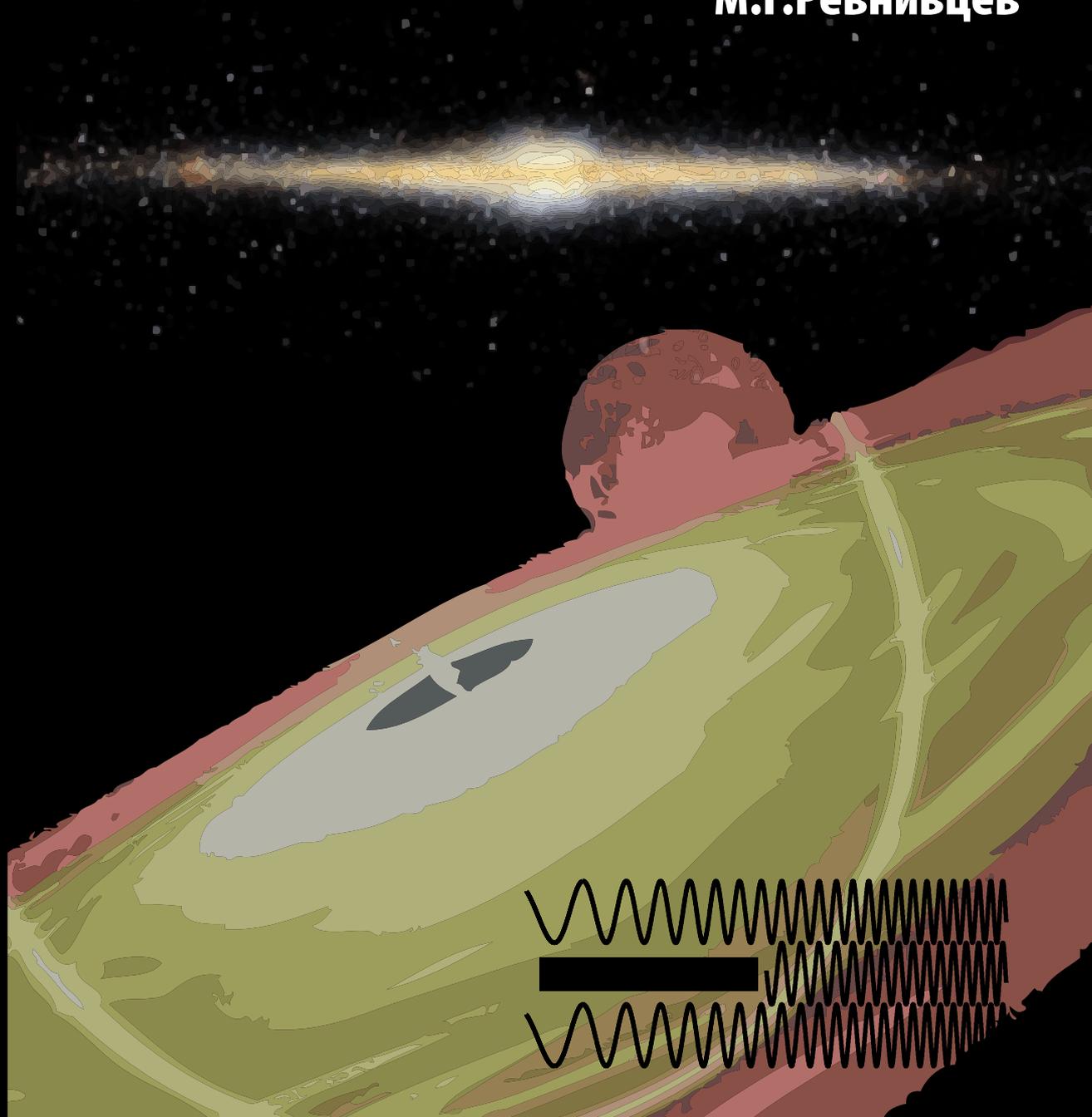


# Обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE:

природа рентгеновского фона Галактики  
и переменности излучения черных дыр  
и нейтронных звезд

**М.Г.Ревнивцев**



Российская академия наук  
Институт космических исследований

*На правах рукописи*

**Обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и  
RXTE: природа рентгеновского фона Галактики  
и переменности излучения черных дыр и  
нейтронных звезд**

**Михаил Геннадьевич Ревнивцев**

01.03.02 Астрофизика и радиоастрономия

Диссертация на соискание ученой степени  
доктора физико-математических наук

Москва, 2006



*Эта работа – результат исследований, проведенных в Отделе астрофизики высоких энергий Института Космических Исследований РАН под руководством Р.А. Сюняева. Огромный научный кругозор и поистине энциклопедические знания Рашида Алиевича не раз подталкивали меня к исследованиям в новых направлениях.*

*Я глубоко благодарен своим первым научным руководителям Марату Равильевичу Гильфанову и Евгению Михайловичу Чуразову. Их научная школа – это неоценимый вклад во все мои работы.*

*Часть представляемой работы была бы не возможной без плодотворного сотрудничества с Сергеем Сазоновым.*

*Тесный и дружный коллектив Отдела астрофизики высоких энергий ИКИ РАН всегда создавал творческую и плодотворную атмосферу, в связи с чем нельзя не поблагодарить А. Вихлинина, А.Лутовинова, Р.Буренина, С.Молькова, В.Арефьева, М. Маркевича, С.А.Гребенева, М.Н.Павлинского, С.Трудолюбова, К.Бороздина. Я также много почерпнул из общения с А.Белобородовым, Ю.Путаненым, Ф.Майером, Х.Риттером, М.Муно. Большое спасибо хотелось бы сказать моим родителям Римме Федоровне и Геннадию Михайловичу за то, что они привили мне любовь к науке и познанию.*

*Научная работа с полной отдачей стала возможна лишь благодаря постоянной поддержке моей жены Ани.*



## Оглавление

<b>Введение</b>		<b>9</b>
<b>1</b>	<b>Природа рентгеновского фона Галактики</b>	<b>19</b>
1.1	Методы: обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE	24
1.1.1	Яркие и поглощенные источники: обзоры обсерватории ИНТЕГРАЛ . . . . .	27
1.1.2	Обзор неба обсерватории RXTE — инструмент для исследования слабых галактических источников	31
1.1.3	Покрытие неба . . . . .	34
1.1.4	Измерение потоков и проблема наложения источников . . . . .	35
1.1.5	Каталог . . . . .	38
1.1.6	Определение природы источников . . . . .	51
1.1.7	Измерение внегалактического фона при помощи обзора неба RXTE/РСА . . . . .	52
1.2	Функция светимости галактических рентгеновских источников . . . . .	60
1.2.1	Введение . . . . .	60
1.2.2	Малые светимости: обзор неба обсерватории RXTE	62
1.2.3	Сверхмалые светимости: обзор RASS . . . . .	74
1.2.4	Функция светимости галактических источников в диапазоне $10^{27.5} - 10^{34}$ эрг/сек . . . . .	81
1.2.5	Кумулятивная излучательная способность . . . . .	83
1.2.6	Большие светимости: LMXB . . . . .	86
1.2.7	Заключение . . . . .	89
1.3	Карта фонового излучения Галактики . . . . .	92
1.3.1	Поверхностная яркость ГРФ в континууме 3-20 кэВ	96

1.3.2	Поверхностная яркость ГРФ в эмиссионной линии 6.7 кэВ . . . . .	107
1.4	ГРФ как суперпозиция излучения точечных источников . . . . .	111
1.4.1	Светимость единичной звездной массы в ГРФ . . . . .	111
1.4.2	Широкополосный спектр ГРФ . . . . .	115
1.4.3	Вклад различных классов источников в ГРФ . . . . .	118
1.5	Перспективы исследований . . . . .	121
1.5.1	Разрешение потока ГРФ на точечные источники обсерваторией ЧАНДРА . . . . .	121
1.5.2	Излучение ГРФ в других галактиках . . . . .	126
1.6	Заключение . . . . .	127
<b>2</b>	<b>Хаотическая переменность аккрецирующих источников</b>	<b>131</b>
2.1	Методы . . . . .	132
2.1.1	Введение . . . . .	132
2.1.2	Спектры мощности . . . . .	133
2.1.3	“Мертвое время” и окна “перегрузки” . . . . .	135
2.1.4	Кросс-спектры: когерентность и фазовые сдвиги . . . . .	140
2.1.5	Фурье-частотно-разрешенная спектроскопия . . . . .	142
2.2	Природа хаотических вариаций излучения аккреционного диска . . . . .	147
2.2.1	Где возникают вариации рентгеновского потока? . . . . .	147
2.2.2	Самоподобные вариации в аккреционном диске . . . . .	151
2.2.3	Многозонная модель аккреционного потока . . . . .	156
2.3	Предельно быстрая переменность рентгеновского потока компактных объектов . . . . .	160
2.3.1	Аккрецирующая черная дыра Лебедь X-1 . . . . .	160
2.3.2	Аккрецирующие черные дыры и нейтронные звезды . . . . .	164
2.4	Параметры аккрецирующих нейтронных звезд . . . . .	173
2.4.1	Энергетические спектры аккрецирующих нейтронных звезд на разных фурье-частотах . . . . .	175
2.4.2	Ограничения на возможную структуру переменности потока аккрецирующих нейтронных звезд . . . . .	179
2.4.3	Разделение спектров излучения аккреционного диска и поверхности нейтронной звезды . . . . .	182
2.4.4	Переменность излучения аккреционного диска . . . . .	189

2.4.5	Измерение масс и радиусов аккрецирующих ней-	
	тронных звезд . . . . .	192
<b>Заключение</b>		<b>199</b>
<b>Список литературы</b>		<b>201</b>



## Введение

### Актуальность темы

#### *Рентгеновский фон Галактики*

Одним из важнейших вопросов рентгеновской астрофизики является проблема происхождения фонового рентгеновского излучения Галактики. Первые же систематические исследования излучения Галактики на высоких энергиях (в рентгеновском и гамма— диапазонах) показали, что наряду с яркими компактными источниками — аккрецирующими черными дырами и нейтронными звездами — вдоль галактической плоскости присутствует некое протяженное излучение. Исследования этого излучения в гамма диапазоне показали, что оно формируется в результате взаимодействия частиц космических лучей высоких энергий с веществом межзвездной среды. Однако, эта модель не позволяла объяснить фоновое излучение Галактики в рентгеновском диапазоне энергий. Исследования рентгеновского фона Галактики, проводившиеся при помощи практически всех рентгеновских обсерваторий, начиная с 80х годов, так и не решили вопрос о его природе.

Спектр излучения рентгеновского фона Галактики очень похож на спектр излучения оптически тонкой плазмы и содержит большой набор эмиссионных линий, характерных для излучения сильно ионизированных тяжелых элементов, что указывает на то, что температура излучающей плазмы не менее, чем 5-10 кэВ. Различные оценки полной светимости Галактики в фоновой (распределенной) компоненте сходятся на значениях  $\sim 1-2 \times 10^{38}$  эрг/сек .

Сразу после открытия излучения галактического рентгеновского фона (ГРФ) была предложена модель его формирования в результате сложения излучения большого числа слабых галактических источников, таких как катаклизмические переменные (CV), коронально активные

звезды (АВ), двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами в выключенном состоянии и т.д. Однако, ввиду отсутствия информации хотя бы ограниченной полноты о свойствах популяций этих галактических источников, сделать оценку их вклада в излучение рентгеновского фона Галактики было невозможно.

Если рентгеновский фон Галактики состоит из точечных источников, то при наличии приборов необходимой чувствительности и с достаточным угловым разрешением весь поток галактического фонового излучения можно разрешить на конечное (возможно, большое) число отдельных источников. По мере улучшения чувствительности рентгеновских телескопов действительно все большая часть фонового излучения оказывалась разрешенной на точечные источники, однако, даже рентгеновские телескопы обсерваторий последнего поколения ЧАНДРА и ХММ-Ньютон, достигшие предела детектирования точечных источников на уровне  $F_x > 3 \times 10^{-15}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в энергетическом диапазоне 2-8 кэВ, не позволили разрешить более 10–15% фонового излучения в области галактической плоскости. Результаты этих измерений были использованы в качестве свидетельства того, что фоновое рентгеновское излучение Галактики нельзя разрешить на точечные источники, и оно представляет собой диффузное излучение, возникающее в межзвездной среде Галактики.

