что возможный компаньон IGR J11085-5100 совпадает со слабым ($B = 20.3$) звездообразным объектом. В последних данных, полученных обсерваторией ИНТЕГРАЛ, источники IGR J10252-6829 и IGR J11085-5100 больше не детектируются, что говорит об их транзиентной (и скорее всего Галактической) природе.

Рентгеновские спектры

Обсудим теперь рентгеновские спектры источников IGR. Обсерватория Chandra дает информацию на энергиях ниже 10 кэВ, а ИНТЕГРАЛ позволяет оценить потоки в диапазоне 17–60 кэВ. Два из источников (IGR J12391-1612 и IGR J19473+4452) были также зарегистрированы в ходе обзора XSS, так что для них известны потоки в диапазонах 3–8 и 8–20 кэВ. На Рис. 5.15 показаны полученные широкополосные спектры 5-ти открытых АЯГ.

Спектральные данные Chandra для 5-ти наиболее ярких источников оказались подвержены эффекту перепополнения фотонами [95]. Поэтому при спектральном анализе в этих случаях мы использовали только фотоны от источника, зарегистрированные вне центральной области (т.е. исключая $\sim 80\%$ от функции углового отклика вокруг источника), и кроме того ограничились энергиями ниже 5 кэВ. Была также сделана соответствующая коррекция эффективной площади детектора. При получении спектра IGR J13091+1137, в случае которого не было перепополнения, использовались фотоны со всей угловой функции отклика.

По данным Chandra спектры всех 5-ти АЯГ хорошо описываются степенной зависимостью с сильным фотопоглощением на низких энергиях. Найденные колонки поглощения (N_{H}) варьируются от 10^{22} до 10^{24} см⁻² (Табл. 5.7). Этим объясняется отсутствие мягких рентгеновских компаньонов в обзоре всего неба обсерватории ROSAT. Во всех 5-ти случаях спектральный наклон (Γ) ограничен в широком диапазоне 1.3–2.0. Модели наилучшего приближения, показанные на Рис. 5.15, были получены в предположении $\Gamma = 1.8$, что, как мы знаем, является характерным значением для АЯГ. Можно видеть, что экстраполяция модели проходит мимо измеренных значений потока обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE. Это очевидное расхождение вероятно связано с отличием реального спектрального наклона от принятого значения, а также с переменностью источников. В Табл. 5.7 приводятся потоки излучения источников в диапазонах 0.5–8 и 17–60 кэВ, а также светимости, если известно расстояние.

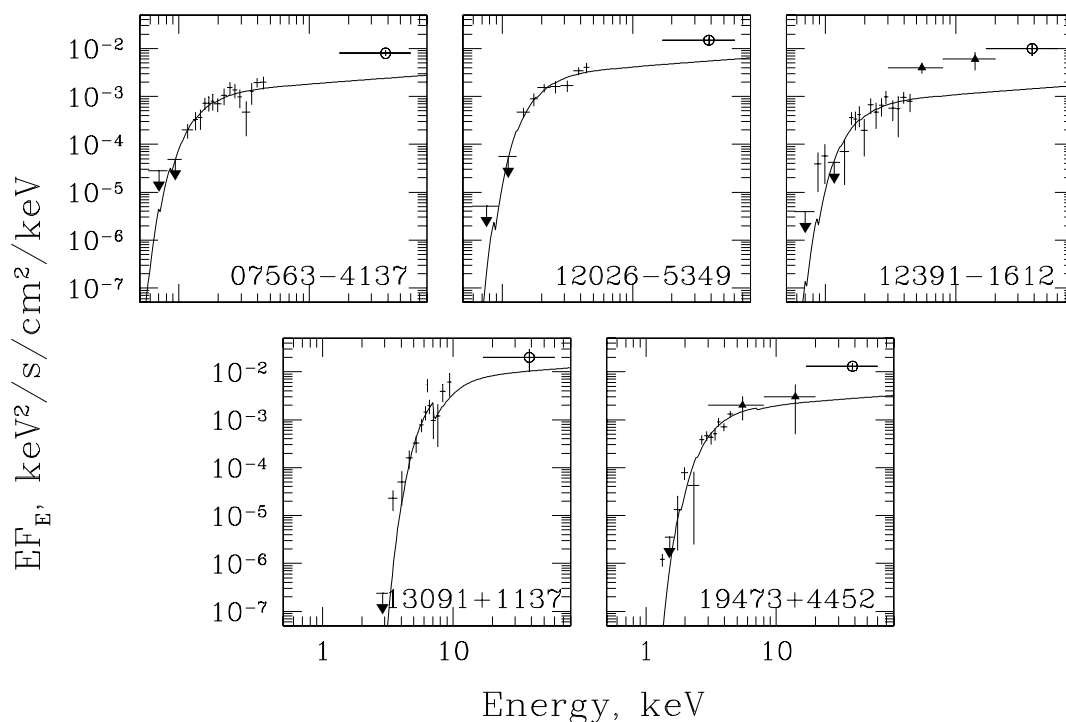


Рис. 5.15: Широкополосные рентгеновские спектры 5-ти АЯГ, отождествленных с помощью обсерватории Chandra. В диапазоне 0.5–5 кэВ (0.5–10 кэВ в случае IGR J13091+1137) использованы данные Chandra. Сплошной линией показана модель наилучшего приближения этих данных (Табл. 5.7), продолженная в область высоких энергий. Также приведены потоки в диапазоне 17–60 кэВ по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ (пустые кружки) и – для 2-х источников – потоки в диапазонах 3–8 и 8–20 кэВ из обзора XSS (сплошные треугольники).

5.2.2 Широкополосный рентгеновский спектр GRS 1734–292, яркой сейфертовской галактики за центром Галактики

Обсерватория ИНТЕГРАЛ позволяет не только детектировать АЯГ, но и исследовать спектры наиболее ярких из них в жестком рентгеновском и мягком гамма диапазонах энергии. Как уже было отмечено в Части 4, такая информация представляет большой интерес с точки зрения понимания формирования спектра космического рентгеновского фона, физики аккреции на сверхмассивные черные дыры и влияния излученной энергии на космологическую эволюцию галактик.

Прежние жесткие рентгеновские миссии, включая ГРАНАТ, GRO им. Комптона, RXTE и ВерроSAX, продемонстрировали, что рентгеновские спектры близких сейфертовских галактик обычно могут быть описаны степенным законом с $\Gamma \approx 1.8$ с дополнительной компонентой комптоновского отражения на 10–100 кэВ и экспоненциальным завалом на $E_{\text{cut}} \gtrsim 100\text{--}200$ кэВ. Измерение энергии завала в индивидуальных объектах продолжает оставаться сложной задачей даже для ИНТЕГРАЛа и возможно только при очень больших временах экспозиции для ярчайших АЯГ. Любое новое измерение E_{cut} очень важно, так как мы пока практически не имеем сведений о том, зависит ли характерная энергия завала от массы черной дыры, темпа аккреции на дыру или еще каких-то параметров.

Жесткий рентгеновский источник GRS 1734–292, расположенный на угловом расстоянии всего 1.8° от центра нашей Галактики, был открыт в 1990 г. телескопом ART-P российской обсерватории ГРАНАТ [23, 215]. Измеренные степенной спектр с наклоном $\Gamma \sim 2$ и рентгеновская светимость

Табл. 5.7: Рентгеновские потоки, светимости и спектры

Источник	F (0.5–8 кэВ)	L (0.5–8 кэВ) ^a	?	N_{H}^b	$N_{\text{H,Gal}}^b$	F (17–60 кэВ)	L (17–60 кэВ) ^a
	10^{-12} эрг/см ² /с	эрг/с	фикс.	10^{22} см ⁻²	см ⁻²	10^{-12} эрг/см ² /с	эрг/с
IGR J07563–4137	3.5 ± 0.4	—	1.8	1.1 ± 0.2	0.43	15 ± 2	—
IGR J12026–5349	6.7 ± 0.9	$(1.1 \pm 0.1) \times 10^{43}$	1.8	2.2 ± 0.3	0.17	33 ± 3	$(5.3 \pm 0.5) \times 10^{43}$
IGR J12391–1612	2.0 ± 0.3	$(5.5 \pm 0.8) \times 10^{42}$	1.8	1.9 ± 0.3	0.04	42 ± 7	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{44}$
IGR J13091+1137	1.2 ± 0.2	$(1.5 \pm 0.3) \times 10^{42}$	1.8	90 ± 10	0.02	34 ± 5	$(4.3 \pm 0.6) \times 10^{43}$
IGR J19473+4452	3.0 ± 1.0	$(1.8 \pm 0.6) \times 10^{43}$	1.8	11 ± 1	0.17	25 ± 4	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{44}$

^a Наблюдаемые светимости, предполагая $H_0 = 73$ км/с/Мпк

^b Измеренная колонка поглощения

^c Галактическая колонка поглощения [98]

($\sim 10^{36}$ эрг/с) в предположении, что источник находится в центре Галактики, указывали на то, что он является рентгеновской двойной системой. Однако, последующие оптические спектроскопические наблюдения неожиданно выявили [180] очень сильные широкие эмиссионные линии, не оставляющие сомнений в том, что GRS 1734–292 – ядро сейфертовской галактики 1-го типа на красном смещении $z = 0.0214$. Сама галактика до сих не была обнаружена из-за приблизительно ≈ 6 звездных величин межзвездного поглощения в видимом диапазоне в направлении на источник.

Со светимостью почти 10^{44} эрг/с (2–10 кэВ), GRS 1734–292 является одним из ~ 5 наиболее мощных АЯГ в пределах 100 Мпк от нас (см. Табл. 5.1, где правда исключена область $|b| < 10^\circ$), что делает его очень интересным объектом для исследования. Дополнительный интерес к GRS 1734–292 связан с тем [99], что его положение попадает в область ошибок (радиусом $\sim 0.5^\circ$) гамма-источника 3EG J1736–2908, открытого в эксперименте CGRO/EGRET [142].

Ранне было невозможно выполнить спектроскопию GRS 1734–292 на энергиях выше 20 кэВ коллиматорными приборами, такими как RXTE/PCA, RXTE/HEXTE, ВерроSAX/PDS из-за высокой концентрации ярких источников в области Галактического центра. Единственным прибором, который обладал достаточным угловым разрешением, был телескоп с кодирующей апертурой СИГМА на борту обсерватории ГРАНАТ. Однако, GRS 1734–292 все время оставался ниже порога детектирования СИГМА и едва детектировался только во время вспышки 15–17 сентября 1992 г. [85].

GRS 1734–292 был недавно задетектирован с высокой значимостью жестким рентгеновским телескопом IBIS на борту обсерватории ИНТЕГРАЛ. Мы использовали данные наблюдений ИНТЕГРАЛ, чтобы построить рентгеновский спектр GRS 1734–292 выше 20 кэВ [248]. Мы также использовали данные предыдущих миссий, чтобы продолжить спектр в область низких энергий.

Наблюдения и результаты

Площадь $30^\circ \times 30^\circ$ вокруг Галактического центра активно исследовалась обсерваторией ИНТЕГРАЛ в августе–сентябре 2003 г. Эти наблюдения образуют ультраглубокий обзор с полным временем экспозиции ~ 2 Мсек. В общей сложности в области Галактического центра прибором IBIS/ISGRI было зарегистрировано 60 точечных источников [228].

Мы проанализировали данные обзора Галактического центра, и в том числе восстановили спектр GRS 1734–292, используя методы, описанные [228]. Дополнительно, в диапазоне 2–10 кэВ были обработаны (используя пакет HEASOFT/FTOOLS 5.2) данные 6-килосекундного наблюдения, выполненного 12-го марта 1999 г. телескопом ASCA/GIS [238]. Наконец, в диапазоне энергий 3–20 кэВ, который частично перекрывается с диапазонами ASCA и ИНТЕГРАЛ, использовался опубликованный спектр по данным наблюдений GRS 1734–292 телескопом GRANAT/ART-P в сентябре–октябре 1990 г. [215].