Однако, гипотеза о диффузном/межзвездном происхождении ГРФ наталкивается на значительные теоретические трудности. Основная проблема связана с тем, что температура плазмы, которая, по всей видимости, создает излучение ГРФ, настолько высока ( $\sim 5 - 10$  кэВ), что гравитационный потенциал Галактики не может ее удержать вблизи галактической плоскости и такая плазма должна формировать постоянный отток вещества. Для того, чтобы восполнить резервуар горячей плазмы в Галактике необходимо очень большое количество энергии — порядка  $10^{43}$  эрг/сек.

Из-за небольшой поверхностной яркости ГРФ в области плоскости Галактики для качественных исследований требуются большие времена наблюдений даже рентгеновскими обсерваториями последнего поколения. Проведенные исследования показали, что на достигнутом пределе детектирования точечных источников ( $\sim 10^{-15}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>) внегалактические объекты (в основном — активные ядра галактик), как правило, представляют гораздо более многочисленную популяцию источников,

чем галактические. Поскольку на масштабах полей зрения современных рентгеновских телескопов ( $\sim 0.1 - 0.2^\circ$ ) поверхностная плотность внегалактических объектов может сильно варьироваться, то очень сложно предсказать их число в конкретном обзоре. Определение природы всех объектов в обзорах галактической плоскости также представляет довольно трудную задачу из-за сложностей наблюдений объектов в оптическом диапазоне. Таким образом, определить кривую подсчетов собственно галактических объектов малой светимости, а также их вклад в излучение рентгеновского фона Галактики в области галактической плоскости практически невозможно.

Единственная область в нашей Галактике, в которой поверхностная плотность галактических объектов гораздо выше, чем поверхностная плотность внегалактических источников — это ближайшие  $\sim 10$  угловых минут вокруг сверхмассивной черной дыры Стрелец  $A^*$  в центре Галактики (так называемая область центрального звездного кластера). Наблюдения этой области также еще ценны тем, что здесь объемная плотность галактических источников настолько велика, что практически все источники, регистрируемые в этом направлении, являются галактическими и расположены в одном месте, в области центра Галактики. В этом случае исчезает проблема определения расстояния до источников и пересчета их потоков в светимость. При помощи наблюдений рентгеновского телескопа обсерватории ЧАНДРА этой области было показано, что кривая подсчетов слабых рентгеновских источников вплоть до светимостей  $\sim 10^{32}$  эрг/сек не имеет уплощения в сторону слабых потоков (светимостей), что означает, что еще большую долю фонового излучения можно будет разрешить на точечные источники при возможном дальнейшем увеличении чувствительности наблюдений.

Однако, ввиду того, что общее время наблюдений области галактического центра обсерваторией ЧАНДРА (имеющей в настоящее время самую высокую чувствительность детектирования точечных источников) уже сейчас составляет порядка миллиона секунд, трудно надеяться на значительный прогресс в этом направлении в ближайшее время. Таким образом, очевидна необходимость изыскать другие, альтернативные, способы решения проблемы галактического фонового излучения, что и является одной из основных задач данной диссертации.

*Хаотическая переменность рентгеновских источников*

Большая часть ярких источников рентгеновского излучения в Галактике является аккрецирующими системами. Это является результатом того, что именно в процессе аккреции (падения вещества на гравитирующий объект) достигается практически максимально возможная (если не считать аннигиляцию вещества) эффективность выделения энергии — при падении на нейтронную звезду или черную дыру вещество выделяет из гравитационного поля компактного объекта энергию, эквивалентную большой доле его энергии покоя:  $0.1 - 0.5 mc^2$ . Нагреваясь, аккрецирующее вещество достигает температур десятки миллионов градусов и излучает рентгеновские фотоны.

Выходящее из таких областей рентгеновское излучение несет в себе “отпечаток” сильного гравитационного поля компактного объекта, и, следовательно, представляет собой природный инструмент для измерения параметров таких экзотических объектов во Вселенной, как черные дыры и нейтронные звезды, а также, для изучения поведения вещества при экстремальных условиях, реализующихся вблизи компактных объектов (температуры десятки миллионов градусов, магнитные поля  $10^6 - 10^{13}$  Гаусс, большое давление излучения и т.д.)

Важность исследований переменности потока излучения на коротких временных масштабах для изучения поведения вещества при экстремальных условиях и измерения параметров компактных объектов была подчеркнута теоретиками еще в начале 70х годов. Было отмечено, что из-за чрезвычайно малого размера галактических черных дыр и нейтронных звезд (менее 10-15 км) временной масштаб переменности излучения аккреционных потоков, существующих вблизи этих объектов, может достигать миллисекунд и менее. Именно на таких временных масштабах можно ожидать проявление фундаментального отличия черных дыр от любых других объектов во Вселенной — отсутствия твердой поверхности.

Первые же исследования компактных объектов в рентгеновском энергетическом диапазоне, где аккрецирующие компактные источники излучают основную энергию, показали, что переменность потока излучения большей части источников является не периодической, а хаотической и распределена по очень большому диапазону временных масштабов. Причины возникновения такого рода переменности долгое время оставались не ясными.

Хаотическая переменность рентгеновского излучения различных частей аккреционного потока вокруг компактного объекта (например, аккреционного диска, оптически тонкой короны над аккреционным диском, пограничного слоя между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды и т.д.) может иметь различные характеристики. Например, переменность может иметь выделенные временные масштабы, или, напротив, быть распределена по большому диапазону фурье-частот. Предложенное в данной работе использование этой информации позволяет выделять из полного потока рентгеновского излучения источников спектральные компоненты, возникающие именно в интересующих исследователя областях, что в ряде случаев невозможно сделать другими способами. Таким образом можно проводить “томографические” (послойные) исследования аккреционных потоков вокруг компактных объектов, и получать информацию о его структуре, о поведении в нем вещества и о параметрах компактных объектов.

### ***Цель работы***

Целью работы является решение вопроса о природе рентгеновского фона Галактики путем комплексного исследования обзоров всего неба с различных орбитальных обсерваторий, а именно: 1) изучения морфологии фонового рентгеновского излучения Галактики и 2) получения суммарной светимости всех рентгеновских источников звездного типа в Галактике. Второй целью работы, достигнутой при помощи обзоров (наблюдений большого числа) ярких рентгеновских источников в Галактике, является объяснение природы хаотической переменности аккрецирующих компактных объектов и измерение с ее помощью параметров компактных объектов.

### **Краткое содержание работы**

В **первой части** диссертации приведены результаты исследования природы фонового рентгеновского излучения Галактики.

Основными “инструментами”, использовавшимися при решении этой задачи являлись обзоры всего неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE. В главе 1.1 описаны основные результаты полученных обзоров. В частности, описаны основные свойства нового класса “поглощенных”

источников, обнаруженных ИНТЕГРАЛом в плоскости Галактики и показано, что такие источники не могут давать значительный вклад в излучение галактического рентгеновского фона. Приведены основные свойства обзора всего неба обсерватории RXTE, описаны технические детали, связанные с детектированием источников и с точностью измерения их потоков, описана проблема наложения источников. Приведен каталог источников, обнаруженных на галактических широтах более  $|b| > 10^\circ$ . В случае, где это было возможно, для каждого источника из каталога был определен его тип. Приведены результаты идентификации нескольких источников из обзора неба при помощи наблюдений обсерваторий ИНТЕГРАЛ, ЧАНДРА и SWIFT.

Приведен еще один важный результат полученного обзора неба — измерение спектра внегалактического рентгеновского фона. Измерения были проведены при помощи сравнения потоков, регистрируемых детекторами RXTE/РСА, при наблюдении темной стороны Земли и открытого неба. Полученное значение отличается от величины интенсивности рентгеновского фона, полученной ранее по измерениям обсерватории НЕАО1. Для выяснения причины этого расхождения был проведен повторный анализ данных этой обсерватории. Показано, что расхождения, скорее всего, связаны с неточностями взаимных калибровок приборов обсерваторий RXTE и НЕАО1.

Во главе 1.2 получена функция светимости слабых галактических источников в широком диапазоне светимостей от  $\sim 10^{27}$  эрг/сек до  $\sim 10^{34}$  эрг/сек. Представлен каталог из 30 галактических источников, обнаруженных в обзоре неба обсерватории RXTE на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$ . С использованием этого набора источников получены оценки объемных плотностей галактических источников различных классов (карликовых новых, полярных, промежуточных полярных, коронально активных звезд) в окрестностях Солнца, имеющих светимости в интервале  $L_x \sim 10^{30} - 10^{34}$  эрг/сек (энергетический диапазон 3–20 кэВ). Особое внимание уделено анализу полноты используемой подборки. Для продолжения функции светимости галактических источников в диапазон  $L_x < 10^{30}$  эрг/сек (в основном — коронально активные и молодые звезды), не покрытый обзором неба RXTE, использовались результаты обзора всего неба обсерватории РОСАТ, в частности, каталоги ближайших и ярчайших (в рентгеновском диапазоне) звезд. Показано, что функция светимости галактических источников имеет широ-

кий пик в интервале  $\sim 10^{30} - 10^{33}$  эрг/сек, возникающий из-за вклада аккрецирующих белых карликов (карликовых новых, поляров, промежуточных поляров) и коронально активных звезд. Получены кумулятивные излучательные способности различных классов объектов. Кумулятивная излучательная способность объектов, составляющих старое звездное население Галактики в окрестности Солнца, со светимостями менее  $10^{34}$  эрг/сек равна  $L_{3-20 \text{ кэВ}}/M = 5.3 \pm 1.5 \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_{\odot}$ . Если учесть также вклад молодых звезд, то значение кумулятивной излучательной способности будет равно  $L_{3-20 \text{ кэВ}}/M = 6.2 \pm 1.5 \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_{\odot}$ .

В главе 1.3 исследуется распределение поверхностной яркости рентгеновского фона Галактики в энергетическом диапазоне 3–20 кэВ. Для того, чтобы избежать искажения получаемого распределения поверхностной яркости ГРФ из-за ярких точечных источников были использованы два метода. В рамках первого метода области, “засвеченные” яркими источниками, отфильтровывались. Во втором методе при построении карты ГРФ использовался лишь поток в эмиссионной линии 6.7 кэВ, которая является характерной для излучения ГРФ, но практически отсутствует в спектрах ярких точечных источников. Результаты, полученные этими двумя методами, хорошо согласуются друг с другом. Показано, что поверхностная яркость галактического рентгеновского фона формирует две области — балдж и диск. Распределение поверхностной яркости в области балджа хорошо описывается моделью трехосного эллипсоида, с размерами полуосей  $\sim 3.4$ ,  $1.2$  и  $\sim 1.12$  кпк, лежащего в галактической плоскости и составляющего с лучем зрения угол  $29^{\circ} \pm 6^{\circ}$ . Профили поверхностной яркости, полученные в области галактического диска, описываются моделью экспоненциального диска с характерным размером  $R_{\text{диск}} \sim 2.5$  кпк и характерной толщиной  $z_{\text{диск}} \sim 130$  пк.

Показно, что распределение поверхностной яркости ГРФ хорошо согласуется с распределением поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне, основной вклад в который дают обычные звезды. Сделан вывод, что объемная излучательная способность Галактики в излучении ГРФ пропорциональна объемной плотности звезд. Получено значение излучательной способности единичной звездной массы Галактики в излучении ГРФ:  $L_{3-20 \text{ кэВ}}/M = 3.5 \pm 0.5 \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_{\odot}$ . Сравнение этого значения со значением кумулятивной излучательной способности, полученным в главе 1.2, позволяет за-

ключить, что *основной вклад в фоновое рентгеновское излучение Галактики вносится излучением галактических точечных источников малой светимости, а именно, аккрецирующими белыми карликами и коронально активными звездами.*

Во **второй части** диссертации исследуется хаотическая переменность ярких рентгеновских источников — аккрецирующих черных дыр и нейтронных звезд.

В главе 2.1 описываются методы исследования переменности рентгеновского потока, которые будут использоваться в этой части: метод спектров мощности, метод кросс-спектров и метод фурье-частотной спектроскопии. При описании метода спектров мощности специальное внимание уделено анализу влияния эффектов “мертвого” времени и “окон перегрузки” при анализе данных спектрометра РСА обсерватории RXTE на получаемые значения мощности переменности.

В главе 2.2 предложена модель возникновения хаотических вариаций рентгеновского потока аккрецирующих черных дыр, наиболее полно объясняющая весь массив наблюдательных данных о рентгеновской переменности аккрецирующих черных дыр — модель самоподобных вариаций темпа аккреции вещества в оптически тонких областях аккреционного потока на различных расстояниях от компактного объекта. Показано, что излучение оптически толстого аккреционного диска практически не переменно на коротких временных масштабах.