На Рис. 5.16 показан широкополосный рентгеновский (2–200 кэВ) спектр GRS 1734–292. Результаты моделирования этого спектра с использованием пакета XSPEC представлены в Табл. 5.8.

Измеренный в диапазоне 18–200 кэВ прибором ИНТЕГРАЛ/IBIS спектр хорошо описывается степенным законом с наклоном $\Gamma = 2.1 \pm 0.1$. Из наблюдений ASCA/GIS в диапазоне 2–10 кэВ следует более плоская форма спектра ($\Gamma = 1.48 \pm 0.15$), а также наличие поглощения в нейтральном

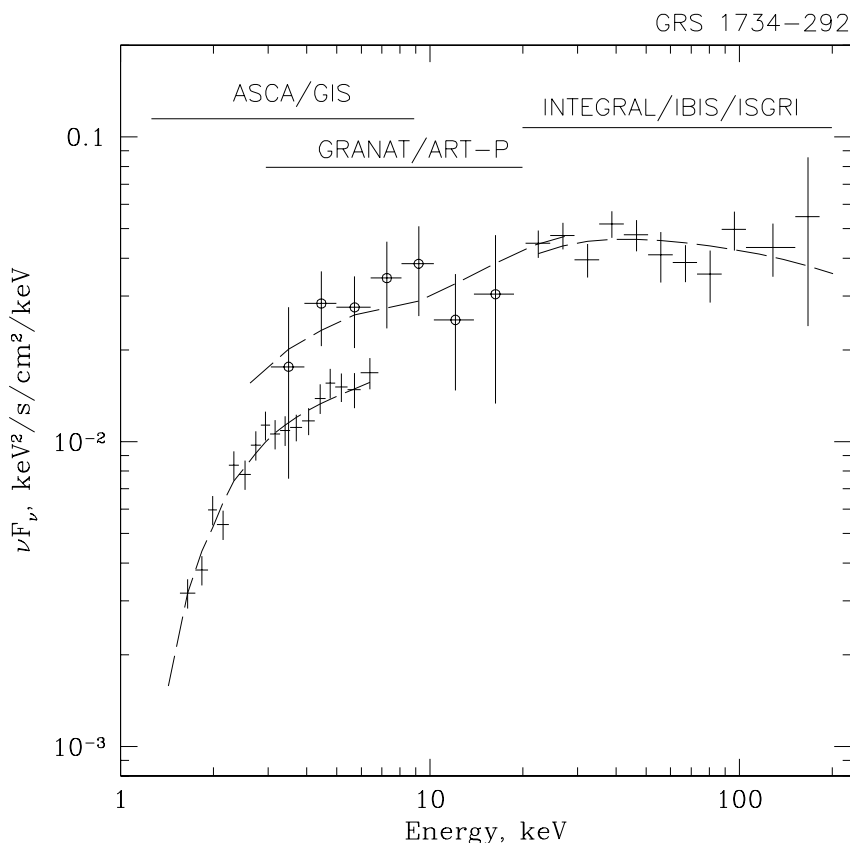


Рис. 5.16: Широкополосный рентгеновский спектр GRS 1734–292, полученный по данным одновременных наблюдений обсерваторий ИНТЕГРАЛ, ГРАНАТ и ASCA. Штриховыми линиями показана модель наилучшего приближения (степенной закон с поглощением + отражение, Табл. 5.8), нормировка которой отличается для различных наборов данных.

веществе с $N_{\text{H}} = (1.5 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$. Это значение нельзя считать значимым превышением межзвездного поглощения в направлении GRS 1734–292 ($N_{\text{H}} \approx 1.0 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$) [180], учитывая неопределенность в последнем значении. Результаты нашего анализа данных ASCA находятся в хорошем согласии с ранее опубликованными [238].

Модель степенного закона с поглощением с $\Gamma = 1.7 \pm 0.2$ и завалом на $E_{\text{cut}} \gtrsim 160 \text{ кэВ}$ хорошо описывает всю совокупность данных ASCA, ART-P и IBIS, если принять во внимание различные уровни потока в этих наблюдениях. Широкополосный спектр также хорошо описывается моделью поглощенного степенного закона с дополнительной отраженной компонентой (модель reghav в XSPEC), амплитуда R которой плохо ограничена данными; фиксирование на $R = 1$ дает $\Gamma = 1.9 \pm 0.2$.

Из представленного анализа следует, что рентгеновский спектр не отличался заметно в наблюдениях ART-P, ASCA и ИНТЕГРАЛ. При этом рентгеновский поток от GRS 1734–292 менялся менее, чем в 2 раза от одного наблюдения к другому. Обычно светимость GRS 1734–292 составляет $6(20) \times 10^{43} \text{ эрг/с}$ в диапазоне 2–10 кэВ (2–200 кэВ) (предполагая $H_0 = 75 \text{ км/с/Мпк}$).

Полученный рентгеновский спектр GRS 1734–292 весьма типичен для сейфертовских галактик. Полученный здесь нижний предел на энергию завала ($E_{\text{cut}} \gtrsim 100 \text{ кэВ}$) весьма ценен, так как GRS 1734–292 является одним из наиболее мощных АЯГ, для которых была выполнена подобная оценка, особенно в виду того, что основной вклад в космический фон по всей видимости связан именно с АЯГ с подобными светимостями ($\sim 10^{44} \text{ эрг/с}$), как обсуждалось в Части 4.

Обсудим наконец возможность того, что GRS 1734–292 является объектом типа BL Lac, на что указывает совпадение его пространственных координат с положением гамма-источника

Табл. 5.8: Результаты спектрального анализа GRS 1734–292

Степенной закон с завалом	IBIS
?	2.1 ± 0.1
E_{cut} , кэВ	$> 110 (2\sigma)$
Flux (18–200 кэВ) ^a	1.65 ± 0.2
Flux (2–10 кэВ) ^b	1.3
$\chi^2/\text{d.o.f}$	7.6/10
Степенной закон с поглощением	GIS
N_{H} , 10^{22} см ⁻²	1.5 ± 0.2
?	1.48 ± 0.15
Flux (2–10 кэВ)	0.35
$\chi^2/\text{d.o.f}$	17.0/15
Степенной закон с поглощениями и завалом	IBIS+GIS+ART-P
N_{H} , 10^{22} см ⁻²	2.0 ± 0.3
?	1.7 ± 0.2
E_{cut}	$156^{+\infty}_{-55}$
Flux (2–200 кэВ, IBIS) ^b	2.1
Flux (2–200 кэВ, GIS) ^b	1.3
Flux (2–200 кэВ, ART-P) ^b	2.1
$\chi^2/\text{d.o.f}$	34.1/34
Степенной закон с поглощением и завалом+отражение	IBIS+GIS+ART-P
N_{H} , 10^{22} см ⁻²	2.2 ± 0.2
?	1.9 ± 0.2
E_{cut}	$> 120 (2\sigma)$
$R \equiv \Omega/2\pi$	1.0 (зафикс.)
Flux (2–200 кэВ, IBIS) ^b	2.2
Flux (2–200 кэВ, GIS) ^b	1.8
Flux (2–200 кэВ, ART-P) ^b	2.8
$\chi^2/\text{d.o.f}$	34.4/34

^a Все приведенные значения потоков не поправлены на поглощение и даны в единицах 10^{-10} эрг/с/см².

^b Поток в диапазоне 2–10 кэВ, рассчитанный по модели, полагая межзвездное поглощение $N_{\text{H}} = 1.5 \times 10^{22}$ см².

^b Модельный поток в диапазоне 2–200 кэВ, согласно данным IBIS, GIS, ART-P.

3EG J1736–2908. Против этой гипотезы могут быть предложены два аргумента. Во-первых, оптический спектр GRS 1734–292 полностью доминирован широкими линиями, характерными для сейфертовских галактик 1-го типа [180], в то время как в случае лацертид обычно трудно различить какие-либо эмиссионные линии на фоне сильного непрерывного излучения, направленного в нашу сторону. Во-вторых, на месте GRS 1734–292 обнаружен только слабый радиоисточник (с потоком ~ 10 мЯн на 10 ГГц) [180]. Если бы GRS 1734–292 был обычным объектом типа VL Lac, можно было бы ожидать на три порядка большего потока радиоизлучения [118]. Чтобы лучше продемонстрировать это, на Рис. 5.17 широкополосный спектр GRS 1734–292 сравнивается с характерным спектром лацертид сравнимой светимости. С другой стороны, GRS 1734–292 очень похож на спектр классической сейфертовской галактики 1-го типа NGC 4151.

Поэтому, либо GRS 1734–292 – очень необычная сейфертовская галактика 1-го типа, которая производит сильное гамма-излучение, либо 2) он не имеет отношения к источнику 3EG J1736–2908. Принимая в расчет то, что концентрация жестких рентгеновских источников, детектируемых ИНТЕГРАЛОм в центральной $5^\circ \times 5^\circ$ области Галактики, составляет ~ 0.5 на кв. град [228], вероятность найти случайно источник ИНТЕГРАЛа в пределах области ошибок 3EG J1736–2908 составляет $\sim 50\%$. С другой стороны, карта EGRET [142] центральной ($\sim 10^\circ \times 10^\circ$) области Галактики свидетельствует о том, что вероятность найти случайным образом какой-либо источник EGRET, чье положение будет согласовываться с GRS 1734–292, составляет лишь $\sim 3\%$. Обсерватория GLAST, планируемая к запуску в 2007 г., сможет локализовать гамма-источник с точностью $\sim 1'$, что позволит разрешить вопрос о связи GRS 1734–292 и 3EG J1736–2908.

5.3 Выводы

Итак, впервые построена функция светимости АЯГ в сравнительно жестком рентгеновском диапазоне 3–20 кэВ. Будущие значительно более глубокие рентгеновские обзоры всего неба, такие как запланированный в эксперименте ROSITA на спутнике Спектр-Рентген-Гамма, должны

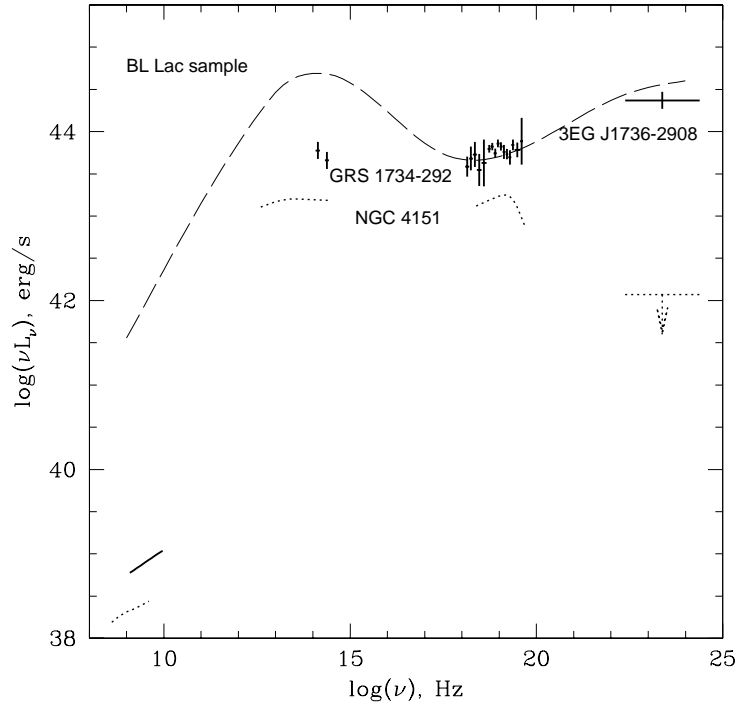


Рис. 5.17: Широкополосный спектр GRS 1734–292 (сплошная линия) в сравнении со спектрами NGC 4151 (пунктир) и лацертид (штрихи). Данные для GRS 1734–292 включают радиоспектр и фотометрические измерения в ближнем инфракрасном диапазоне (полосы К и Н) [180], рентгеновский спектр на 5–20 кэВ по данным ГРАНАТ/АRT-Р и ИНТЕГРАЛ/IBIS, и поток гамма-излучения, измеренный от 3EG J1736–2908 с помощью CGRO/EGRET в июле–августе 1992 г. [142]. В случае NGC 4151 спектр от радио до рентгеновских длин волн построен по данным NED, рентгеновский спектр выше 10 кэВ принят из [115], верхний предел на поток выше 100 МэВ взят из [174], и принято расстояние 20 Мпк. Композитный спектр лацертид принят из [118], а именно для объектов, сравнимых по рентгеновской светимости с GRS 1734–292.

позволить протянуть полученную нами функцию светимости до более слабых объектов. Интересно, что в глубоких рентгеновских обзорах на энергиях ниже 10 кэВ практически весь космический рентгеновский фон был разрешен на АЯГ и квазары со светимостью выше 10^{42} эрг/с [70]. Это говорит о том, что в более ранней Вселенной ($z \sim 0.5-3$) вклад слабых рентгеновских источников в суммарный поток был не столь существенен как сейчас. Этот факт хорошо ложится в складывающуюся картину, что рост наиболее массивных черных дыр ($\sim 10^8-10^9 M_\odot$) практически закончился с эпохой квазаров к $z \sim 1$, а сейчас продолжают активно расти лишь менее массивные черные дыры в ядрах менее массивных галактиках [144].

Барджер и др. [52] выполнили сравнение полученной нами локальной функции рентгеновской светимости АЯГ с соответствующими зависимостями для больших красных смещений, полученных по результатам глубоких обзоров обсерваторий Chandra и XMM. Оказалось, что данные RXTE подтверждают картину быстрой эволюции функции светимости после $z = 1$, причем эта эволюция хорошо описывается сжатием функции светимости вдоль оси светимости по закону $(1+z)^4$. По тому же закону, соответственно, уменьшается и суммарное объемное энерговыделение АЯГ. Таким образом уже после $z = 0.1$ к настоящему времени эволюция составила порядка 50%. Это показывает важность изучения локальной ячейки Вселенной с помощью обзоров всего неба.

Мы показали, что доля поглощенных источников среди локальных АЯГ сильно падает при переходе от менее к более мощным объектам. Интересно, что характерная светимость при которой происходит этот переход, возможно совпадает с характерной светимостью излома в функции

светимости, хотя мы не можем пока говорить об этом уверенно ввиду относительной малости нынешней подборки АЯГ. В любом случае сам факт изменения пропорции объектов 1-го и 2-го типа со светимостью означает, что простейшая модель объединения АЯГ на основе ориентации требует модификации.

Для заданной светимости АЯГ чувствительность обзора XSS заметно падает с увеличением колонки поглощения в АЯГ до 10^{23} см⁻². Поэтому нам представляется очень важным закончить продолжающийся новый обзор всего неба обсерватории ИНТЕГРАЛ на энергиях выше 20 кэВ. По материалам этого обзора можно будет получить гораздо лучшие ограничения на концентрацию сильно поглощенных АЯГ, включая источники, умеренно оптически толстые по комптоновскому рассеянию ($N_{\text{H}} \sim$ нескольких 10^{24} см⁻²). Еще одним преимуществом обзора ИНТЕГРАЛ является хорошее покрытие области неба вокруг плоскости галактики, в которой предположительно находится так называемый Великий аттрактор, т.е. большая концентрация галактик. В ходе обзора уже удалось обнаружить и отождествить значительное число АЯГ на малых галактических широтах. Большое число источников еще предстоит отождествить.

Отметим также, что каталог АЯГ, полученный по данным обзора XSS, может служить в качестве входной подборки для различных статистических исследований. Так, недавно Хекман и др. [145] сравнили рентгеновские светимости источников XSS с их светимостями в узкой линии [OIII] ($\lambda 5007$). В результате удалось выявить хорошую корреляцию между двумя характеристиками для сейфертовских галактик как первого, так и второго типа. Это позволяет надеяться, что будущие обзоры, основанные на детектировании АЯГ в узких оптических линиях, смогут предоставить сравнимую по качеству с жесткими рентгеновскими обзорами информацию о статистических свойствах АЯГ.

Заключение

Мы стоим на пороге эпохи детальных экспериментальных исследований различных тонких эффектов, возникающих при взаимодействии излучения с межгалактическим газом в скоплениях галактик, которые обещают предоставить богатый материал по космологии, крупномасштабной структуре Вселенной, свойствах межгалактического газа, эволюции галактик и массивных черных дыр в их ядрах. Одним из основных результатов диссертации является детальное моделирование нескольких таких эффектов, результаты которого можно будет использовать при планировании и анализе данных будущих микроволновых и рентгеновских наблюдений скоплений галактик.

В диссертации была также впервые раскрыта тема обратного воздействия аккреционного роста массивных черных дыр на окружающий межзвездный газ посредством комптоновского и фотоионизационного нагрева в поле излучения черной дыры. Было показано, что этот механизм мог при выполнении определенных условий привести к возникновению наблюдаемой корреляции между массами галактических балджей и их центральных черных дыр. Накопленный к настоящему времени наблюдательный материал не позволяет судить о том, этот или какой-то другой процесс (а может быть их комбинация), играл в действительности решающую роль в совместной эволюции галактик и их центральных черных дыр. Требуются новые данные и, в частности, как можно больше статистической информации об активных ядрах галактик и квазарах. Важным шагом в этом направлении можно считать представленные в диссертации результаты исследования статистических свойств локальной популяции АЯГ по данным наиболее глубоких на сегодня обзоров всего неба в жестких рентгеновских лучах.

Более подробно, результаты диссертации включают:

1. Получены аналитические выражения для ядра кинетического уравнения и угловой диаграммы рассеяния, возникающих при рассмотрении задачи о комптоновском рассеянии низкочастотного и рентгеновского излучения в слаборелятивистском максвелловском газе. Согласно проведенным численным расчетам, полученные формулы применимы в диапазоне энергий фотонов и температур газа примерно до 50 кэВ.
2. Получены аналитические выражения для релятивистских поправок порядка $(v/c)(kT_e/mc^2)$, $(v/c)^2$ и т.д. к эффекту Сюняева-Зельдовича (здесь v – пекулярная скорость скопления, T_e – температура межгалактического газа). Показано, что в далекой виновской области спектра микроволнового фона необходимо использовать точные результаты численных расчетов.
3. Показано, что среди различных поляризационных эффектов Сюняева-Зельдовича обычно будет доминировать сигнал, индуцированный квадрупольной компонентой микроволнового фона. Описана зависимость амплитуды этого поляризационного эффекта от положения скопления на небе. Предложена стратегия будущих измерений квадрупольной компоненты фона, состоящая в суммировании слабых сигналов от большого количества скоплений в нескольких заданных направлениях на небе.
4. Выполнены аналитические и численные оценки степени поляризации в резонансных рентгеновских линиях, формируемых в горячем газе скоплений галактик. Измерения поляризованного излучения позволяют напрямую оценить роль резонансного рассеяния в искажении профилей поверхностной яркости линейчатого рентгеновского излучения скоплений и могут помочь в определении химического состава и характерных скоростей движения

межгалактического газа. Показано, что будущий рентгеновский поляриметр должен обладать спектральным разрешением ПЗС-матрицы.

5. Сделаны оценки ограничений на рентгеновскую светимость ядра центральной доминирующей галактики скопления в сравнительно недавнем прошлом (порядка миллиона лет), которые могут быть получены по наблюдениям излучения, рассеянного на окружающем межгалактическом газе. Описаны две возможные стратегии наблюдений с помощью рентгеновских телескопов следующего поколения. Одна заключается в том, чтобы искать рассеянное излучение АЯГ в рентгеновском континууме на энергиях $E \gg kT_e/(1+z)$, а другая – в использовании с той же целью ярких резонансных рентгеновских линий. Первый подход особенно перспективен при исследовании долговременной переменности далеких квазаров, а второй – в случае близких объектов, например, если мы хотим узнать об активности в недавнем прошлом галактики M87 в центре скопления Девы.
6. В предположении, что гамма-всплески происходят в плотных молекулярных облаках, показано, что кривая блеска рассеянного в облаке рентгеновского излучения гамма-всплеска, полученная в первые месяцы–годы после события, позволяет определить угол коллимации, а следовательно и полную энергию всплеска. При этом детектирование эффекта в случае ярчайших всплесков оказывается на пределе возможностей действующих рентгеновских обсерваторий Chandra и XMM им. Ньютона.
7. Открыт гамма-всплеск (GRB 031203) с вполне обычными профилем и спектром, но с аномально малой энергией. Факт обнаружения такого события на сравнительно малом расстоянии от нас ($z \approx 0.1$), вместе с аналогичным случаем GRB 980425, позволяет говорить о том, что существует многочисленный класс слабых гамма-всплесков.
8. На основе наблюдательного материала о космическом рентгеновском фоне, суммарном излучении АЯГ в инфракрасном диапазоне, космической плотности массивных черных дыр в локальной Вселенной и спектрах отдельных квазаров построен спектр излучения “среднего” квазара. Показано, что газ в поле излучения таких объектов может быть разогрет до $kT \approx 2 \times 10^7$ К, что превышает вириальные температуры гигантских эллиптических галактик.
9. Показано, что наблюдаемая в локальной Вселенной корреляция между звездной дисперсией скоростей в галактических балджах и массой черных дыр в их ядрах могла возникнуть в результате разогрева в поле излучения центрального квазара и выброса значительной массы газа из галактик на сравнительно раннем этапе их эволюции, когда звездный балдж был уже практически полностью сформирован.
10. Решена задача о нагреве газа в поле низкочастотного излучения радиогромких квазаров до температур порядка 10^8 – 10^9 К в результате индуцированного комптоновского рассеяния. Такой разогретый тепловой газ может в принципе присутствовать в джетах АЯГ.
11. По данным обзора неба на $|b| > 10^\circ$ в диапазоне энергий 3–20 кэВ обсерватории RXTE получена подборка ярких АЯГ, на основе которой построены рентгеновская функция светимости и распределение по колонке поглощения локальной популяции АЯГ. Показано, что доля сильно поглощенных объектов быстро падает с увеличением светимости.
12. Представлены первые результаты продолжающегося обзора всего неба в жестких рентгеновских лучах обсерватории ИНТЕГРАЛ. Пять новых источников отождествлены с близкими АЯГ с помощью обсерватории Chandra. Поставлен нижний предел ~ 100 кэВ на энергию завала в спектре мощной сейфертовской галактики GRS 1734–292.