В главе 2.3 исследуются самые мелкомасштабные вариации рентгеновского потока аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр по результатам наблюдений большого числа источников обсерваторией RXTE. Получен спектр мощности вариаций рентгеновского потока аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 в состоянии с низкой светимостью (так называемом “низком” состоянии, в котором амплитуда переменности его потока максимальна) с рекордной чувствительностью до фурье-частот  $\sim 1$  кГц. Показано, в спектре мощности вариаций потока источника Лебедь X-1 происходит обрыв на частотах порядка 100-200 Гц, что указывает на то, что этот временной масштаб является минимальным, на котором еще могут развиваться сильные неустойчивости в аккреционном течении.

Проведено сравнение спектров мощности вариаций рентгеновского потока 9 аккрецирующих черных дыр и 9 аккрецирующих нейтронных звезд в “низком” спектральном состоянии. Показано, что переменность

потока излучения аккрецирующих нейтронных звезд продолжается до гораздо больших фурье-частот, т.е. до гораздо меньших временных масштабов. Учет разницы в массах компактных объектов не меняет этого вывода. Наблюдаемую разницу в характере переменности рентгеновского излучения этих объектов можно объяснить отсутствием твердой поверхности у аккрецирующих черных дыр, на которой в случае аккрецирующих нейтронных звезд происходит дополнительное энерговыделение и дополнительная модуляция рентгеновского потока на малых временных масштабах.

В главе 2.4 получены ограничения на параметры аккрецирующих нейтронных звезд в Галактике, используя спектр излучения пограничного слоя/слоя растекания на поверхности нейтронной звезды. Такой метод невозможно было использовать в предыдущих исследованиях из-за сложности разделения спектральных компонент излучения аккреционного диска и пограничного слоя. С использованием предложенного метода фурье-частотной спектроскопии показан практический способ отделить эти две компоненты. Полученные свойства излучения пограничного слоя на поверхности нейтронной звезды согласуются с гипотезой, что в этой области давление излучения во много раз превосходит тепловое давление плазмы, следовательно, поток энергии излучения с единичной поверхности пограничного слоя должен определяться лишь гравитационным полем нейтронной звезды. Используя измеренные параметры спектра излучения поверхности аккрецирующих нейтронных звезд, получены ограничения на их массы и радиусы.

### ***Основные положения, выносимые на защиту***

1. Выполнены обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE в рентгеновском и жестком рентгеновском диапазонах.
2. Измерен спектр внегалактического рентгеновского фона в энергетическом диапазоне 3–20 кэВ, полученный усреднением по большей части неба.
3. Построена функция рентгеновской светимости слабых галактических источников (диапазон светимостей  $10^{27} - 10^{34}$  эрг/сек).
4. Решен вопрос о природе фонового рентгеновского излучения Галактики. Показано, что он в основном состоит из суммарного из-

лучения большого количества аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд.

5. Предложена модель возникновения хаотических вариаций рентгеновского потока аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр. Показано, что эти вариации на различных временных масштабах возникают в результате самоподобных модуляций темпа аккреции вещества в аккреционном потоке на различных расстояниях от компактного объекта.
6. Исследована переменность рентгеновского потока аккрецирующих компактных объектов на самых коротких временных масштабах. Показано, что рентгеновский поток от аккрецирующих нейтронных звезд варьируется на меньших временных масштабах, чем рентгеновский поток от аккрецирующих черных дыр. Это можно интерпретировать как указание на отсутствие твердой поверхности у черных дыр в отличие от нейтронных звезд.
7. Предложен новый метод исследования характеристик излучения рентгеновских источников — фурье-частотная спектроскопия. Этот метод дал принципиально новую возможность отделять излучение геометрически различных областей аккреционных потоков на основании информации об их временной переменности. С помощью предложенного метода показано кардинальное различие в структуре переменности оптически толстых и оптически тонких аккреционных течений.
8. Получены ограничения на величины масс и радиусов аккрецирующих нейтронных звезд по измерениям энергетических спектров пограничных слоев/слоев растекания на их поверхностях.

## Часть 1

### Природа рентгеновского фона Галактики

Рентгеновское небо не является черным. Кроме ярких точечных источников, являющихся, в основном, аккрецирующими черными дырами и нейтронными звездами, на рентгеновском небе присутствуют две крупномасштабные структуры: внегалактический рентгеновский фон (ВРФ, см. например [99]) имеющий, практически, одинаковую поверхностную яркость в любом направлении на небе, и рентгеновский фон нашей Галактики (ГРФ, см. например [57, 44, 312]), сконцентрированный вдоль галактической плоскости<sup>1</sup>.

Исследования внегалактического рентгеновского фона, проведенные в течении последних десятилетий при помощи различных астрофизических обсерваторий, позволили уверенно заключить, что ВРФ возникает в результате сложения излучения большого количества аккрецирующих сверхмассивных черных дыр во Вселенной [100]. Однако, происхождение галактического рентгеновского фона до последнего времени представляло собой загадку.

Рентгеновский фон Галактики простирается на несколько десятков градусов вдоль галактической плоскости и имеет ширину несколько градусов поперек галактической плоскости [57, 312, 302, 303, 143, 315] (см. рис. 1.1). В некоторых работах было отмечено возможное утолщение ГРФ в центральной части Галактики [316, 221]. Спектр излучения

---

<sup>1</sup>Рентгеновским фоном Галактики, следуя установившейся традиции, мы будем условно называть излучение, концентрирующееся к галактической плоскости, которое нельзя разрешить на точечные источники с потоком более, чем  $10^{-11} - 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>. Измерения различных обсерваторий показали, что вычитание из галактического фона вклада точечных источников с потоками вплоть до  $10^{-14} - 10^{-14.5}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, практически никак не влияет на значение поверхностной яркости оставшегося излучения [259, 121, 79]

ГРФ похож на спектр излучения оптически тонкой плазмы и содержит большой набор эмиссионных линий, характерных для излучения сильно ионизированных тяжелых элементов (см., например, рис. 1.2), что указывает на то, что температура излучающей плазмы не менее, чем 5-10 кэВ [142, 143, 144, 193, 268, 187]. Различные оценки полной светимости Галактики в компоненте ГРФ сходятся на значениях  $\sim 1-2 \times 10^{38}$  эрг/сек [316, 286].

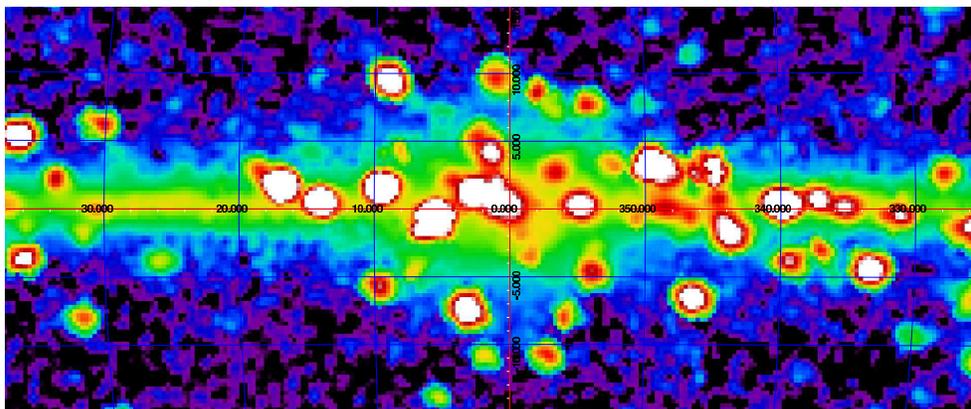


Рис. 1.1: Карта центральной части Галактической плоскости, полученная по данным сканирующих наблюдений спектрометра РСА обсерватории имени Росси (энергетический диапазон 3-20 кэВ). На карте яркие пятна — точечные источники (в основном — аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры). Галактический рентгеновский фон (ГРФ) хорошо виден как горизонтальная полоса повышенной поверхностной яркости вдоль Галактической плоскости.

Наблюдения показали наличие фонового рентгеновского излучения Галактики вплоть до энергий 20-25 кэВ [286, 221]. На больших энергиях наблюдения ГРФ сильно затруднены из-за практической сложности учесть вклад ярких галактических и внегалактических источников в полный поток, измеряемый детектором. Возможно, это явилось причиной того, что поток, измеренный по данным наблюдений спектрометра OSSE обсерватории имени Комптона (CGRO) на энергиях выше 40 кэВ на галактической долготе  $l \sim 95^\circ$ , был приписан Галактическому фону [253, 286]. Последние исследования этой области телескопами, работающими в жестких рентгеновских лучах (20-200 кэВ), и имеющими возможность разрешать точечные источники показали, что в этой

области основной вклад в жесткое рентгеновское излучение дает активное ядро галактики — аккрецирующая сверхмассивная черная дыра IGR J21247+5058 [171]. Измерения, проведенные при помощи телескопа IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ, имеющего возможность вычитать вклад ярких точечных источников из полного потока, регистрируемого детектором, не показали наличия большой яркости ГРФ на энергиях выше 40-60 кэВ [152, 271].

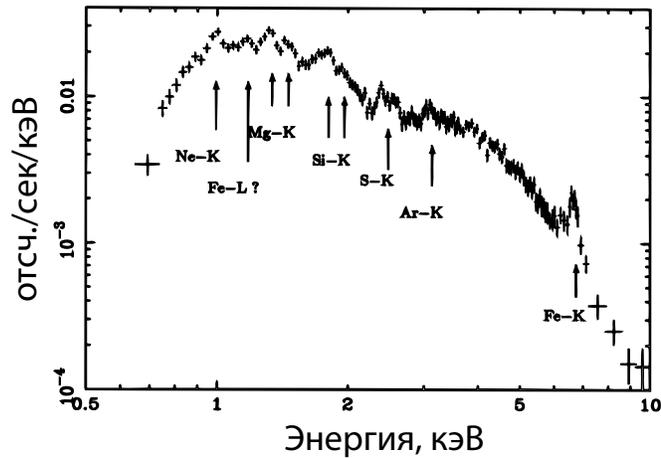


Рис. 1.2: Типичный спектр излучения ГРФ по результатам измерений твердотельного спектрометра SIS обсерватории АСКА (из работы [136]). Стрелками показаны эмиссионные линии различных элементов, характерные для излучения горячей оптически тонкой плазмы.

Сразу после открытия излучения ГРФ была предложена модель его формирования в результате сложения излучения большого числа слабых точечных галактических источников, таких как катаклизмические переменные (CV), коронально активные звезды (AB), двойные системы с нейтронными звездами и черными дырами в выключенном состоянии и т.д. [312, 313, 142, 198, 185]. Однако, ввиду отсутствия информации хотя бы ограниченной полноты о свойствах популяций этих галактических источников, сделать оценку их вклада в излучение рентгеновского фона Галактики было невозможно. В дальнейшем эта гипотеза имела все меньшую популярность.

Если ГРФ действительно состоит из излучения точечных источни-

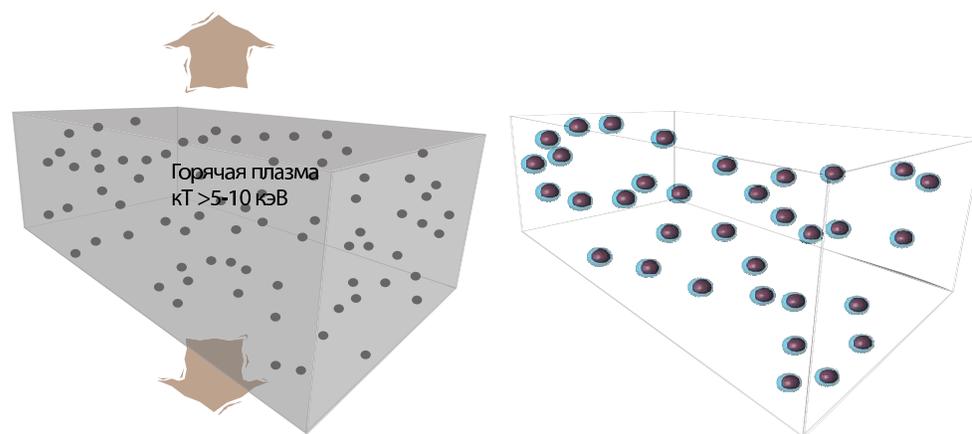


Рис. 1.3: Схематичное изображение части диска Галактики в двух моделях ГРФ. **Слева:** В этой модели предполагается, что Галактика заполнена горячей ( $kT > 5 - 10$  кэВ согласно измерениям спектра континуума и эмиссионных линий ГРФ) плазмой. Однако, гравитационный потенциал Галактики не способен удержать такую горячую плазму, и должен формироваться отток вещества (показан стрелками). **Справа:** В этой модели предполагается, что в Галактике существует большое количество объектов звездного типа, каждый из которых имеет достаточно малую рентгеновскую светимость. Поскольку гравитационный потенциал на поверхности компактных звезд (например - белых карликов) больше, чем гравитационной потенциал Галактики, то проблема удержания горячей плазмы не возникает

ков, то это означает, что при наличии приборов необходимой чувствительности и с достаточным угловым разрешением весь поток ГРФ можно разрешить на конечное число отдельных точечных источников. По мере улучшения чувствительности рентгеновских телескопов действительно все большая часть ГРФ оказывалась разрешенной на точечные источники [312, 302, 259]. Однако, даже рентгеновские телескопы последнего поколения ЧАНДРА и ХММ-Newton, имеющие предел детектирования точечных источников на уровне  $F_x > 3 \times 10^{-15}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в энергетическом диапазоне 2-8 кэВ [78, 121, 79], не позволили разрешить более, чем 10–15% ГРФ в области галактической плоскости. Результаты этих измерений были использованы в качестве свидетельства того, что излучение ГРФ в принципе нельзя разрешить на точечные источники, и ГРФ представляет собой истинно диффузное излучение,

возникающее в межзвездной среде Галактики.

Однако, гипотеза о диффузном/межзвездном происхождении ГРФ наталкивается на значительные теоретические трудности (см., например, обзоры в работах [142, 265, 267, 268]). Основная проблема связана с тем, что температура плазмы, которая, по всей видимости, создает излучение ГРФ, настолько высока ( $\sim 5 - 10$  кэВ), что гравитационный потенциал Галактики не может удерживать ее вблизи Галактической плоскости и такая плазма должна формировать постоянный отток вещества. Для того, чтобы восполнить резервуар горячей плазмы в Галактике, необходимо очень большое количество энергии — порядка  $\sim 10^{43}$  эрг/сек.

Усилия увидеть вклад точечных галактических источников в излучении ГРФ наталкиваются на дополнительные трудности. Для того, чтобы оценить вклад собственно галактических источников в излучение ГРФ в области галактической плоскости необходимо избавиться от вклада внегалактических источников (в основном — активных ядер галактик), которые, как показали наблюдения, представляют более многочисленную популяцию при достигнутых чувствительностях (см. например [79]). Поскольку на масштабах полей зрения современных рентгеновских телескопов ( $\sim 0.1 - 0.2^\circ$ ) поверхностная плотность внегалактических объектов может сильно варьироваться, то очень сложно предсказать их число в конкретном обзоре. Определение же природы всех объектов в обзорах галактической плоскости представляет собой практически нерешаемую задачу из-за сложностей наблюдений объектов в этой области в оптическом диапазоне. Таким образом, определить кривую подсчетов галактических объектов малой светимости, и, следовательно, их вклад в излучение рентгеновского фона Галактики в области галактической плоскости в настоящее время практически невозможно.

Единственная область в нашей Галактике, где поверхностная плотность галактических объектов значительно выше, чем поверхностная плотность внегалактических источников — это ближайшие 10 угловых минут вокруг центра Галактики, сверхмассивной черной дыры Стрелец А\* [186]. Наблюдения рентгеновского телескопа обсерватории ЧАНДРА этой области позволили разрешить до 30% “диффузного”(фонового) излучения Галактики (область “Close” в работе [187]). Более того, было показано, что кривая подсчетов слабых рентгеновских источников в этой области не имеет уплощения в сторону слабых

потоков, а значит еще бо́льшая доля фонового излучения будет разрешена на точечные источники при возможном дальнейшем увеличении чувствительности.

Однако, ввиду того, что общее время наблюдений области Галактического Центра обсерваторией ЧАНДРА (имеющей в настоящее время самую высокую чувствительность для детектирования точечных источников) уже сейчас составляет порядка миллиона секунд, трудно надеяться на значительный прогресс в этом направлении в ближайшее время. Таким образом, очевидна необходимость изыскать другие, альтернативные, способы решения проблемы фонового излучения Галактики.

Целью этой части работы является решение проблемы происхождения рентгеновского фона Галактики. Основу подхода, обеспечившего успешное решение поставленной задачи, составили разносторонние исследования рентгеновского излучения Галактики — исследование морфологии фонового излучения, а также составление “переписи” галактических рентгеновских источников малой светимости, позволившей впервые сделать количественную оценку объемных и удельных плотностей различных классов рентгеновских источников. Сопоставление результатов, полученных в этих исследованиях, позволило сделать вывод, что основной вклад в фоновое рентгеновское излучение Галактики вносят многочисленные галактические источники малой светимости.

## **1.1 Методы: обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE**

Для того, чтобы оценить вклад галактических рентгеновских источников различных классов в излучение ГРФ, необходимо изучить свойства этих объектов, получить их функцию светимости, распределение их объемной плотности в Галактике и т.д. Необходимыми инструментами для такого рода исследований являются обзоры неба, дающие своего рода “переписи” источников. Именно анализируя результаты таких “переписей” можно делать репрезентативные выборки объектов с интересующими нас свойствами, изучать как одни параметры объектов влияют на другие, как объемная плотность объектов зависит от их светимости и места в Галактике и т.д. Первый обзор неба в рентгеновском диапазоне энергий был результатом работы первой орбитальной рентгеновской

обсерватории УХУРУ/SAS A [89].

Для исследования различных популяций галактических рентгеновских источников и их вклада в полное рентгеновское излучение Галактики необходимо получить как можно бóльшую подборку галактических объектов, имеющих различные светимости в рентгеновском диапазоне. Действительно, галактические объекты различной природы могут иметь рентгеновские светимости в диапазоне от  $10^{26-27}$  эрг/сек (обычные звезды типа нашего Солнца) до  $10^{39}$  эрг/сек (аккрецирующие черные дыры с массовой порядка  $\sim 10M_{\odot}$ , излучающие на Эддингтоновском пределе), иметь различные объемные плотности в разных частях Галактики, и, следовательно, давать различные вклады в ее полную рентгеновскую светимость.

Для того, чтобы изучать яркие объекты, такие как аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры со светимостями  $10^{35}$  эрг/сек и более, оптимальной стратегией наблюдений является проведение обзоров областей галактической плоскости и галактического центра, ввиду того, что чувствительность современных приборов позволяет “видеть” такие объекты вплоть до расстояний порядка 10-15 кпк, т.е. практически до противоположного края Галактики, а объемная плотность таких объектов в галактическом центре и галактической плоскости максимальна (см., например, [254, 115, 116]). Такие обзоры действительно проводились различными рентгеновскими обсерваториями, например УХУРУ [139], обсерваторией имени Эйнштейна [304], СПАРТАН-1 [138], КВАНТ [264], ГРАНАТ [21, 53, 115, 14], РОСАТ [300], АСКА [233].

Анализ рентгеновских обзоров неба показал, что суммарное излучение аккрецирующих маломассивных рентгеновских двойных систем, которыми являются большинство ярких рентгеновских источников в Галактике, дает бóльшую часть рентгеновского излучения всей Галактики (см. например [116, 107]). Однако, в отличие от ситуации с яркими рентгеновскими источниками, количественные оценки вклада более слабых источников рентгеновского излучения, таких как аккрецирующие белые карлики и коронально активные звезды, в суммарное излучение Галактики довольно скудны.

Для исследования популяций слабых рентгеновских источников со светимостями менее, чем  $\sim 10^{34}$  эрг/сек наблюдения областей галактической плоскости и галактического центра не являются оптимальными. Действительно, объекты малых светимостей могут быть хорошо изу-

чены современными обсерваториями лишь на небольших расстояниях, менее нескольких кпк, а значит, распределение поверхностной плотности таких близких источников на небе не имеет концентрации в области галактической плоскости и галактического центра. Слабые рентгеновские источники, доступные для наблюдений, распределяются по большой части неба, и, следовательно, для изучения их популяций необходимы обзоры, максимально покрывающие все небо.

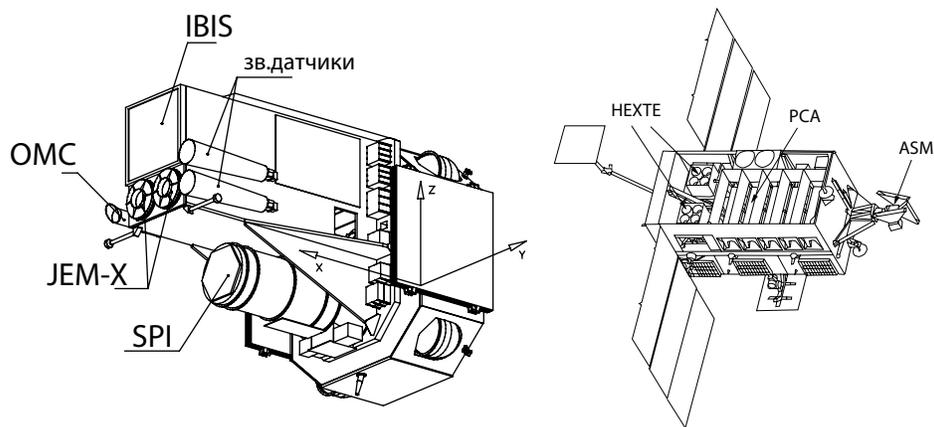


Рис. 1.4: **Слева:** Обсерватория ИНТЕГРАЛ. **Справа:** Обсерватория XTE имени России (RXTE).

Самым чувствительным обзором всего неба в рентгеновском диапазоне на сегодняшний день является обзор обсерватории ROSAT [300], однако его рабочий диапазон ограничен полосой мягких энергий 0.1 – 2.4 кэВ, в которой свойства галактических и внегалактических объектов часто искажены влиянием различных эффектов. В стандартном рентгеновском диапазоне 2–10 кэВ самым чувствительным обзором всего неба, с помощью которого можно было изучать популяции близких галактических или внегалактических объектов, до недавнего времени являлся обзор обсерватории HEAO1 [205, 311], но его характеристики не достаточны для решения поставленной задачи. Для улучшения этой ситуации в данной работе получены новые обзоры неба.

В данной главе кратко представлены результаты обзора части неба обсерваторией ИНТЕГРАЛ в жестких рентгеновских лучах, позволившего исследовать статистические свойства ярких галактических рентгеновских источников, а также приведены основные характеристики и

результаты обзора всего неба на основе данных обсерватории XTE им. Росси (RXTE), которые позволили получить функцию светимости слабых рентгеновских источников в Галактике.

### **1.1.1 Яркие и поглощенные источники: обзоры обсерватории ИНТЕГРАЛ**

Яркие рентгеновские источники, в большинстве своем являющиеся аккрецирующими нейтронными звездами или черными дырами в двойных системах с маломассивными и массивными звездами, были открыты в самом начале эры рентгеновской астрономии [99] и с тех пор пристально изучаются при помощи различных орбитальных обсерваторий. В настоящее время известно более сотни таких объектов в нашей Галактике [156, 157].

Исследования, проведенные в последнее время, позволили достичь большого прогресса в понимании распределения таких источников в Галактике и их функции светимости. В частности, было показано, что объемная плотность маломассивных двойных рентгеновских систем пропорциональна объемной плотности обычных звезд [116, 118], а распределение рентгеновских двойных систем с массивными звездами в Галактике дополнительно отслеживает темп звездообразования [116, 108]. Для наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ [310] с типичной чувствительностью порядка 1 мКраб в диапазоне энергий 17-60 кэВ (что соответствует энергетическому потоку  $\sim 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>), т.е. имеющих возможность увидеть источники не слабее  $\sim 10^{35}$  эрг/сек на расстоянии центра Галактики, это означает, что большинство галактических источников, обнаруженных в ходе проведенных обзоров, должны сильно концентрироваться к галактической плоскости и галактическому центру. Такое поведение галактических источников было действительно обнаружено.

В качестве примера одного из обзоров, проведенных обсерваторией ИНТЕГРАЛ (телескоп IBIS, [280]), на рис. 1.5 представлена карта области галактического центра и карта поверхностной плотности обнаруженных источников.