Список литературы

- [1] Баско М.М., Комберг Б.В., Москаленко Е.И., *Возможность наблюдения рентгеновских линий поглощения в спектрах квазаров*, Астрон. журн. 58, 701 (1981)
- [2] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., *Квантовая электродинамика. Изд. 3*, Наука, Москва (1989)
- [3] Бикмаев И., Сюняев Р.А., Ревнивцев М. и др. *Новые близкие ядра активных галактик среди рентгеновских источников обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE*, Письма в Астрон. журн. 32, 250 (2006)
- [4] Вайнштейн Л.А., Сюняев Р.А., *Линии K_{α} в спектре рентгеновского фона и в межзвездном газе галактик*, Письма в Астрон. журн. 6, 673 (1980)
- [5] Виноградов А.В., Пустовалов В.В., ЖЭТФ, 62, 1702 (1972)
- [6] Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М., *Радиальные профили яркости резонансных рентгеновских линий в скоплениях галактик*, Письма в Астрон. журн. 13, 7 (1987)
- [7] Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., Чуразов Е.М., *Мощные радиоисточники в скоплениях галактик – происхождение джетоподобных структур*, Письма в Астрон. журн. 13, 560 (1987)
- [8] Гольдин В.Ю., Сюняев Р.А., Четверушкин Б.Н., *Сужение и расширение пучков излучения в результате индуцированного комптоновского рассеяния*, ЖЭТФ 68, 36 (1975)
- [9] Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Ожидаемое рентгеновское излучение от сверхновой 1987А - аналитическое рассмотрение*, Письма в Астрон. журн. 13, 1042 (1987)
- [10] Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме*, Москва (1997)
- [11] Зельдович Я.Б., Левич Е.В., *Стационарное состояние электронов в неравновесном поле излучения*, Письма в ЖЭТФ 11, 35 (1970)
- [12] Зельдович Я.Б., Левич Е.В., Сюняев Р.А., *Индукцированное комптоновское взаимодействие максвелловских электронов со спектрально узким излучением*, ЖЭТФ 62, 1392 (1972)
- [13] Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., *Стабильность изотропии случайного электромагнитного поля во время индуцированного рассеяния*, ЖЭТФ 68, 786 (1976)
- [14] Зельдович Я.Б., Сюняев Р.А., *Угловое распределение микроволнового фона и его интенсивность в направлении скоплений галактик*, Письма в Астрон. журн. 6, 545 (1980)
- [15] Илларионов А.Ф., Компанец Д.А., *Индукцированное комптоновское рассеяние на релятивистских электронах*, ЖЭТФ 71, 1773 (1976)
- [16] Колыхалов П.И., Сюняев Р.А. *Внешние области аккреционных дисков вокруг сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик и квазаров*, Письма в Астрон. журн. 6, 357 (1980)
- [17] Компанец А.С., *Об установлении теплового равновесия между квантами и электронами*, ЖЭТФ 31, 876 (1956)

- [18] Королев В.А., Сюняев Р.А., Якубцев Л.А., *Богатые скопления галактик как источники микроволнового излучения*, Письма в Астрон. журн., 12, 399 (1986)
- [19] Кузнецов А.В. Сюняев Р.А. Терехов О.В. и др., *Данные прибора SIGNE-2/MP9 по мощному гамма-всплеску 1-го августа 1983 г.*, Письма в Астрон. журн. 12, 315 (1986)
- [20] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Теория поля*, Наука, Москва (1988)
- [21] Левич Е.В., Сюняев Р.А., *Нагрев газа вблизи квазаров, ядер сейфертовских галактик и пульсаров низкочастотным излучением*, Астрон. журн. 48, 461 (1971)
- [22] Нагирнер Д.И., Путанен Ю., *Однократное комптоновское рассеяние*, Советские научные обзоры, Е9, 1 (1994)
- [23] Павлинский М.Н., Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Новые рентгеновские источники GRS1734-292, GRS1736-297 и GRS1747-312, открытые телескопом ART-P на борту обсерватории ГРАНАТ в области центра Галактики*, Письма в Астрон. журн. 18, 217 (1992)
- [24] Поздняков Л.А., Соболев И.М., Сюняев Р.А., *Комптонизация и формирование спектров рентгеновских источников – вычисления методом Монте-Карло*, Советские научные обзоры, Е2, 189 (1983)
- [25] Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А. *Искажения спектра реликтового излучения при взаимодействии с горячим газом скопления галактик: учет релятивистских поправок*, Письма в Астрон. журн. 24, 643 (1998)
- [26] Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А. *Асимметрия комптоновского рассеяния на релятивистских электронах с изотропным распределением скоростей: астрофизические проявления*, Письма в Астрон. журн. 26, 574 (2000)
- [27] Сазонов С.Ю., Сюняев Р.А. *Нагрев газа внутри радиисточников до слаборелятивистских температур под действием индуцированного комптоновского рассеяния*, Письма в Астрон. журн. 27, 481 (2001)
- [28] Сазонов С.Ю., Лутовинов А.А., Чуразов Е.М., Сюняев Р.А. *Ограничения на позднее рентгеновское излучение от мало мощного гамма-всплеска третьего декабря 2003 г.: данные обсерватории ИНТЕГРАЛ*, Письма в Астрон. журн. 32, 333 (2006)
- [29] Соболев В.В., *Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет*, ГИТТЛ, Москва (1956)
- [30] Сюняев Р.А., *Индукцированное комптоновское рассеяние на тепловых электронах и низкочастотный спектр радиисточников*, Астрон. журн. 48, 244 (1971)
- [31] Сюняев Р.А., *Микроволновое фоновое излучение в направлении скоплений галактик*, Письма в Астрон. журн. 6, 387 (1980)
- [32] Сюняев Р.А., *Межгалактический газ в скоплениях галактик – рассеяние и поляризация радиоизлучения центрального источника*, Письма в Астрон. журн. 8, 323 (1982)
- [33] Сюняев Р.А., Чуразов Е.М., *Рассеяние рентгеновских эмиссионных линий нейтральным и молекулярным водородом в солнечной атмосфере, вблизи активных ядер галактик и компактных источников*, Письма в Астрон. журн. 22, 723 (1996)
- [34] Сюняев Р.А., Норман М.Л., Брайан Г.Л., *О детектируемости турбулентности и макроскопических движений в рентгеновских скоплениях галактик*, Письма в Астрон. Журн. 29, 783 (2003)
- [35] Сюняев Р.А., Зельдович Я.Б. *Межгалактический газ в скоплениях галактик, микроволновой фон и космология*, Советские научные обзоры, Е1, 1 (1981)

- [36] Шоломицкий Г.Б., Яскович А.Л., *Космологические гало: новый тест для межгалактического газа*, Письма в Астрон. журн. 16, 893 (1990)
- [37] Akimoto F. et al., *Iron Line Mapping of Cluster of Galaxies and the Effect of Resonance Scattering*, in *X-ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Plasmas*, ed. F. Makino & K. Mitsuda (Tokio: Universal Academy Press), 95 (1997)
- [38] Aldrovandi S.M.V., Pequignot D., *Radiative and Dielectronic Recombination Coefficients for Complex Ions*, *Astron Astrophys.* 25, 137 (1973)
- [39] Aller M.C., Richstone D., *The Cosmic Density of Massive Black Holes from Galaxy Velocity Dispersions*, *Astron. J.* 124, 3035 (2002)
- [40] Amati L., Frontera F., Tavani M. et al., *Intrinsic spectra and energetics of BeppoSAX Gamma-Ray Bursts with known redshifts*, *Astron. Astrophys.* 390, 81 (2002)
- [41] Anders E., Grevesse N., *Abundances of the elements – Meteoritic and solar*, *Geochimica et Cosmochimica Acta* 53, 197 (1989)
- [42] Antonucci R., *Unified models for active galactic nuclei and quasars*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys* 31, 473 (1993)
- [43] Arnaud M., Rothenflug M., *An updated evaluation of recombination and ionization rates*, *Astron. Astrophys. Suppl.* 60, 425 (1985)
- [44] Arnaud K.A., *XSPEC: The First Ten Years*, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. Jacoby G. & Barnes J., ASP Conf. Series 101, 17 (1996)
- [45] Arnaud M., Aghanim N., Gastaud R. et al., *XMM-Newton observation of the Coma Galaxy cluster. The temperature structure in the central region*, *Astron. Astrophys.* 365, L67 (2001)
- [46] Audit E., Simmons J.F.L., *The kinematic Sunyaev-Zel'dovich effect and transverse cluster velocities*, *MNRAS* 305, L27 (1999)
- [47] Awaki H., Koyama K., Inoue H. et al., *X-ray implications of a unified model of Seyfert galaxies*, *PASJ* 43, 195 (1991)
- [48] Babuel-Peyrissac J.P., Rouvillois G., *Radiative transfer in an LTE. atmosphere: An integral kernel formulation of the Compton scatter source term*, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.* 10, 1277 (1970)
- [49] Bahcall N.A., Oh S.P., *The Peculiar Velocity Function of Galaxy Clusters*, *Astrophys. J.* 462, L49 (1996)
- [50] Bahcall J.N., Kirhakos S., Saxe D.H., Schneider D.P., *Hubble Space Telescope Images of a Sample of 20 Nearby Luminous Quasars*, *Astrophys. J.* 479, 642 (1997)
- [51] Band D., Matteson J., Ford L. et al., *BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity*, *Astrophys. J.* 413, 281 (1993)
- [52] Barger A.J., Cowie L.L., Mushotzky R.F. et al., *The Cosmic Evolution of Hard X-Ray-selected Active Galactic Nuclei*, *Astron. J.*, 129, 578 (2005)
- [53] Barraud C., Olive J-F., Lestrade J.P. et al., *Spectral analysis of 35 GRBs/XRFs observed with HETE-2/FREGATE*, *Astron. Astrophys.* 400, 1021 (2003)
- [54] Barvainis R., *Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei*, *Astrophys. J.* 320, 537, (1987)
- [55] Barvainis R., Antonucci R., Hurt T. et al., *The Broadband Spectral Energy Distributions of the Cloverleaf Quasar and IRAS F10214+4724*, *Astrophys. J.*, 451, L9 (1995)

- [56] Bennett C.L., Banday A.J., Gorski K.M. et al., *Four-Year COBE DMR Cosmic Microwave Background Observations: Maps and Basic Results*, *Astrophys. J.* 464, L1 (1996)
- [57] Bernardi M., Sheth R.K., Annis J. et al., *Early-type Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. II. Correlations between Observables*, *Astron. J.* 125, 1849 (2003)
- [58] Bicknell G.F., Dopita M.A., O'Dea C.P.O., *Unification of the Radio and Optical Properties of Gigahertz Peak Spectrum and Compact Steep-Spectrum Radio Sources*, *Astrophys. J.* 485, 112 (1997)
- [59] Binney J., Tabor G., *Evolving Cooling Flows*, *MNRAS* 276, 663 (1995)
- [60] Biretta J.A., Stern C.P., Harris D.E., *The radio to X-ray spectrum of the M87 jet and nucleus*, *Astron. J.* 101, 1632 (1991)
- [61] Birkinshaw M., *Limits to the value of the Hubble constant deduced from observations of clusters of galaxies*, *MNRAS* 187, 847 (1979)
- [62] Birkinshaw, M., *The Sunyaev-Zel'dovich effect*, *Physics Reports* 310, 97 (1999)
- [63] Blandford, R.D., Rees, M.J., *Astrophys. Lett.*, 1972, 10, 77
- [64] Blom J.J., Bennett K., Bloemen H. et al., *PKS 0208-512 detected at MeV energies by COMPTEL: a new MeV-blazar candidate*, *Astron. Astrophys.* 298, L33 (1995)
- [65] Böhringer H., Belsole E., Kennea J. et al., *XMM-Newton observations of M 87 and its X-ray halo*, *Astron. Astrophys.* 365, 181 (2001)
- [66] Böhringer H., Collins C.A., Guzzo L. et al., *The ROSAT-ESO Flux-limited X-Ray (REFLEX) Galaxy Cluster Survey. IV. The X-Ray Luminosity Function*, *Astrophys. J.* 566, 93 (2002)
- [67] Böttcher M., Dermer C.D., Crider A.W., Liang E.P., *Time-dependent photoelectric absorption, photoionization and fluorescence line emission in gamma-ray burst environments*, *Astron. Astrophys.* 343, 111 (1999)
- [68] Boyle B.J., Shanks T., Croom S.M. et al., *The 2dF QSO Redshift Survey - I. The optical luminosity function of quasi-stellar objects*, *MNRAS* 317, 1014 (2000)
- [69] Bradt H.V., Rotshild R.E., Swank J.H., *X-ray timing explorer mission*, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 97, 355 (1993)
- [70] Brandt W.N., Hasinger G., *Deep Extragalactic X-Ray Surveys*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 43, 827 (2005)
- [71] Bridle A.H., *The spectrum of the radio background between 13 and 404 MHz*, *MNRAS* 136, 219 (1967)
- [72] Buff J., McCray R., *Accretion Flows in Galactic X-Ray Sources. Optically Thin Spherically Symmetric Model*, *Astrophys. J.* 189, 147 (1974)
- [73] Burderi L., King A.R., Szuszkiewicz E., *Does the Thermal Disk Instability Operate in Active Galactic Nuclei?*, *Astrophys. J.* 509, 85 (1998)
- [74] Burenin R.A., Vikhlinin A.A., Gilfanov M.R. et al., *GRANAT/SIGMA observation of the early afterglow from GRB 920723 in soft gamma-rays*, *Astron. Astrophys.* 344, L53 (1999)
- [75] Burrows D.N., Romano P., Falcone A., et al., *Bright X-ray Flares in Gamma-Ray Burst Afterglows*, *Science* 309, 1833 (2005)
- [76] Campana S., Romano P., Covino S., *Evidence for intrinsic absorption in the Swift X-ray afterglows*, *Astron. Astrophys.* 449, 61 (2006)