Практически все источники, обнаруженные в ходе обзоров обсерватории ИНТЕГРАЛ, являются представителями известных классов объектов и их характеристики подтверждают сделанные ранее выводы о

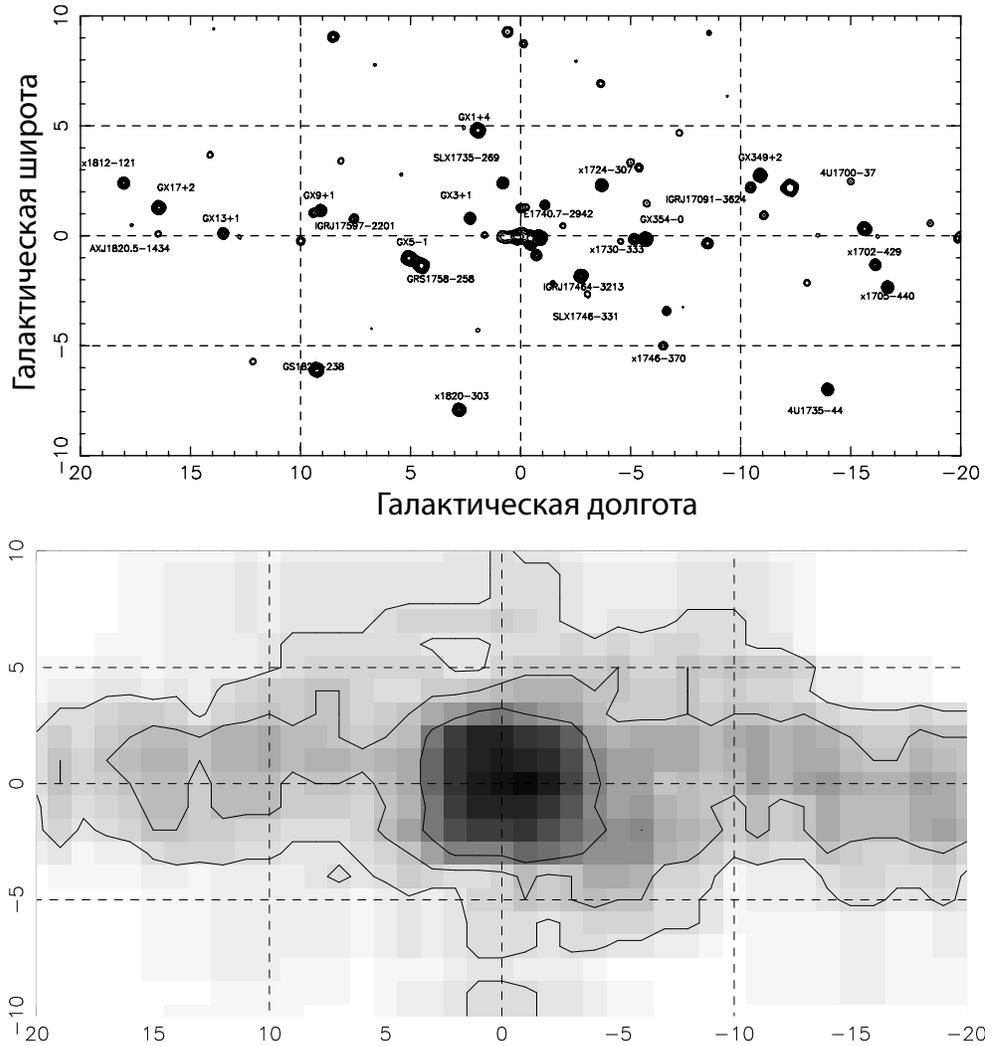


Рис. 1.5: **Сверху:** Карта области Галактического Центра по данным обсерватории ИНТЕГРАЛ в энергетическом диапазоне 17-60 кэВ. Карта получена усреднением результатов наблюдений, полученных за период 2003-2005 гг. **Снизу:** Поверхностная плотность источников (показана контурами и оттенками серого цвета), обнаруженных обсерваторией ИНТЕГРАЛ в той же области. Поверхностная плотность считалась в скользящем окне размером  $5^\circ \times 5^\circ$ . Значительное увеличение поверхностной плотности источников в области Галактического Центра возникает из-за влияния Галактического балджа — компоненты Галактики размером  $\sim 10^\circ \times 5^\circ$  и содержащем примерно треть звездной массы Галактики

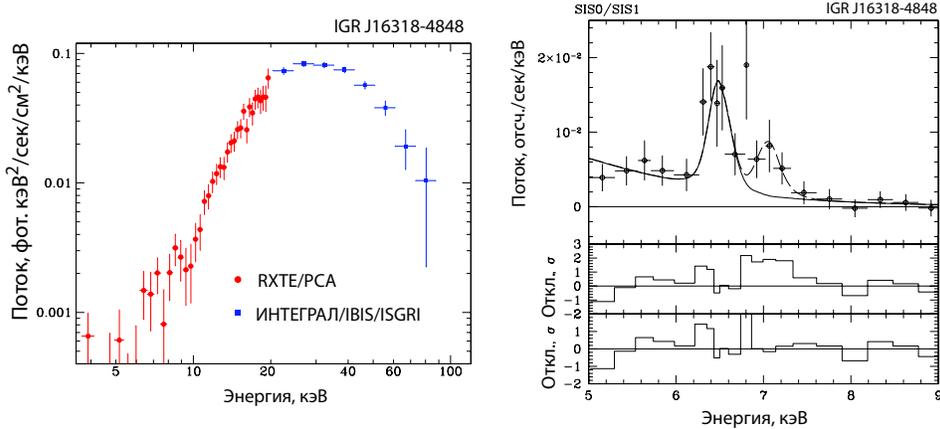


Рис. 1.6: **Слева:** Широкополосный (3–100 кэВ) спектр типичного представителя “поглощенных источников”, открытых обсерваторией ИНТЕГРАЛ, IGR J16318–4848. **Справа:** Спектр этого источника, полученный по измерениям обсерватории АСКА в интервале энергий  $\sim 5$ –9 кэВ. Хорошо выделен вклад двух мощных флуоресцентных линии железа. Модели излучения источника с одной и двумя эмиссионными линиями показаны сплошной и штриховой кривой). На нижних панелях показаны отклонения наблюдаемых спектральных точек от значений, предсказываемых в этих моделях.

свойствах ярких галактических рентгеновских двойных систем.

Единственным классом объектов, неожиданно большая популяция которых была обнаружена обсерваторией ИНТЕГРАЛ, стали так называемые “поглощенные источники”.

Первый и типичный представитель этого класса объектов – IGR J16318–4848 – был открыт обсерваторией ИНТЕГРАЛ в 2003 году [59]. С тех пор было обнаружено более десятка представителей этого класса источников (см., например, [160]). Их отличительной особенностью является обрыв яркости излучения на энергиях меньше  $\sim 10$  кэВ, возникающий из-за сильного фотопоглощения излучения, и появление мощных флуоресцентных линий железа на энергии  $\sim 6.4$  кэВ (см., например [173, 11, 10, 229, 160]). Широкополосный спектр в энергетическом диапазоне 3–100 кэВ и спектр в области флуоресцентных линии железа, на примере источника IGR J16318–4848 показан на рис. 1.6

Фотометрические [90, 11], а затем и спектроскопические исследования этого источника [85] позволили предложить модель излучения та-

ких объектов [11]. Звезда-компаньон в двойной системе “поглощенных источников” является массивной звездой с мощным звездным ветром. Вещество звездного ветра формирует аккреционный поток на компактный объект, который генерирует рентгеновское излучение, однако в то же время создает вокруг компактного объекта оболочку достаточно толстую, чтобы обеспечить поглощение рентгеновского излучения вплоть до энергий порядка 5-10 кэВ (толщина вещества на луче зрения порядка  $N_H \sim 10^{23-24}$  атомов/см<sup>2</sup>).

Как показали наблюдения обсерватории ИНТЕГРАЛ, такие объекты могли быть упущены в предыдущих исследованиях популяций галактических источников, и, следовательно, они могут дать дополнительный (неучтенный ранее) вклад в суммарное излучение Галактики.

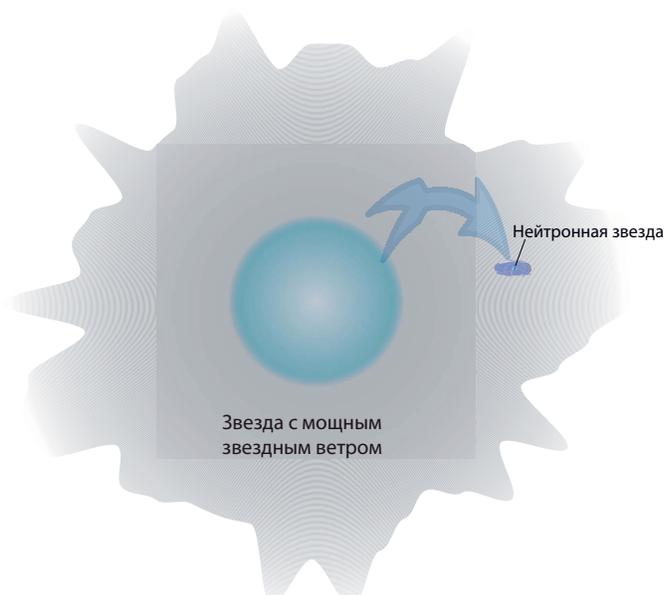


Рис. 1.7: Схематичное изображение “поглощенного” рентгеновского источника, компактным объектом в котором является нейтронная звезда. Мощный звездный ветер оптической звезды питает аккрецию на нейтронную звезду и в то же время создает оболочку, в которой поглощается мягкое рентгеновское излучение, исходящее со звезды.

Однако, более подробное рассмотрение возможного вклада таких источников в суммарное излучение Галактики показывает, что они не

могут обеспечить большую долю наблюдаемого ГРФ. Во-первых, характерной особенностью излучения ГРФ является наличие мощной эмиссионной линии на энергии  $\sim 6.7$  кэВ (излучение ионов гелиеподобного железа), в то время, как в поглощенных источниках линия находится на энергии  $\sim 6.4$  кэВ (флюоресценция на атомах нейтрального железа). Во-вторых, исходя из информации об оптической звезде в двойных системах поглощенных источников, можно оценить их полное число в Галактике. Источники такого типа – компактный объект в двойной системе с молодым сверхгигантом, имеющим мощный звездный ветер (такие, как хорошо изученные системы GX 301-2 и Паруса X-1/Vela X-1 [37, 188, 81]) – по всей видимости, возникают в результате эволюции очень массивных звезд (с массами более  $M > 20 - 40M_{\odot}$ ), следовательно их число в нашей Галактике не может быть большим, а их вклад в ГРФ - значительным. По различным оценкам полное число таких систем в Галактике должно быть не более нескольких десятков [22, 23, 9, 189, 190]. Фактически, наблюдения ИНТЕГРАЛа позволили увидеть такие системы на больших расстояниях (возможно - все такие системы в Галактике), в то время, как обзоры неба предыдущих обсерваторий позволяли находить такие объекты лишь в небольшой окрестности Солнца ( $\sim 1-2$  кпк).

Таким образом, можно сделать вывод, что вклад ярких рентгеновских источников со светимостями более  $\sim 10^{35}$  эрг/сек в суммарное излучение Галактики удовлетворительно описывается формулами, приведенными в работах [116, 107].

Для определения вклада более слабых источников в суммарное излучение Галактики необходимо использовать обзор всего неба в диапазоне энергий  $> 2$  кэВ, который представлен в следующей главе.

### **1.1.2 Обзор неба обсерватории RXTE – инструмент для исследования слабых галактических источников**

Основной задачей обсерватории Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE, [47], см. рис. 1.4) является исследование переменности рентгеновских источников на различных временных масштабах. Поэтому, для того, чтобы обеспечить высокую чувствительность к вариациям рентгеновского потока источников, основные детекторы обсерватории имеют большую собирающую площадь. В сумме 5 детекторов (PCU)

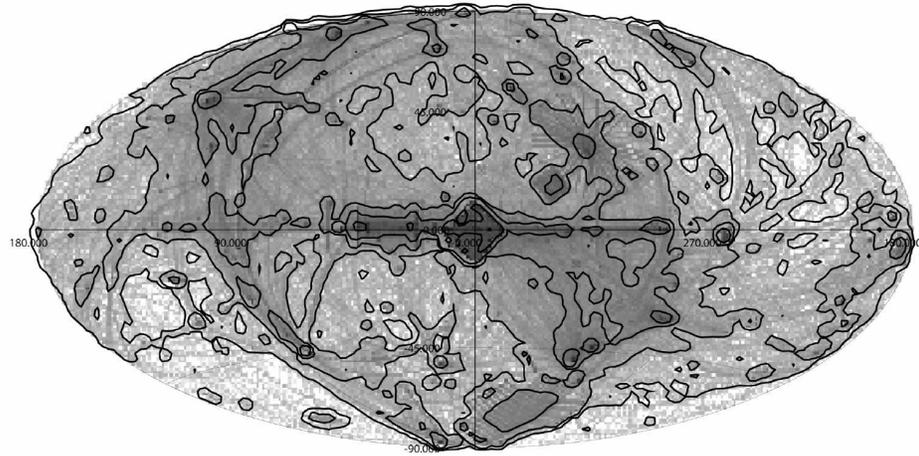


Рис. 1.8: Карта экспозиции (в галактических координатах), накопленной спектрометром RXTE/РСА за период перенаведений и во время сканирования различных областей неба (апрель 1996— июль 2002). Контуры обозначают области неба с экспозицией 100, 300, 1000, 3000, 10000 и 30000 сек/кв.градус.