- [77] Carilli C.L., Harris D.E., Pentericci L. et al., *The X-Ray-Radio Alignment in the $z=2.2$ Radio Galaxy PKS 1138-262*, *Astrophys. J.* 567, 781 (2002)
- [78] Carlstrom J.E., Holder G.P., Reese E.D., *Cosmology with the Sunyaev-Zeldovich Effect*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 40, 643 (2002)
- [79] Cavaliere A., Fusco-Femiano R., *X-rays from hot plasma in clusters of galaxies*, *Astron. Astrophys.* 49, 137 (1976)
- [80] Celotti A., Kuncic Z., Rees M.J., Wardle J.F.C., *Thermal material in relativistic jets*, *MNRAS* 293, 288 (1998)
- [81] Challinor A., Lasenby A., *Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect*, *Astrophys. J.* 499, 1 (1998)
- [82] Chandrasekhar, S., *Radiative Transfer*, Dover, New York (1960)
- [83] Chiang J., Mukherjee R., *The Luminosity Function of the EGRET Gamma-Ray Blazars*, *Astrophys. J.* 496, 752 (1998)
- [84] Chincarini G., Moretti A., Romano P. et al., *Prompt and afterglow early X-ray phases in the co-moving frame. Evidence for Universal properties?*, astro-ph/0506453 (2005)
- [85] Churazov, E., Gilfanov, M., Cordier, B. et al., *GRS 1734-292*, *IAU Circ.* 5623 (1992)
- [86] Churazov E., Sunyaev R., Forman W., Böhringer H., *Cooling flows as a calorimeter of active galactic nucleus mechanical power*, *MNRAS* 332, 729 (2002)
- [87] Ciotti L., Ostriker J.P., *Cooling Flows and Quasars: Different Aspects of the Same Phenomenon? I. Concepts*, *Astrophys. J.* 487, L105 (1997)
- [88] Ciotti L., Ostriker J.P., *Cooling Flows and Quasars. II. Detailed Models of Feedback-modulated Accretion Flows*, *Astrophys. J.*, 551, 131 (2001)
- [89] Comastri A., Di Girolamo T., Setti G., *Can flat spectrum radio quasars make most of the overall gamma-ray background?*, *Astron. Astrophys. Suppl.* 120, 627 (1996)
- [90] Costa E., Bellazzini R., Soffitta P. et al., *Opening a New Window to Fundamental Physics and Astrophysics: X-ray Polarimetry*, *Proc. 39th ESLAB Symposium*, SP-588, 141 (2006)
- [91] Cowie L.L., Ostriker J.P., Stark A.A., *Time-dependent spherically symmetric accretion onto compact X-ray sources*, *Astrophys. J.* 226, 1041 (1978)
- [92] Cowie L.L., Barger A.J., Bautz M.W. et al. *The Redshift Evolution of the 2-8 keV X-Ray Luminosity Function*, *Astrophys. J.* 584, L57 (2003)
- [93] Crawford, C.S., Lehmann, I., Fabian, A.C. et al., *Detection of X-ray emission from the host clusters of 3CR quasars*, *MNRAS* 308, 1159 (1999)
- [94] David, L.P., *Prospects for Detecting Clusters of Galaxies through X-Ray Absorption*, *Astrophys. J.*, 529, 682 (2000)
- [95] Davis J.E., *Event Pileup in Charge-coupled Devices*, *Astrophys. J.* 562, 575 (2001)
- [96] Deane J.R., Trentham N., *On the lack of cold dust in IRAS P09104+4109 and IRAS F15307+3252: their spectral energy distributions and implications for finding dusty AGNs at high redshift*, *MNRAS* 326, 1467 (2001)
- [97] Della Ceca R., Lamorani G., Maccacaro T. et al., *The properties of X-ray selected active galactic nuclei. 3: The radio-quiet versus radio-loud samples*, *Astrophys. J.* 430, 533 (1994)
- [98] Dickey, J.M., Lockman, F.J., *H I in the Galaxy*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 28, 215 (1990)

- [99] Di Cocco G., Foschini L., Grandi P. et al., *INTEGRAL observation of 3EG J1736-2908*, *Astron. Astrophys.*, 425, 89
- [100] Dirac P.A.M., *The effect of Compton scattering by free electrons in a stellar atmosphere*, *MNRAS* 85, 825 (1925)
- [101] Draine B.T., *Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays*, *Astrophys. J.* 598, 1026 (2003)
- [102] Dwek E., Barker M.K., *The Cosmic Radio and Infrared Backgrounds Connection*, *Astrophys. J.* 575, 7 (2002)
- [103] Elbaz D., Cesarsky C.J., Chanial P. et al., *The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM*, *Astron. Astrophys.* 384, 848 (2002)
- [104] Elvis M. et al., *Atlas of quasar energy distributions*, *Astrophys. J.* 95, 1 (1994)
- [105] Elvis M., Risaliti G., Zamorani G., *Most Supermassive Black Holes Must Be Rapidly Rotating*, *Astrophys. J.* 565, L75 (2002)
- [106] Eracleous M., Sambruna R., Mushotzky R.F., *Hard X-Ray Spectra of Broad-Line Radio Galaxies from the Rossi X-Ray Timing Explorer*, *Astrophys. J.* 537, 654 (2000)
- [107] Faber S.M. et al., *The Centers of Early-Type Galaxies with HST. IV. Central Parameter Relations*, *Astron. J.* 114, 1771 (1997)
- [108] Fabian A.C., Crawford C.S., Ettori S., Sanders J.S., *Chandra detection of the intracluster medium around 3C 294 at $z=1.786$* , *MNRAS* 322, L11 (2001)
- [109] Fabian A.C., Iwasawa K., *The mass density in black holes inferred from the X-ray background*, *MNRAS* 303, L34 (1999)
- [110] Fabian A.C., Smail I., Iwasawa K., *Testing the connection between the X-ray and submillimetre source populations using Chandra*, *MNRAS* 315, L8 (2000)
- [111] Fadda D., Flores H., Hasinger G., *The AGN contribution to mid-infrared surveys. X-ray counterparts of the mid-IR sources in the Lockman Hole and HDF-N*, *Astron. Astrophys.* 383, 838 (2002)
- [112] Fan X., Strauss M., Schneider D.P. et al., *High-Redshift Quasars Found in Sloan Digital Sky Survey Commissioning Data. IV. Luminosity Function from the Fall Equatorial Stripe Sample*, *Astrophys. J.* 121, 54 (2001) n, G.L., Canizares, C.R., *Astrophys. J.*, 2002, 565, 86
- [113] Fenimore E.E., Epstein R.I., Ho C. et al., *The Intrinsic Luminosity of Gamma-Ray Bursts and Their Host Galaxies*, *Nature* 366, 40 (1993)
- [114] Ferrarese L., Merritt D., *A Fundamental Relation between Supermassive Black Holes and Their Host Galaxies*, *Astrophys. J.* 539, L9 (2000)
- [115] Finoguenov, A., Churazov, E., Gilfanov, M., et al., *Broad-band X-ray observations of NGC 4151 by the ART-P and SIGMA telescopes in 1990-92*, *Astron. Astrophys.* 300, 101 (1995)
- [116] Finoguenov, A., Matsushita, K., Böhringer et al., *X-ray evidence for spectroscopic diversity of type Ia supernovae: XMM observation of the elemental abundance pattern in M 87*, *Astron. Astrophys.* 381, 21 (2002)
- [117] Fixsen D.J., Dwek E., Mather J.C. et al., *The Spectrum of the Extragalactic Far-Infrared Background from the COBE FIRAS Observations*, *Astrophys. J.* 508, 123 (1998)
- [118] Fossati G., Maraschi L., Celotti A. et al., *A unifying view of the spectral energy distributions of blazars*, *MNRAS* 299, 433 (1998)
- [119] Frail, D.A., Kulkarni, S.R., Sari, R. et al., *Beaming in Gamma-Ray Bursts: Evidence for a Standard Energy Reservoir*, *Astrophys. J.* 562, L55 (2001)

- [120] Franceschini A., Aussel H., Cesarsky C.J. et al., *A long-wavelength view on galaxy evolution from deep surveys by the Infrared Space Observatory*, *Astron. Astrophys.* 378, 1 (2001)
- [121] Frontera F., Amati L., Costa E. et al., *Prompt and Delayed Emission Properties of Gamma-Ray Bursts Observed with BeppoSAX*, *Astrophys. J. Suppl.* 127, 59 (2000)
- [122] Galama T.J., Vreeswijk P.M., van Paradijs J. et al., *An unusual supernova in the error box of the gamma-ray burst of 25 April 1998*, *Nature* 395, 670 (1998)
- [123] Geisbüsch J., Kneissl R., Hobson M., *Sunyaev-Zel'dovich cluster survey simulations for Planck*, *MNRAS* 360, 41 (2005)
- [124] George I.M., Turner T.J., Netzer H. et al., *ASCA Observations of Seyfert 1 Galaxies. III. The Evidence for Absorption and Emission Due to Photoionized Gas*, *Astrophys. J. Suppl.* 114, 73 (1998)
- [125] Ghisellini G., Haardt F., Campana S. et al., *Redshift Determination in the X-Ray Band of Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* 517, 168 (1999)
- [126] Ghosh K.K., Soundararajaperumal S., *X-ray spectra of Seyfert galaxies*, *MNRAS* 259, 175 (1992)
- [127] Gibilisco, M., *Polarization of the CMB Photons Crossing the Galaxy Clusters*, *Astrophys. Space Sci.* 249, 189 (1997)
- [128] Gilli R., Salvati M., Hasinger G., *Testing current synthesis models of the X-ray background*, *Astron. Astrophys.* 366, 407 (2001)
- [129] Goad M.R., Tagliaferri G., Page K.L. et al., *Swift observations of the prompt X-ray emission and afterglow from GRB050126 and GRB050219A*, *Astron. Astrophys.* 449, 89 (2006)
- [130] Goodman J., *Self-gravity and quasi-stellar object discs*, *MNRAS* 339, 937 (2003)
- [131] Gould R.J., *Compton and synchrotron processes in spherically-symmetric non-thermal sources*, *Astron. Astrophys.* 76, 306 (1979)
- [132] Granato G.L., Silva L., Monaco P. et al., *Joint formation of QSOs and spheroids: QSOs as clocks of star formation in spheroids*, *MNRAS* 324, 757 (2001)
- [133] Grandi P., Urry C.M., Maraschi L., *X-rays from radio-galaxies: BeppoSAX observations*, *New Astron. Rev.* 46, 221 (2002)
- [134] Green P.J., Aldcroft T.L., Mathur S. et al., *A Chandra Survey of Broad Absorption Line Quasars*, *Astrophys. J.* 558, 109 (2001)
- [135] Grevesse N., Noels A., Sauval A., *Standard Abundances*, in *Cosmic Abundances*, ASP Conf. Series, 99 (1996)
- [136] Gruber D.E., Matteson J.L., Peterson L.E., Jung G.V., *The Spectrum of Diffuse Cosmic Hard X-Rays Measured with HEAO 1*, *Astrophys. J.* 520, 124 (1999)
- [137] Grupe D., *Statistical properties of narrow-line Seyfert 1 galaxies*, *New Astron. Rev.* 44, 455 (2000)
- [138] Guainazzi M., Matt G., Brandt W.N., et al., *A broad-band X-ray view of NGC 4945*, *Astron. Astrophys.* 356, 463 (2000)
- [139] Haas M., Müller S.A.H., Chini R. et al., *Dust in PG quasars as seen by ISO*, *Astron. Astrophys.* 354, 453 (2000)
- [140] Hamilton, D.R., *The Resonance Radiation Induced by Elliptically Polarized Light*, *Astrophys. J.* 106, 457 (1947)
- [141] Hansen F.K., Lilje P.B., *The radiative transfer equations for Compton scattering of polarized low-frequency radiation on a hot electron gas*, *MNRAS* 306, 153