спектрометра РСА, работающего в диапазоне энергий  $\sim 3\text{--}20$  кэВ имеют эффективную собирающую площадь  $\sim 6500$  см<sup>2</sup>. Благодаря большой собирающей площади детекторов даже данные, накопленные за период перенаведения спутника с одного объекта на другой (обычно  $\sim 100$  сек, за которые центр поля зрения спектрометра перемещается на  $60\text{--}90^\circ$ ), содержат большое число фотонов, что позволяет использовать эти данные для научного анализа.

Для построения карты неба были использованы данные RXTE/РСА, полученные во время перенаведений и сканирующих наблюдений обсерватории в период с апреля 1996 года до 16 июля 2002 года <sup>2</sup>. Количество включенных детекторов в разные периоды наблюдений разное, по-

<sup>2</sup>Для анализа, результаты которого представлены в §1.3.2, дополнительно использовались данные сканирования галактического центра и центральной части галактической плоскости, полученные в период 2003-2005 гг.

этому в качестве эффективной экспозиции удобнее использовать время экспозиции, пересчитанное на один детектор (т.е. времена экспозиции разных детекторов складываются). Общая экспозиция наблюдений, полученная таким образом, составила  $\sim 26$  миллионов секунд. Карта экспозиции приведена на рис. 1.8.

Для получения карты неба использовались данные PCA в формате Standard2, имеющем временное разрешение 16 секунд. При скорости сканирования или перенаведения, типичной для использованных наблюдений —  $\sim 0.05-0.1$  градус за секунду — за 16 секунд центр поля зрения PCA смещается на  $0.8-1.6$  градусов, что фактически ограничивает достижимую точность локализации обнаруженных источников. Однако, в случае, если источник наблюдался в ходе многих перенаведений, т.е. время экспозиции в направлении на источник и рядом с ним более, чем  $\sim 100 - 150$  секунд, точность его локализации значительно улучшается.

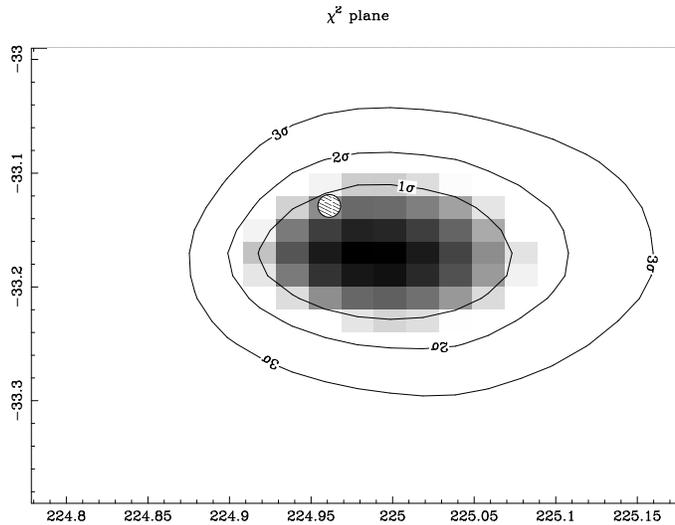


Рис. 1.9: Область локализации (в галактических координатах) слабого источника из обзора всего неба обсерватории RXTE XSS J05054-2348. Замкнутыми кривыми показаны доверительные области локализации источника с вероятностями  $1, 2$  и  $3\sigma$ . Точное положение источника по результатам наблюдений телескопом SWIFT/XRT [226] показано заштрихованным кружком

В качестве примера определения положения новых слабых источников в обзоре XSS на рис. 1.9 показаны  $1, 2$  и  $3\sigma$  доверительные области

локализации источника по данным сканирующих наблюдений. Видно, что точность определения положения в этом случае составляет порядка 6 угловых минут. В принципе, при специально проведенных наблюдениях, сканирующих положение не сильно переменного источника с достаточно малой скоростью (например  $\sim 0.01$  градус за секунду), точность определения его положения может достичь одной минуты и менее [133].

### **1.1.3 Покрытие неба**

Ввиду хорошего качества моделирования инструментального фона детектора РСА статистическое качество полученной карты неба очень высокое. Для демонстрации этого на рис. 1.10(слева) представлено распределение полученных значений сигнал/шум в областях неба размером  $1^\circ \times 1^\circ$ . Нужно отметить, что при моделировании фона детектора РСА также учитывался вклад квазиоднородного внегалактического рентгеновского фона, поэтому среднее значение полученных отношений сигнал/шум *по построению модели фона РСА* должно быть близко к нулю. Если бы вклад внегалактического рентгеновского фона не был бы вычтен из скорости счета детектора, то среднее значение потока на всем небе в диапазоне энергий 3–20 кэВ было бы равно приблизительно  $I_{СХВ} \sim 3.2 \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус [222] (см. также §1.1.7).

В случае отсутствия каких либо систематических неопределенностей в вычитании инструментального фона детектора следует ожидать, что распределение величин сигнал/шум должно описываться гауссовым распределением с нулевым средним значением и единичной дисперсией. Из рис. 1.10(слева) видно, что это действительно так. Хорошее согласие наблюдаемого распределения с теоретическими предсказаниями позволяет поставить предел детектирования в обзоре на уровне сигнал/шум = 4, что соответствует тому, что математическое ожидание количества ложных источников на всем небе равно примерно единице.

На рис. 1.10(справа) показано покрытие неба в обзоре XSS как функция его чувствительности для нескольких энергетических диапазонов. Видно, что обзор 80% (90%) полон на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$  в диапазонах 3–20 кэВ, 3–8 кэВ и 8–20 кэВ на потоках 1.8 (2.5), 1.2 (1.6) и 1.3 (1.8) отсч./сек соответственно. Для источников с энергетическим спектром, описываемым степенным законом с фото-

нным индексом  $\Gamma = 2$ , это соответствует потокам: 2.3 (3.3), 1.2 (1.6) и  $2.5 (3.4) \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>. Таким образом, видно, что чувствительность полученного обзора неба обсерватории RXTE на энергиях 2-20 кэВ лучше, чем чувствительность лучших существующих в настоящее время обзоров неба (инструменты A1/A2 обсерватории HEAO1 [205, 311]).

Карта всего неба, полученная в обзоре, приведе на на рис. 1.11.

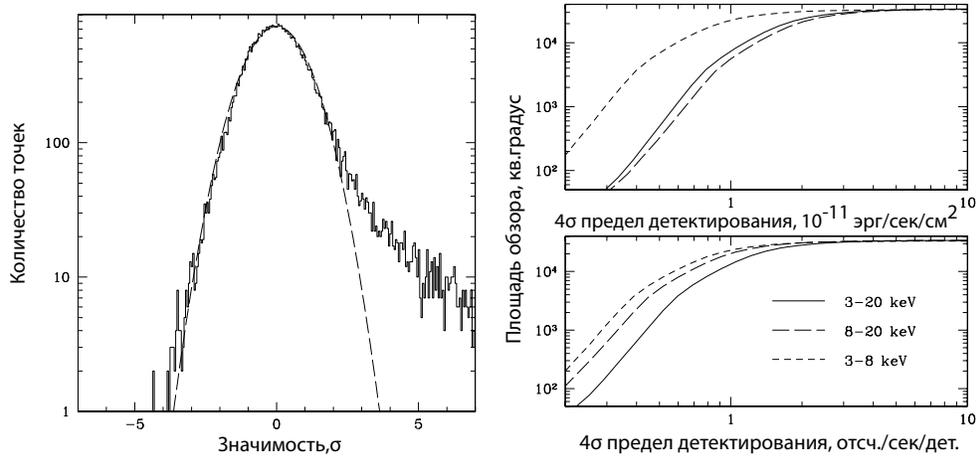


Рис. 1.10: **Слева:** Распределение отношения сигнал/шум, полученное для  $\sim 34,000$  точек неба размером  $1^\circ \times 1^\circ$ , составляющих карту неба в диапазоне 3-20 кэВ на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$ . Штриховой кривой показано распределение, которому должны подчиняться измеренные величины сигнал/шум в случае, если измерения не подвержены систематическим неопределенностям — гауссово распределение с нулевым средним значением и единичной дисперсией. Граница детектирования источников, равная  $4\sigma$  (отношение сигнал/шум равно 4), соответствует математическому ожиданию появления одного ложного источника на всем небе. **Справа:** Покрытие неба на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$  как функция чувствительности обзора в единицах отсчетов детекторов RXTE/РСА (снизу) и в единицах потока в различных энергетических диапазона (сверху).

#### 1.1.4 Измерение потоков и проблема наложения источников

Кроме статистических неопределенностей измерения потоков источников, возникающих в результате пуассоновских вариаций скорости счета

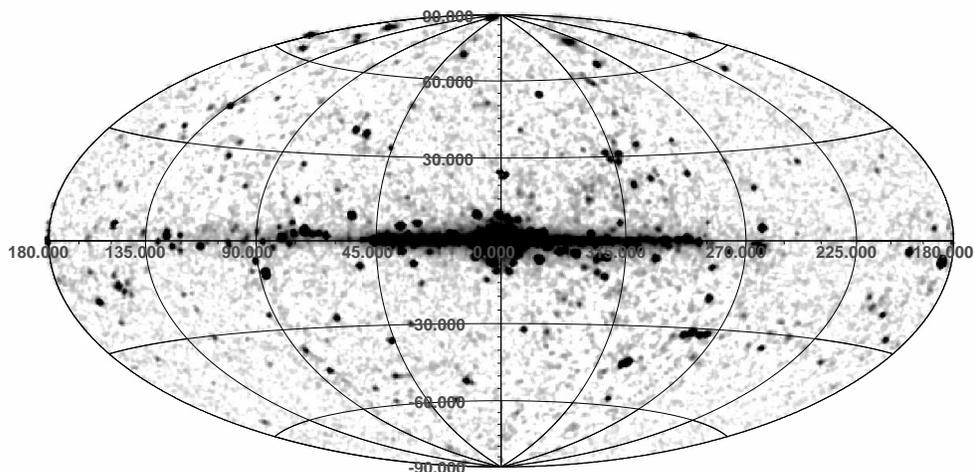


Рис. 1.11: Карта всего неба, полученная в обзоре XSS (энергетический диапазон 3–20 кэВ)

фотонов на детекторе, в обзоре XSS существует ряд систематических неопределенностей.

Прежде всего, можно упомянуть систематическую неопределенность вычитания инструментального фона детекторов спектрометра PCA. В используемой в настоящее время модели фона *SM7\_240* она составляет порядка  $\sim 0.02 - 0.03$  отсч./сек/детектор в диапазоне 2-10 кэВ, что соответствует потоку примерно  $\sim 2 \times 10^{-13}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> [133]. Для измерения потоков в эмиссионной линии 6.7 кэВ, характерной для ГРФ (см. §1.3.2), неопределенность за счет неточностей модели фона равна приблизительно  $dF_{\text{line}} \sim 5 - 8 \times 10^{-6}$  фотонов/сек/см<sup>2</sup>. Эти числа достаточно малы, и практически никогда не влияют на результат определения потока источников.

Из-за относительно плохого углового разрешения обзора XSS (большого размера поля зрения спектрометра PCA) —  $\sim 1^\circ$  — возможное наложение источников представляет собой значительную проблему. При большой поверхностной плотности слабых источников становится возможной ситуация, когда статистически значимое отличие реги-

стрируемого потока от нулевого уровня (среднего по всему небу уровня внегалактического рентгеновского фона) является не результатом наличия одного источника в исследуемом направлении на небе, а результатом сложения потоков нескольких более слабых источников. В такой ситуации и измерения положений источников и измерения их потоков дадут систематически неверные результаты. Используя кривую подсчетов слабых рентгеновских источников, полученную обсерваториями HEAO1 [205], АСКА[281] и ВерроSAX[110], либо кривую подсчетов, полученную в рассматриваемом обзоре XSS, а также, учитывая распределение чувствительности обзора XSS (рис. 1.10), можно оценить, что примерно 10 объектов в обзоре должны представлять собой неразрешимые пары, тройки и т.д. источников. Анализ каталога действительно обнаружил сходное число наложенных источников (см. § 1.1.5).

Неопределенность измерения потоков источников, возникающая в результате наложения с исследуемым источником более слабых объектов, может быть выражена аналитически. В случае степенного вида кривой подсчетов источников  $N(>f) = Cf^{-\alpha}$ , неопределенность измерения потока из-за наложения слабых источников дается формулой:

$$f/\sigma_{\text{conf}}(f) = \left( \frac{\alpha}{2-\alpha} \Omega N(>f) \right)^{-1/2},$$

где  $\Omega$  — эффективный телесный угол разрешаемого элемента (см., например, [120]). Для типичных параметров кривой подсчета рентгеновских источников  $\alpha = 1.5$  можно получить, что значение потока, при котором отношение сигнал/шум (за счет наложения источников) становится равным 4 :  $F = 4\sigma_{\text{conf}} \approx 0.5$  отсч./сек. в диапазоне 3–20 кэВ, что соответствует потоку примерно  $7 \times 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>.

Таким образом, для обзора XSS потоком, ниже которого начинается подавляющее влияние проблемы наложения источников, является поток 0.5 отсч./сек. или  $7 \times 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> (в диапазоне 3–20 кэВ).

Еще один фактор, который необходимо учитывать при работе на уровне малых потоков, это флуктуации поверхностной яркости внегалактического рентгеновского фона, возникающие не за счет пуассоновских вариаций количества внегалактических источников в поле зрения прибора (эта проблема сводится к проблеме наложения источников, см. выше), а за счет изначально различной поверхностной яркости ВРФ в различных направлениях на небе — проблема “cosmic variance”. Из-

мерения внегалактического рентгеновского фона, проведенные спектрометром РСА (см. [222]) показали, что  $1\sigma$  амплитуда вариаций ВРФ на угловом масштабе 1 кв.градус не превышают значения  $1.5 \times 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> (3–20 кэВ), т.е. скорее всего, наблюдаемые вариации поверхностной яркости ВРФ в различных направлениях на небе на угловом масштабе 1 градус обусловлены именно фактором наложения источников, описанным выше.

Для того, чтобы убедиться в хорошей точности определения потоков источников, обнаруженных в обзоре, было проведено их систематическое сравнение с потоками, измеренными другими обсерваториями. Для этого были выбраны только источники, не имеющие внутренней временной переменности – скопления галактик. Потоки скоплений галактик в диапазоне 3–8 кэВ были вычислены по результатам измерений их потоков и спектральных параметров (температур), проведенных обсерваториями РОСАТ и АСКА [167, 74, 128]. Неточность скоплений галактик практически не сказывается на измерениях потоков, проведенных при помощи спектрометра РСА, имеющего поле зрения радиусом 1 градус.

Результаты приведены на рис. 1.12. Из рисунка видно хорошее согласие измерений потоков обзора XSS с измерениями других обсерваторий.

ХР

### **1.1.5 Каталог**

Всего в проанализированной части неба обзора XSS (на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$ ) было статистически значимо обнаружено 294 источника. Каталог этих источников представлен в таблице 1.1.

В колонке (1) приведен идентификатор источника в каталоге XSS (от английского ‘XTE Slew Survey’). Идентификатор образован из экваториальных координат источника в эпохе J2000.

Колонки (2,3) – галактические координаты источника.

Колонка (4) – радиус области локализации.

Колонки (5,6) – поток и его  $1\sigma$  статистическая неопределенность (в единицах отсч./сек./детектор) в диапазоне энергий 3–8 кэВ.

Колонки (7,8) – то же, для диапазона 8–20 кэВ.

Колонки (9,10) – эффективный наклон спектра (фотонный индекс,

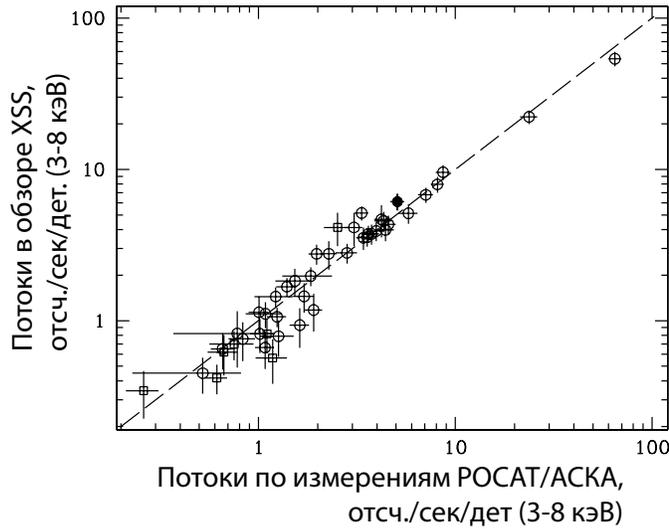


Рис. 1.12: Потоки 45 скоплений галактик, полученные в обзоре XSS, как функция потоков, предсказанных с использованием измерений обсерваторий ROSAT и АСКА. Сплошными кружками показаны измерения [167], открытыми кружками - [128], открытыми квадратами - [74]. Штриховая прямая показывает 1:1 соответствие потоков, измеренных различными обсерваториями.

который получился бы, если бы спектр источника был аппроксимирован степенным законом) и его  $1\sigma$  неопределенность. Оценка наклона спектра основана на отношении потоков источника в диапазонах 8–20 кэВ и 3–8 кэВ. Нижний (верхний) предел на значение наклона приведен в случае, если в верхнем (нижнем) энергетическом канале статистическая значимость детектирования сигнала от источника составляет менее  $2\sigma$ .

Колонка (11) — общепринятое название источника, с которым объект XSS может быть уверенно ассоциирован. В некоторых случаях несколько таких объектов может быть приведено из-за проблемы наложения источников.

Колонка (12) — общий тип источника. L — локальный (источник в нашей Галактике, в Большом или Малом Магеллановом Облаках), A — активное ядро галактики (АЯГ), С — скопление галактик, G — галактика без активного ядра, O — другой (other) — послесвечение гамма-

всплеска (эти источники попали в каталог ввиду специально проведенных сканирующих наблюдений определенных площадок неба; если бы проведенный обзор неба состоял из полностью случайных наблюдений различных площадок неба, то такие источники в приведенном каталоге бы отсутствовали).

Колонка (13) — более детальный тип источников. Для АЯГ (А): Q — квазар, RQQ — “радио-тихий” квазар, RLQ — “радио-громкий” квазар, BL — блазар, S1 — Сейфертовская галактика первого типа (иногда типы 1, 1.2 и 1.5), NLS1 — Сейфертовская галактика первого типа с явными узкими линиями (narrow-line Seyfert 1), S2 — Сейфертовская галактика второго типа (иногда типы 1.8, 1.9 и 2), RG — радиогалактика, BLRG — радиогалактика с широкими эмиссионными линиями (broad-line radio galaxy), NLRG — радиогалактика с узкими эмиссионными линиями (narrow-line radio galaxy), LLAGN — АЯГ малой светимости (low luminosity AGN). Для большей части источников классификация АЯГ взята из каталога NED (NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://nedwww.ipac.caltech.edu/>), для отдельных случаев классификация взята из указанной литературы. Для “локальных” источников (L): XB — рентгеновская двойная (X-ray binary), P — поляр, IP — промежуточный поляр, DN — карликовая новая типов SU, UG или ZC, NL — новоподобная система типа VY, S — звезда, RS CVn — переменная звезда типа RS CVn, SS — симбиотическая звезда.

Колонка (14) — красное смещение  $z$  для внегалактических объектов.

Колонка (15) — комментарии, литература

В таблице 1.2 приведены коэффициенты пересчета потоков из таблицы 1.1 в потоки в единицах эрг/сек/см<sup>2</sup> для нескольких значений фотонного индекса энергетического спектра источника.

Табл. 1.1: Каталог источников обзора неба XTE Slew Survey

	$l$	$b$	$(^\circ)$	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J00050-6904	309.02	-47.49	47	0.48	0.03	0.22	0.04	1.98	0.36					
XSS J00064+2020	108.84	-41.30	47	0.90	0.09	0.41	0.12	1.97	0.49	MRK 335	A	NLS1	0.025	[296]
XSS J00204-1856	80.29	-79.14	47	0.31	0.03	0.08	0.04	>2.5		GRB 980203	O			
XSS J00368+4557	120.27	-16.83	30	0.26	0.05	0.18	0.06	1.29	0.73	CGCG 535-012	A	S1	0.048	1
XSS J00411-2839	358.25	-87.26	60	0.41	0.05	-0.09	0.07	>2.2		A2811	C		0.11	
XSS J00421-0916	115.47	-72.00	19	4.67	0.65	1.02	0.74	>2.2		A85	C		0.052	
XSS J00425+4102	121.12	-21.79	12	2.69	0.22	0.62	0.22	2.93	0.49	M31	G		0.00	
XSS J00485+3203	122.21	-30.80	38	0.71	0.04	0.82	0.04	0.50	0.13	MRK 348	A	S2	0.015	
XSS J00564+4548	123.85	-17.05	38	0.71	0.04	0.37	0.04	1.77	0.23	IRXS J005528.0+461143				
XSS J00569-2218	137.78	-85.02	38	0.32	0.01	0.07	0.02	2.97	0.47	TON S180	A	NLS1	0.062	[296]
XSS J00595-7303	302.11	-44.06	60	6.81	0.04	6.48	0.05	0.80	0.02	SMC	G		0.00	
XSS J01023-4731	297.67	-69.48	60	0.39	0.07	0.33	0.11	1.02	0.66	IH 0102-469				
XSS J01078-4543	294.04	-71.11	60	0.44	0.07	0.02	0.08	>2		A2877	C		0.024	
XSS J01153-7318	300.55	-43.70	5	27.42	0.11	27.02	0.12	0.74	0.01	SMC X-1	L	XB		
XSS J01232-3502	264.20	-79.56	29	1.61	0.14	1.00	0.16	1.49	0.32	NGC 526A	A	S2	0.019	[297]
XSS J01236-5854	295.13	-57.73	7	1.25	0.02	0.67	0.02	1.74	0.07	Fairall 9	A	S1	0.046	
XSS J02074+1519	148.68	-43.71	60	0.33	0.18	0.19	0.21	>-0.4		TT Ari	L	NL		
XSS J02087-7418	296.03	-41.77	60	0.57	0.08	0.49	0.11	0.95	0.45					
XSS J02151-0033	163.49	-56.69	60	1.95	0.10	1.07	0.13	1.70	0.23	MRK 590	A	S1	0.027	
XSS J02284+1849	152.67	-38.38	60	1.17	0.26	0.80	0.35	>0.3		TEX 0222+185	A	Q	2.7	
XSS J02290-6931	291.07	-45.29	60	0.51	0.09	0.21	0.12	>1.5		IRXS J023052.9-684203	L	P		
XSS J02360-5234	272.61	-57.95	60	1.21	0.19	0.25	0.24	>1.9		ESO 198-G024	A	S1	0.045	
XSS J02445-0000	172.65	-51.61	60	0.67	0.16	0.11	0.18	>1.2		NGC 1068	A	S2	0.038	
XSS J02544+4133	146.34	-15.66	9	5.12	0.24	0.74	0.23	3.48	0.41	AWM 7	C		0.017	
XSS J02569+1931	159.39	-34.31	38	1.16	0.08	1.02	0.10	0.92	0.21	XY Ari	L	IP		
XSS J03008+4429	145.94	-12.51	9	2.08	0.29	0.83	0.35	2.20	0.68	CIZA J0300.7+4427	C		0.030	
XSS J03089+4101	149.07	-14.76	21	4.78	0.21	1.32	0.26	2.70	0.27	Beta Per	L	S		
XSS J03198+4128	150.61	-13.28	5	53.80	0.52	17.82	0.35	2.46	0.04	Perseus cluster	C		0.018	
XSS J03247+2836	159.26	-23.23	8	1.15	0.22	0.06	0.23	>1.8		UX Ari	L	RS CVn		
XSS J03385+0029	185.36	-41.28	12	1.08	0.11	0.11	0.11	>2.8		V711 Tau	L	RS CVn		
XSS J03389+1005	176.21	-34.93	12	2.69	0.28	0.63	0.29	2.9	0.65	2A 0335+096	C		0.035	
XSS J03429-5400	265.57	-48.77	60	1.17	0.21	0.12	0.13	>2.6		A3158	C		0.059	
XSS J03502-7417	289.02	-37.60	60	0.53	0.08	0.26	0.10	1.88	0.73	A3186	C		0.13	