- [142] Hartman, R.C., Bertsch, D.L., Bloom, S.D., et al., *The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources*, *Astrophys. J. Suppl.* 123, 79 (1999)
- [143] Hasenkopf C.A., Smabruna R.M., Eracleous M., *X-Ray Spectra of Intermediate-Luminosity, Radio-loud Quasars*, *Astrophys. J.* 575, 127 (2002)
- [144] Heckman T.M., Kauffmann G., Brinchmann, J. et al., *Present-Day Growth of Black Holes and Bulges: The Sloan Digital Sky Survey Perspective*, *Astrophys. J.* 613, 109 (2004)
- [145] Heckman, T.M., Ptak, A., Hornschemeier, A., Kauffmann G., *The Relationship of Hard X-Ray and Optical Line Emission in Low-Redshift Active Galactic Nuclei*, *Astrophys. J.* 634, 161 (2005)
- [146] Hernquist, L., *Tidal triggering of starbursts and nuclear activity in galaxies*, *Nature* 340, 687 (1989)
- [147] Hummer D.G., Mihalas D., *Line Formation with Non-Coherent Electron Scattering in O and B Stars*, *Astrophys. J.* 150, L57 (1967)
- [148] Illarionov, A., Kallman, T., McCray, R., Ross, R., *Comptonization of X-rays by low-temperature electrons*, *Astrophys. J.* 228, 279 (1979)
- [149] Itoh, N., Kohyama, Y., Nozawa, S., *Relativistic Corrections to the Sunyaev-Zeldovich Effect for Clusters of Galaxies*, *Astrophys. J.* 502, 7 (1998)
- [150] Ivezić Z., Menou K., Knapp G.R. et al., *Optical and Radio Properties of Extragalactic Sources Observed by the FIRST Survey and the Sloan Digital Sky Survey*, *Astron. J.* 124, 2364 (2002)
- [151] Iwasawa K., Fabian A.C., Ettori S., *Chandra detection of reflected X-ray emission from the type 2 QSO in IRAS 09104+4109*, *MNRAS* 321, L15 (2001)
- [152] Jones, C., Forman, W., *Einstein Observatory Images of Clusters of Galaxies*, *Astrophys. J.* 511, 65 (1999)
- [153] Jourdain E., Bassani L., Bouchet L. et al., *SIGMA observation of a steep spectral shape in NGC 4151 above 35 keV*, *Astron. Astrophys.* 256, L38 (1992)
- [154] Kallman T.R., *XSTAR Manual, version 2.1*, Greenbelt, MD: NASA/GSFC (2002)
- [155] Kallman T.R., McCray R., *X-ray nebular models*, *Astrophys. J. Suppl.* 50, 263 (1982)
- [156] Kamionkowski M., Loeb A., *Getting around cosmic variance*, *Phys. Rev. D.* 56, 4511 (1997)
- [157] King A., *Black Holes, Galaxy Formation, and the MBH-sigma Relation*, *Astrophys. J.* 596, L27 (2003)
- [158] Kogut A., Banday A.J., Bennett C.L., et al., *Microwave Emission at High Galactic Latitudes in the Four-Year DMR Sky Maps*, *Astrophys. J.* 464, L5 (1996)
- [159] Koratkar A., Blazie O., *The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei: The Status of Accretion Disks*, *PASP* 111, 1 (1999)
- [160] Koyama K., Maeda Y., Sonobe T., *ASCA View of Our Galactic Center: Remains of Past Activities in X-Rays?*, *Publ. Astron. Soc. J.* 48, 249 (1996)
- [161] Krolik J.H., Kriss G.A., *Warm Absorbers in Active Galactic Nuclei: A Multitemperature Wind*, *Astrophys. J.* 561, 684 (2001)
- [162] Krolik J.H., London R.A., *Spherical accretion onto quasars*, *Astrophys. J.* 267, 18 (1983)
- [163] Krolik J.H., Raymond J.C., *Measuring $H\alpha$ and $q\alpha$ with X-ray lines from galaxy clusters*, *Astrophys. J.* 335, L39 (1988)

- [164] Kulkarni S.R., Frail D.A., Wieringa M.H. et al., *Radio emission from the unusual supernova 1998bw and its association with the gamma-ray burst of 25 April 1998*, *Nature* 395, 663 (1998)
- [165] Kuncic Z., Bicknell G.V., Dopita M.A., *Induced Compton Scattering in Gigahertz Peak Spectrum Radio Sources*, *Astrophys. J.* 495, L35 (1998)
- [166] La Franca F., Fiore F., Vignali C. et al., *The BeppoSAX High-Energy Large-Area Survey. V. The Nature of the Hard X-Ray Source Population and Its Evolution*, *Astrophys. J.* 570, 100 (2002)
- [167] Laor A., Fiore F., Elvis M. et al., *The Soft X-Ray Properties of a Complete Sample of Optically Selected Quasars. II. Final Results*, *Astrophys. J.* 477, 93 (1997)
- [168] Lawson A.J., Turner M.J.L., *GINGA observations of the X-ray spectra of quasars*, *MNRAS* 288, 920 (1997)
- [169] Lehmer B.D., Brandt W.N., Alexander D.M. et al., *X-Ray Properties of Lyman Break Galaxies in the Great Observatories Origins Deep Survey*, *Astron. J.* 129, 1 (2005)
- [170] Leighly K.M., *A Comprehensive Spectral and Variability Study of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies Observed by ASCA. II. Spectral Analysis and Correlations*, *Astrophys. J. Suppl.* 125, 317 (1999)
- [171] Levine A.M., Lang F.L., Lewin W.H.G. et al., *The HEAO 1 A-4 catalog of high-energy X-ray sources*, *Astrophys. J. Suppl.* 54, 581 (1984)
- [172] Liedahl D.A., Osterheld A.L., Goldstein W.H., *New calculations of Fe L-shell X-ray spectra in high-temperature plasmas*, *Astrophys. J.* 438, 115 (1995)
- [173] Lin, D.N.C., Shields, G.A., *Accretion disks and periodic outbursts of active galactic nuclei*, *Astrophys. J.* 305, 28 (1986)
- [174] Lin Y.C., Bertsch D.L., Dingus B.L. et al., *EGRET Limits on High-Energy Gamma-Ray Emission from X-Ray- and Low-Energy Gamma-Ray-selected Seyfert Galaxies*, *Astrophys. J.* 416, L53 (1993)
- [175] Magorrian J., Tremaine S., Richstone D. et al., *The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers*, *Astron. J.* 115, 2285 (1998)
- [176] Maiolino R., Rieke G.H., *Low-Luminosity and Obscured Seyfert Nuclei in Nearby Galaxies*, *Astrophys. J.* 454, 95 (1995)
- [177] Malesani D., Tagliaferri G., Chincarini G. et al., *SN 2003lw and GRB 031203: A Bright Supernova for a Faint Gamma-Ray Burst*, *Astrophys. J.* 609, L5 (2004)
- [178] Marconi A., Axon D.J., Macchetto F.D., *Is there really a supermassive black hole in M87?*, *MNRAS* 289, L21 (1997)
- [179] Markevitch M., *The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited*, *Astrophys. J.* 504, 27 (1998)
- [180] Martí J., Mirabel I.F., Chaty S., Rodriguez L.F., *The hard X-ray source GRS 1734–292: a Seyfert 1 galaxy behind the Galactic Center*, *Astron. Astrophys.* 330, 72 (1998)
- [181] Masetti N., Morelli L., Palazzi E. et al., *Optical classification of 8 INTEGRAL sources*, *Astronomer's telegram* 783 (2006)
- [182] Massey P., *A UBV CCD Survey of the Magellanic Clouds*, *Astrophys. J. Suppl.* 141, 81 (2002)
- [183] Mather J.C., Fixsen D.J., Shafer R.A. et al., *Calibrator Design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS)*, *Astrophys. J.* 512, 511 (1999)
- [184] Mathews W.G., Buote D.A., Brighenti F., *Spatial Diffusion of X-Ray Emission Lines in the M87 Cooling Flow; Evidence for Absorption*, *Astrophys. J.* 550, L31 (2001)

- [185] Mathur S., Wilkes B., Elvis M., Fiore F., *The X-ray and ultraviolet absorbing outflow in 3C 351*, *Astrophys. J.* 434, 493 (1994)
- [186] Matsushita K., Belsole E., Finoguenov A., Boehringer H., *XMM-Newton observation of M 87. I. Single-phase temperature structure of intracluster medium*, *Astron. Astrophys.* 386, 77 (2002)
- [187] Matt G., Pompilio F., La Franca F., *X-ray spectra transmitted through Compton-thick absorbers*, *New Astronomy* 4, 191 (1999)
- [188] Matt G., Fabian A.C., Guainazzi M. et al., *The X-ray spectra of Compton-thick Seyfert 2 galaxies as seen by BeppoSAX*, *MNRAS* 318, 173 (2000)
- [189] Mazets, E.P., Golenetskii, S.V., *Recent results from the gamma-ray burst studies in the KONUS experiment*, *Astrophys. Space Sci.* 75, 47 (1981)
- [190] McLure R.J., Kukula M.J., Dunlop J.S. et al., *A comparative HST imaging study of the host galaxies of radio-quiet quasars, radio-loud quasars and radio galaxies*, *MNRAS* 308, 377 (1999)
- [191] McLure R.J., Dunlop J.S., *The cluster environments of powerful radio-loud and radio-quiet active galactic nuclei*, *MNRAS* 321, 515 (2001)
- [192] McNaron-Brown K. et al., *OSSE Observations of Blazars*, *Astrophys. J.* 451, 575 (1995)
- [193] S. Mereghetti, D. Götz, *GRB 031203: further analysis of INTEGRAL data*, *GCN Circ.* 2460 (2003)
- [194] Mewe R., Lemen J.R., van den Oord G.H.J., *Calculated X-radiation from optically thin plasmas*, *Astron. Astrophys. Suppl.* 65, 511 (1986)
- [195] Miyaji T., Lahav O., Jahoda K., Boldt E., *The cosmic X-ray background-IRAS galaxy correlation and the local X-ray volume emissivity*, *Astrophys. J.* 434, 424 (1994)
- [196] Miyaji T., Hasinger G., Schmidt M., *Soft X-ray AGN luminosity function from it ROSAT surveys. I. Cosmological evolution and contribution to the soft X-ray background*, *Astron. Astrophys.* 353, 25 (2000)
- [197] Miller J.S., Goodrich R.W., *Spectropolarimetry of high-polarization Seyfert 2 galaxies and unified Seyfert theories*, *Astrophys. J.* 355, 456 (1990)
- [198] Molendi S., Matt G., Antonelli L.A. et al., *How Abundant Is Iron in the Core of the Perseus Cluster?*, *Astrophys. J.* 499, 608 (1998)
- [199] Morrison R., McCammon D., *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV*, *Astrophys. J.* 270, 119 (1983)
- [200] Mukherjee R., Bertsch D.L., Bloom S.D. et al., *EGRET Observations of High-energy Gamma-Ray Emission from Blazars: an Update*, *Astrophys. J.* 490, 116 (1997)
- [201] Murakami, H., Koyama, K., Maeda, Y., *Chandra Observations of Diffuse X-Rays from the Sagittarius B2 Cloud*, *Astrophys. J.* 558, 687 (2001)
- [202] Murray N., Quataert E., Thompson T.A., *On the Maximum Luminosity of Galaxies and Their Central Black Holes: Feedback from Momentum-driven Winds*, *Astrophys. J.* 618, 569 (2005)
- [203] Nandra, K., & Pounds, K.A., *GINGA Observations of the X-Ray Spectra of Seyfert Galaxies*, *MNRAS* 268, 405 (1994)
- [204] Norman C., Hasinger G., Giacconi R. et al., *A Classic Type 2 QSO*, *Astrophys. J.*, 571, 218 (2002)
- [205] Norris J.P., Marani G.F., Bonnell J.T., *Connection between Energy-dependent Lags and Peak Luminosity in Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* 534, 248 (2000)

- [206] Nousek J.A., Kouveliotou C., Grupe D. et al., *Evidence for a Canonical GRB Afterglow Light Curve in the Swift/XRT Data*, astro-ph/0508332 (2005)
- [207] Nulsen P.E.J., Boehringer H., *A ROSAT determination of the mass of the central Virgo Cluster*, MNRAS 274, 1093 (1995)
- [208] Ogle P.M., Brookings T., Canizares C.R. et al., *Testing the Seyfert unification theory: Chandra HETGS observations of NGC 1068*, Astron. Astrophys. 402, 849 (2003)
- [209] Orr A., Barr P., Guainazzi M. et al., *BeppoSAX spectroscopy of MR 2251-178: A test for ionized reflection in radio quiet QSOs*, Astron. Astrophys. 376, 413 (2001)
- [210] Ostriker J.P., Steinhardt P.J., *The Observational Case for a Low Density Universe with a Non-Zero Cosmological Constant*, Nature 377, 600 (1995)
- [211] O'Sullivan E., Forbes D.A., Ponman T.J., *A catalogue and analysis of X-ray luminosities of early-type galaxies*, MNRAS 328, 461 (2001)
- [212] Owens A., Guainazzi M., Oosterbroek T. et al., *The absorption properties of gamma-ray burst afterglows measured by BeppoSAX*, Astron. Astrophys 339, L37 (1998)
- [213] Owen F.N., Eilek J.A., Kassim N.E., *M87 at 90 Centimeters: A Different Picture*, Astrophys. J. 362, 449 (2000)
- [214] Paczyński, B., *Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions?*, Astrophys. J. 494, L45 (1998)
- [215] Pavlinsky M.N., Grebenev S.A., Sunyaev R.A., *X-ray images of the Galactic Center obtained with ART-P/GRANAT: Discovery of new sources, variability of persistent sources, and localization of X-ray bursters*, Astrophys. J. 425, 110 (1994)
- [216] Perola G.C., Matt G., Cappi M. et al., *Compton reflection and iron fluorescence in BeppoSAX observations of Seyfert type 1 galaxies*, Astron. Astrophys. 389, 802 (2002)
- [217] Peterson J.R., Fabian A.C., *X-ray spectroscopy of cooling clusters*, Physics Reports 427, 1 (2006)
- [218] Peyraud J., J. de Phys. 29, 88 (1968)
- [219] Piccinotti G., Mushotzky R.F., Boldt E.A., *A complete X-ray sample of the high-latitude sky from HEAO 1/A-2 - Log N-log S and luminosity functions*, Astrophys. J. 253, 485 (1982)
- [220] Piro L., Garmire G., Garcia M.R. et al., *The X-Ray Afterglow of GRB 000926 Observed by BeppoSAX and Chandra: A Mildly Collimated Fireball in a Dense Medium?*, Astrophys. J. 558, 442 (2001)
- [221] Polletta M., Courvoisier T.J.-L., Hooper E.J. et al., *The far-infrared emission of radio loud and radio quiet quasars*, Astron. Astrophys. 362, 75 (2000)
- [222] Prochaska J.X., Bloom J.S., Chen H.-W. et al., *The Host Galaxy of GRB 031203: Implications of Its Low Metallicity, Low Redshift, and Starburst Nature*, Astrophys. J. 611, 200 (2004)
- [223] Rees, M.J., *Tidal disruption of stars by black holes in nearby galaxies*, Nature 333, 523 (1988)
- [224] Reeves J.N., Turner M.J.L., *X-ray spectra of a large sample of quasars with ASCA*, MNRAS 316, 234 (2000)
- [225] Reichart D.E., Price P.A., *Evidence for a Molecular Cloud Origin of Gamma-Ray Bursts: Implications for the Nature of Star Formation in the Universe*, Astrophys. J. 565, 174 (2002)
- [226] Rephaeli, Y., *Cosmic microwave background comptonization by hot intracluster gas*, Astrophys. J. 445, 33 (1995)

- [227] Revnivtsev M., Gilfanov M., Sunyaev R. et al., *The spectrum of the cosmic X-ray background observed by RTXE/PKA*, *Astron. Astrophys* 411, 329 (2003)
- [228] Revnivtsev, M., Sazonov, S., Jahoda, K., Gilfanov M., *RXTE all-sky slew survey. Catalog of X-ray sources at $|b| > 10^\circ$* , *Astron. Astrophys.* 418, 927 (2004)
- [229] Revnivtsev M.G., Churazov E.M., Sazonov S.Y. et al., *Hard X-ray view of the past activity of Sgr A* in a natural Compton mirror*, *Astron. Astrophys.* 425, L49 (2004)
- [230] Revnivtsev M., Sazonov S., Churazov., Trudolyubov S., *Identification of four RXTE Slew Survey sources with nearby luminous active galactic nuclei*, *Astron. Astrophys.* 448, L49 (2006)
- [231] Reynolds C.S., *An X-ray spectral study of 24 type 1 active galactic nuclei*, *MNRAS* 286, 513 (1997)
- [232] Risaliti G., *The BeppoSAX view of bright Compton-thin Seyfert 2 galaxies*, *Astron. Astrophys.* 386, 379 (2002)
- [233] Risaliti G., Maiolino R., Salvati M., *The Distribution of Absorbing Column Densities among Seyfert 2 Galaxies*, *Astrophys. J.* 522, 157 (1999)
- [234] Ross R.R., Weaver R., McCray R., *The Comptonization of iron X-ray features in compact X-ray sources*, *Astrophys. J.* 219, 292 (1978)
- [235] Rowan-Robinson M., *A new model for the infrared emission of quasars*, *MNRAS* 272, 737 (1995)
- [236] Ruhl J., Ade P.A.R., Carlstrom J.E. et al., *The South Pole Telescope*, *Proc. SPIE*, 5498, 11 (2004)
- [237] Ruiz-Lapuente P., Cassé M., Vangioni-Flam E., *The Cosmic Gamma-Ray Background in the MEV Range*, *Astrophys. J.* 549, 483 (2001)
- [238] Sakano M., Koyama K., Murakami H. et al., *ASCA X-Ray Source Catalog in the Galactic Center Region*, *Astrophys. J. Suppl.* 138, 19 (2002)
- [239] Salucci P., Szuszkiewicz E., Monaco P. et al., *Mass function of dormant black holes and the evolution of active galactic nuclei*, *MNRAS* 307, 637 (1999)
- [240] Sarazin C.L., *X-ray emission from clusters of galaxies*, Cambridge University Press, Cambridge (1988)
- [241] Sarazin C.L., *Using X-ray absorption lines to determine the distances to clusters of galaxies*, *Astrophys. J.*, 245, 12 (1989)
- [242] Sarazin C.L., Wise M.W., *BL Lacertae objects, Fanaroff-Riley type I radio sources, and cluster cooling flows*, *Astrophys. J.* 411, 55 (1993)
- [243] Sazonov S.Y., Churazov E.M., Sunyaev R.A., *Polarization of resonance X-ray lines from clusters of galaxies*, *MNRAS* 333, 191 (2002)
- [244] Sazonov, S., Churazov, E., Revnivtsev, M. et al., *Identification of 8 INTEGRAL hard X-ray sources with Chandra*, *Astron. Astrophys.* 444, L37 (2005)
- [245] Sazonov S.Y., Lutovinov A.A., Sunyaev R.A., *An apparently normal gamma-ray burst with an unusually low luminosity*, *Nature* 430, 646 (2004)
- [246] Sazonov S.Y., Ostriker, J.P., Sunyaev R.A., *Quasars: the characteristic spectrum and the induced radiative heating*, *MNRAS* 347, 144 (2004)
- [247] Sazonov S.Y., Ostriker J.P., Ciotti L., Sunyaev R.A., *Radiative feedback from quasars and the growth of massive black holes in stellar spheroids*, *MNRAS* 358, 168 (2005)
- [248] Sazonov S.Y., Revnivtsev M.G., Lutovinov A.A. et al., *Broadband X-ray spectrum of GRS 1734-292, a luminous Seyfert 1 galaxy behind the Galactic Center*, *Astron. Astrophys.* 421, L21 (2004)

- [249] Sazonov, S.Y., Revnivtsev, M.G., *Statistical properties of local active galactic nuclei inferred from the RXTE 3-20 keV all-sky survey*, *Astron. Astrophys.* 423, 469 (2004)
- [250] Sazonov S., Revnivtsev M., Gilfanov M. et al., *X-ray luminosity function of faint point sources in the Milky Way*, *Astron. Astrophys.* 450, 117 (2006)
- [251] Sazonov S.Y., Sunyaev R.A., Terekhov O.V. et al., *GRANAT/WATCH catalogue of cosmic gamma-ray bursts: December 1989 to September 1994*, *Astron. Astrophys. Suppl.* 129, 1 (1998)
- [252] Sazonov S.Y., Sunyaev R.A., *Cosmic Microwave Background Radiation in the Direction of a Moving Cluster of Galaxies with Hot Gas: Relativistic Corrections*, *Astrophys. J.* 508, 1 (1998)
- [253] Sazonov S.Y., Sunyaev R.A., *Microwave polarization in the direction of galaxy clusters induced by the CMB quadrupole anisotropy*, *MNRAS* 310, 765 (1999)
- [254] Sazonov S.Y., Sunyaev R.A., *The Profile of a Narrow Line after Single Scattering by Maxwellian Electrons: Relativistic Corrections to the Kernel of the Integral Kinetic Equation*, *Astrophys. J.* 543, 28 (2000)
- [255] Sazonov, S.Y., Sunyaev, R.A., *The angular function for the Compton scattering in mildly and ultra relativistic astrophysical plasmas*, *Astron. Astrophys.* 354, L53 (2000)
- [256] Sazonov, S.Y., Sunyaev, R.A., *Observing scattered X-ray radiation from gamma-ray bursts: A way to measure their collimation angles*, *Astron. Astrophys.* 399, 505 (2003)
- [257] Schaefer B.E., *Gamma-Ray Burst Hubble Diagram to $z=4.5$* , *Astrophys. J.* 583, L67 (2003)
- [258] Schaefer B.E., Deng M., Band D.L., *Redshifts and Luminosities for 112 Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* 563, L123 (2001)
- [259] Schmidt, M., *Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources*, *Astrophys. J.* 151, 393 (1968)
- [260] Schmidt M., Schneider D.P., Gunn J.E., *Spectroscopic CCD Surveys for Quasars at Large Redshift. IV. Evolution of the Luminosity Function from Quasars Detected by Their Lyman-Alpha Emission*, *Astron. J.* 110, 68 (1995)
- [261] Schmid H.M., Appenzeller I., Burch U., *Spectropolarimetry of the borderline Seyfert 1 galaxy ESO 323-G077*, *Astron. Astrophys.* 404, 505 (2003)
- [262] Schönfelder V., *Gamma-ray properties of active galactic nuclei*, *Astrophys. J. Suppl.* 92, 593 (1994)
- [263] Schurch N.J., Warwick R.S., *Characterizing the complex absorber in NGC 4151*, *MNRAS* 334, 811 (2002)
- [264] Severgnini P., Maiolino R., Salvati M. et al., *Sub-mm and X-ray background: Two unrelated phenomena?*, *Astron. Astrophys.* 360, 457 (2000)
- [265] Shakura N.I., Sunyaev R.A., *Black holes in binary systems. Observational appearance.*, *Astron. Astrophys.* 24, 337 (1973)
- [266] Shapiro P.R., Bahcall J.N., *The effects of X-ray absorption on the spectra of distant objects*, *Astrophys. J.* 281, 1 (1980)
- [267] Shestakov A.I., Kershaw D.S., Prasad M.K., *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 40, 577 (1988)
- [268] Shibata R., Matsushita K., Yamasaki, N.Y. et al., *Temperature Map of the Virgo Cluster of Galaxies Observed with ASCA*, *Astrophys. J.* 549, 228 (2001)
- [269] Shull J.M., van Steenberg M., *The ionization equilibrium of astrophysically abundant elements*, *Astrophys. J. Suppl.* 48, 95 (1982)

- [270] Siemiginowska A., Czerny B., Kostyunin V., *Evolution of an Accretion Disk in an Active Galactic Nucleus*, *Astrophys. J.* 458, 491 (1996)
- [271] Silk J., Rees M.J., *Quasars and galaxy formation*, *Astron. Astrophys.* 331, L1 (1998)
- [272] Sincell M.W., Krolik J.H., *Relativistic induced Compton scattering in synchrotron self-absorbed sources*, *Astrophys. J.* 430, 550 (1994)
- [273] Smith, D.A., Wilson, A.S., Arnaud, K.A. et al., *A Chandra X-Ray Study of Cygnus A. III. The Cluster of Galaxies*, *Astrophys. J.* 565, 195 (2002)
- [274] Soderberg A.M., Frail D.A., Wieringa M.H., *Constraints on Off-Axis Gamma-Ray Burst Jets in Type Ibc Supernovae from Late-Time Radio Observations*, *Astrophys. J.* 607, L13 (2004)
- [275] Soderberg A.M., Kulkarni S.R., Berger E. et al., *The sub-energetic gamma-ray burst GRB 031203 as a cosmic analogue to the nearby GRB 980425*, *Nature*, 430, 648 (2004)
- [276] Soderberg A.M., Kulkarni S.R., Nakar E. et al., *Relativistic ejecta from XRF 060218 and the complete census of cosmic explosions*, *astro-ph/0604389* (2006)
- [277] Soltan A., *Masses of quasars*, *MNRAS* 200, 115 (1982)
- [278] Sreekumar P., Bertsch D.L., Dingus B.L. et al., *EGRET Observations of the Extragalactic Gamma-Ray Emission*, *Astrophys. J.* 494, 523 (1998)
- [279] Staubert R., Maisack M., *OSSE observations of the radio-quiet quasar PG 1416-129*, *Astron. Astrophys.* 305, L41 (1996)
- [280] Steffen A.T., Barger A.J., Cowie L.L. et al., *The Changing Active Galactic Nucleus Population*, *Astrophys. J.* 596, L23 (2003)
- [281] Steidel C.C., Hunt M.P., Shapley A.E. et al., *The Population of Faint Optically Selected Active Galactic Nuclei at $z \sim 3$* , *Astrophys. J.* 576, 653 (2002)
- [282] Stenflo J.O., *Resonance-line polarization. V - Quantum-mechanical interference between states of different total angular momentum*, *Astron. Astrophys.* 84, 68 (1980)
- [283] Stern D., Moran Ed., Coil A.L. et al., *Chandra Detection of a Type II Quasar at $z = 3.288$* , *Astrophys. J.* 568, 71 (2002)
- [284] Strohmayer T.E., Fenimore E.E., Murakami T., Yoshida A., *X-Ray Spectral Characteristics of GINGA Gamma-Ray Bursts*, *Astrophys. J.* 500, 873 (1998)
- [285] Sunyaev R.A., Churazov E.M., *Equivalent width, shape and proper motion of the iron fluorescent line emission from molecular clouds as an indicator of the illuminating source X-ray flux history*, *MNRAS* 297, 1279 (1998)
- [286] Sunyaev, R.A., Markevitch, M., Pavlinsky, M., *The center of the Galaxy in the recent past - A view from GRANAT*, *Astrophys. J.* 407, 606 (1993)
- [287] Sunyaev R.A., Zeldovich Y.B., *The Observations of Relic Radiation as a Test of the Nature of X-Ray Radiation from the Clusters of Galaxies*, *Comments Astrophys. Space Phys.*, 4, 173 (1972)
- [288] Sunyaev R.A., Zeldovich Y.B., *Microwave background radiation as a probe of the contemporary structure and history of the universe*, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 18, 537 (1980)
- [289] Sunyaev R.A., Zel'dovich Y.B., *The velocity of clusters of galaxies relative to the microwave background - The possibility of its measurement*, *MNRAS* 190, 413 (1980)
- [290] Tarter C.B., Tucker W.H., Salpeter E.E., *The Interaction of X-Ray Sources with Optically Thin Environments*, *Astrophys. J.* 156, 943 (1969)

- [291] Tavecchio F., Maraschi L., Ghisellini G. et al., *Spectral Energy Distributions of Flat-Spectrum Radio Quasars Observed with BeppoSAX*, *Astrophys. J.* 575, 137 (2002)
- [292] Telfer R.C., Zheng W., Kriss G.A., Davidsen A.F., *The Rest-Frame Extreme-Ultraviolet Spectral Properties of Quasi-stellar Objects*, *Astrophys. J.* 565, 773 (2002)
- [293] The L.-S., Leising M.D., Clayton D.D., *The cosmic gamma-ray background from Type IA supernovae*, *Astrophys. J.* 403, 32 (1993)
- [294] Tiengo A., Mereghetti S., *Dust-scattered X-ray halos around gamma-ray bursts: GRB 031203 revisited and the new case of GRB 050713A*, *Astron. Astrophys.* 449, 203 (2006)
- [295] Tkachenko A.Y., Terekhov O.V., Sunyaev R.A. et al., *Observations of the soft gamma-ray early afterglow emission from two bright gamma-ray bursts*, *Astron. Astrophys.* 358, L41 (2000)
- [296] Toomre A., *On the gravitational stability of a disk of stars*, *Astrophys. J.* 139, 1217 (1964)
- [297] Tran H.D., Cohen M.H., Ogle P.M. et al., *Scattered Radiation from Obscured Quasars in Distant Radio Galaxies*, *Astrophys. J.*, 500, 660 (1998)
- [298] Tremaine S., Gebhardt K., Bender R. et al., *The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation*, *Astrophys. J.* 574, 740 (2002)
- [299] Tucker W., Blanco P., Rappoport S. et al., *1E 0657-56: A Contender for the Hottest Known Cluster of Galaxies*, *Astrophys. J.* 496, L5 (1998)
- [300] Tully R.B., *Nearby Galaxies Catalogue*, Cambridge University Press (1988)
- [301] Turner T.J., George I.M., Nandra K. et al., *ASCA Observations of Type 2 Seyfert Galaxies. II. The Importance of X-Ray Scattering and Reflection*, *Astrophys. J.* 488, 164 (1997)
- [302] Turner, T.J., Pounds, K.A., *The EXOSAT spectral survey of AGN*, *MNRAS* 240, 833 (1989)
- [303] Ubertini P., Lebrun F., Di Cocco G. et al., *IBIS: The Imager on-board INTEGRAL*, *Astron. Astrophys.* 411, L131 (2003)
- [304] Ueda Y., Akiyama M., Ohta K., Miyaji T., *Cosmological Evolution of the Hard X-Ray Active Galactic Nucleus Luminosity Function and the Origin of the Hard X-Ray Background*, *Astrophys. J.* 598, 886 (2003)
- [305] Urry C.M., Padovani P., *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, *PASP* 107, 803 (1995)
- [306] Vanden Berk D.E., Richards G.T., Bauer A. et al., *Composite Quasar Spectra from the Sloan Digital Sky Survey*, *Astron. J.* 122, 549 (2001)
- [307] Vaughan S., Willingale R., O'Brien P.T. et al., *The Discovery of an Evolving Dust-scattered X-Ray Halo around GRB 031203*, *Astrophys. J.* 603, L5 (2004)
- [308] Vermeulen R., Proc. "Astrophysical Jets", ed. Burgarella D. et al., (Cambridge Univ. Press), 241 (1992)
- [309] Verner D.A., Ferland G.J., *Atomic Data for Astrophysics. I. Radiative Recombination Rates for H-like, He-like, Li-like, and Na-like Ions over a Broad Range of Temperature*, *Astrophys. J. Suppl.* 103, 467 (1996)
- [310] Verner, D.A., Verner, E.M., Ferland, G.J., *Atomic Data for Permitted Resonance Lines of Atoms and Ions from H to Si, and S, Ar, Ca, and Fe*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 64, 1 (1996)
- [311] Vignali C., Brandt W.N., Schneider D.P., *X-Ray Emission from Radio-Quiet Quasars in the Sloan Digital Sky Survey Early Data Release: The α_{ox} Dependence upon Ultraviolet Luminosity*, *Astron. J.* 125, 433 (2003)

- [312] Voges W., Aschenbach B., Boller Th., et al., *The ROSAT all-sky survey bright source catalogue*, *Astron. Astrophys.* 349, 389 (1999)
- [313] Voronov G.S., *A Practical Fit Formula for Ionization Rate Coefficients of Atoms and Ions by Electron Impact: $Z = 1-28$* , *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 65, 1 (1997)
- [314] Watson D., Hjorth J., Levan A. et al., *A Very Low Luminosity X-Ray Flash: XMM-Newton Observations of GRB 031203*, *Astrophys. J.* 605, L101 (2004)
- [315] Watson D., Vaughan S.A., Willingale R. et al., *The Soft X-Ray Blast in the Apparently Subluminous GRB 031203*, *Astrophys. J.* 636, 967 (2006)
- [316] Wilson A.S., Yang Y., *Chandra X-Ray Imaging and Spectroscopy of the M87 Jet and Nucleus*, *Astrophys. J.* 568, 133 (2002)
- [317] Winkler C. Courvoisier T.J.-L., Di Cocco G., et al., *The INTEGRAL mission*, *Astron. Astrophys.* 411, L1 (2003)
- [318] Wolter A., Comastri A., Ghisellini G., et al., *BeppoSAX spectral survey of soft X-ray selected BL Lacertae objects*, *Astron. Astrophys.* 335, 899 (1998)
- [319] Wood K.S., Meekins J.F., Yentis D.J. et al., *The HEAO A-1 X-ray source catalog*, *Astrophys. J. Suppl.* 56, 507 (1984)
- [320] Woodward P., *Compton Interaction of a Photon Gas with a Plasma*, *Phys. Rev. D* 1, 2731 (1970)
- [321] Woosley S.E., *Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes*, *Astrophys. J.* 1993, 405, 273
- [322] Worrall D.M., Birkinshaw M., Hardcastle M.J., Lawrence C.R., *Chandra measurements of the X-ray core and cluster of 3C 220.1*, *MNRAS* 326, 1127 (2001)
- [323] Woźniak P.R., Zdziarski A.A., Smith D. et al., *X-ray and soft gamma-ray spectra of broad-line radio galaxies*, *MNRAS* 299, 449 (1998)
- [324] Yoshida A., Murakami T., Itoh M. et al., *Soft X-ray emission from gamma-ray bursts observed with GINGA*, *Publ. Astron. Soc. J.* 41, 509 (1989)
- [325] Young A.J., Wilson A.S., Terashima Y. et al., *A Chandra X-Ray Study of Cygnus A. II. The Nucleus*, *Astrophys. J.* 564, 176 (2002)
- [326] Young A.J., Wilson A.S., *Chandra X-Ray Observations of NGC 4258: Iron Absorption Lines from the Nucleus*, *Astrophys. J.* 601, 133 (2004)
- [327] Yu Q., Tremaine S., *Observational constraints on growth of massive black holes*, *Astrophys. J.* 335, 965 (2002)
- [328] Yuan W., Brinkmann W., Siebert J., Voges W., *Broad band energy distribution of ROSAT detected quasars. II. Radio-quiet objects*, *Astron. Astrophys.* 330, 108 (1998)
- [329] Zdziarski A.A., *Contributions of AGNs and SNe IA to the cosmic X-ray and gamma-ray backgrounds*, *MNRAS* 281, L9 (1996)
- [330] Zombeck, M.V., *Handbook of Astronomy and Astrophysics, 2nd Edition*, Cambridge University Press (1990)