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	( $^{\circ}$ )	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J03505-6846	283.24	-40.82	60	0.66	0.13	0.16	0.16	>1.5		1RXS J035257.7-683120	C		0.087	[86]
XSS J03558+3059	163.18	-17.10	5	13.03	0.09	5.90	0.06	2.00	0.02	X Per	L	XB		
XSS J04127+1029	182.30	-28.39	13	4.13	0.61	1.02	0.73	>2.1		A478	C		0.090	
XSS J04182+0056	192.19	-32.95	60	0.88	0.16	0.21	0.18	>1.7		1H 0414+009	A	BL	0.29	
XSS J04268-0847	203.68	-36.04	60	0.84	0.19	0.16	0.28	>0.9		EXO 0422-086	C		0.039	
XSS J04273-5749	267.71	-41.65	60	0.80	0.15	0.39	0.19	>1.8		1H 0419-577	A	S1	0.10	
XSS J04309-6123	272.07	-40.20	8	3.74	0.19	1.10	0.19	2.61	0.25	A3266	C		0.059	
XSS J04331+0520	190.39	-27.40	6	2.94	0.04	1.74	0.04	1.58	0.05	3C 120	A	BLRG	0.033	
XSS J04335-1316	209.59	-36.51	7	3.74	0.11	0.92	0.09	2.85	0.15	A496	C		0.033	
XSS J04562-7540	287.90	-33.21	47	0.98	0.06	0.28	0.07	2.65	0.38	ESO 033-G002	A	S2	0.018	
										YY Men	L	S		
										V1062 Tau	L	IP		
XSS J05019+2444	178.02	-10.41	9	1.72	0.15	1.18	0.18	1.34	0.30					
XSS J05054-2348	224.86	-33.19	47	0.69	0.19	0.92	0.23	0.31	0.51					
XSS J05103+1640	185.91	-13.48	60	2.08	0.19	1.18	0.23	1.65	0.36	IRAS 05078+1626	A	S1	0.018	
XSS J05150-3955	244.40	-34.83	6	6.44	0.07	2.84	0.07	2.04	0.05	4U 0513-40	L	XB		
XSS J05162-0008	201.69	-21.11	6	2.14	0.03	1.10	0.03	1.81	0.06	AKN 120	A	S1	0.033	
XSS J05168+0636	195.58	-17.59	60	0.75	0.14	0.28	0.16	>1.7		A539	C		0.029	
XSS J05178-6946	280.59	-33.36	60	1.58	0.05	0.36	0.06	2.92	0.23	1RXS J051351.2-695145	L	XB		2
XSS J05188+1823	185.61	-10.84	60	0.60	0.14	0.43	0.17	1.27	0.84					
XSS J05204-7158	283.12	-32.68	5	26.18	0.11	6.89	0.08	2.76	0.02	LMC X-2	L	XB		
XSS J05220-4603	251.96	-34.27	60	0.88	0.08	0.53	0.11	1.55	0.39	Pic A	A	BLRG	0.035	
XSS J05295-3252	236.85	-30.58	8	2.91	0.18	2.24	0.21	1.14	0.20	TV Col	L	IP		
XSS J05316+1320	191.62	-10.97	60	0.59	0.12	0.25	0.15	>1.4		PKS 0528+134	A	BL	2.1	
XSS J05329-6616	276.22	-32.52	5	5.32	0.05	6.32	0.06	0.46	0.02	LMC X-4	L	XB		
XSS J05351-0519	208.92	-19.38	7	4.82	0.18	1.08	0.18	2.96	0.23	Orion Nebula	L			
XSS J05385-5809	266.56	-32.28	60	0.70	0.12	-0.02	0.14	>1.8		TW Pic	L	NL		
XSS J05398-6404	273.56	-31.98	5	13.77	0.06	2.09	0.04	3.43	0.03	LMC X-3	L	XB		
XSS J05421-0225	207.07	-16.50	60	0.82	0.09	0.06	0.11	>2.5		Zeta Ori	L	S		
XSS J05423-7005	280.58	-31.24	21	18.19	0.06	2.40	0.04	3.60	0.03	LMC X-1	L	XB		
XSS J05432-4116	247.03	-29.78	38	0.80	0.06	0.42	0.08	1.76	0.36	TX Col	L	IP		
XSS J05450+6049	151.99	15.9	47	0.96	0.06	0.53	0.07	1.69	0.27	BY Cam	L	P		
XSS J05510-3226	237.77	-26.11	60	1.49	0.19	0.62	0.25	2.13	0.66	PKS 0548-32	A	BL	0.069	
XSS J05518-0733	212.97	-16.67	9	2.28	0.11	1.65	0.13	1.25	0.16	NGC 2110	A	S2	0.0076	

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	$(\prime)$	$F_1$	$df_1$	$F_2$	$df_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$
XSS J05552+4617	165.90	10.39	11	2.36	0.27	0.88	0.31	2.30	0.55	MCG +8-11-11	A	S1	0.020
XSS J05585-3831	244.76	-26.31	10	2.33	0.34	0.76	0.38	>2.2		EXO 055625-3838.6	A	BL	
										EXO 055620-3820.2	A	S1	0.034
XSS J06007+5346	159.50	14.62	60	1.14	0.21	0.61	0.24	1.75	0.72	V405 Aur	L	IP	
										CIZA J0602.0+5315	C		0.051
XSS J06014-5044	258.32	-28.36	60	0.75	0.15	0.22	0.18	>1.5		PKS 0558-504	A	NLS1	0.14
XSS J06132+4755	165.82	13.86	47	0.75	0.14	0.36	0.17	>1.8		SS Aur	L	DN	
XSS J06171+7102	143.33	22.83	34	0.36	0.07	0.67	0.09	0.00	0.22	MRK 3	A	S2	0.014
XSS J06283-5402	262.82	-24.94	60	2.21	0.18	0.96	0.20	2.06	0.35	A3391	C		0.051
										A3395	C		0.051
XSS J07215+5545	161.40	26.25	13	1.10	0.10	0.24	0.14	>2.6		A576	C		0.038
XSS J07434+4945	168.68	28.52	38	1.32	0.12	0.75	0.17	1.64	0.40	MRK 79	A	S1	0.022
XSS J07480-6746	279.97	-19.86	5	9.41	0.05	7.09	0.05	1.18	0.02	EXO 0748-676	L	XB	
XSS J07514+1442	206.11	19.78	8	1.37	0.07	0.93	0.08	1.35	0.19	PQ Gem	L	IP	
XSS J07550+2152	199.35	23.34	10	0.84	0.05	0.31	0.07	2.29	0.35	U Gem	L	DN	
XSS J08010+6241	153.94	31.82	47	1.14	0.23	0.80	0.29	1.30	0.72	HT Cam	L	IP	
XSS J08117+7600	138.31	31.09	30	0.64	0.05	0.30	0.07	1.95	0.39	PG 0804+761	A	S1	0.10
XSS J08142+6231	154.03	33.35	30	0.92	0.04	0.34	0.05	2.30	0.26	SU Uma	L	DN	
XSS J08165-0739	229.95	15.03	12	2.76	0.31	0.80	0.34	2.63	0.63	A644	C		0.071
XSS J08300+7313	141.13	32.93	47	0.25	0.09	0.30	0.12	>0.3		Z Cam	L	DN	
XSS J08418+7052	143.54	34.46	7	1.63	0.04	1.27	0.05	1.13	0.08	S5 0836+71	A	BL	2.2
XSS J09086-0939	239.24	24.69	7	6.12	0.15	2.40	0.13	2.22	0.09	A754	C		0.054
XSS J09178-1208	242.93	25.02	13	1.44	0.17	0.03	0.19	>2.5		Hydra A	C		0.052
XSS J09204+1608	214.26	40.11	60	1.06	0.22	0.79	0.28	1.19	0.71	MRK 704	A	S1	0.029
XSS J09261+5204	165.25	44.55	60	1.17	0.10	0.54	0.13	1.98	0.42	MRK 110	A	NLS1	0.036
XSS J09263-3153	260.01	13.39	60	4.54	0.65	0.22	0.40	>3		4U 0923-31	L?		
XSS J09476-3100	262.77	17.18	6	6.46	0.12	3.91	0.11	1.55	0.06	MCG -5-23-16	A	S2	0.0083
XSS J09558+6917	141.82	40.79	30	2.33	0.12	0.81	0.13	2.38	0.25	NGC 3031	A	LLAGN	0.00
										M82	G		0.00
XSS J10060-7600	293.34	-16.31	60	0.32	0.08	0.11	0.09	>1.1		CIZA J0957.2-7554	C		
XSS J10220+4908	165.23	53.87	60	0.47	0.10	0.27	0.17	>0.7		A990	C		0.14
										A980	C		0.16
XSS J10231+1950	216.96	55.35	6	2.10	0.02	1.37	0.03	1.42	0.05	NGC 3227	A	S1	0.0038

[296]

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	( $^{\circ}$ )	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J10376-2732	269.80	26.59	30	2.80	0.13	0.50	0.16	3.23	0.41	A1060	C		0.013	
XSS J11045+3808	179.97	65.06	5	8.99	0.04	3.03	0.03	2.43	0.02	MRK 421	A	BL	0.031	
XSS J11047-2341	273.58	33.03	47	1.49	0.34	0.53	0.35	>0.3		4U 1057-21	A	BL	0.19	
XSS J11067+7234	133.24	42.40	5	3.21	0.01	1.90	0.01	1.57	0.02	NGC 3516	A	S1	0.0088	
XSS J11094-7650	297.10	-15.13	60	0.50	0.08	0.07	0.10	>1.8		Cha 1 cloud	L			[27]
XSS J11170+4110	170.91	66.07	60	0.35	0.06	0.18	0.07	1.80	0.78	CSO 1159	A	S1	0.095	
										PG 1115+407	A	S1	0.15	
XSS J11178+4758	157.84	62.31	5	23.70	0.16	15.93	0.11	1.37	0.02	XTE 1118+48	L	XB		
XSS J11349+6944	132.32	45.96	60	0.42	0.06	-0.05	0.07	>1.8		MRK 180	A	BL	0.045	
XSS J11393-3745	287.52	22.95	5	4.90	0.04	2.93	0.05	1.57	0.04	NGC 3783	A	S1	0.0097	
XSS J11406+4617	154.40	66.27	60	0.34	0.08	0.20	0.10	>1		A1361	C		0.12	
XSS J11417+5910	138.76	55.76	16	0.41	0.06	0.20	0.08	1.89	0.69	SBS 1136+594	A	S1	0.060	
XSS J11444+1952	234.64	73.03	14	2.76	0.14	0.57	0.14	3.05	0.32	A1367	C		0.022	
XSS J11474+7143	129.88	44.52	7	1.60	0.12	1.00	0.14	1.48	0.27	DO Dra	L	IP		
XSS J11559-2637	287.84	34.61	60	1.10	0.02	0.48	0.02	2.05	0.10	GRB 990506	O			
XSS J11570+5514	138.56	60.19	60	0.48	0.07	0.07	0.09	>1.9		NGC 3998	A	LLAGN	0.0035	[204]
XSS J12011+2920	198.65	78.71	60	0.53	0.09	0.30	0.12	1.65	0.75	RX J1201.5+2932	A	S1	0.13	
										4C +29.45	A	BL	0.73	
										RX J1203.7+2836	A	Q	0.37	
XSS J12032+4424	149.04	70.18	21	1.49	0.02	0.73	0.02	1.88	0.07	NGC 4051	A	NLS1	0.0023	[296]
XSS J12106+3927	154.87	75.02	5	9.46	0.04	6.82	0.05	1.25	0.02	NGC 4151	A	S1	0.0033	
XSS J12164+1427	268.42	74.94	60	0.59	0.08	0.23	0.09	2.22	0.66	PG 1211+143	A	NLS1	0.081	[296]
XSS J12190+3003	188.70	82.30	47	1.77	0.12	0.61	0.13	2.39	0.33	TON 0605	A	BL	0.24	
										NGC 4253	A	NLS1	0.013	
										FBQS J1221+3010	A	BL	0.18	
XSS J12190+4715	138.34	68.89	21	0.81	0.02	0.51	0.02	1.48	0.10	NGC 4258	A	S2	0.0015	
XSS J12201+0329	284.01	65.20	25	1.07	0.17	0.45	0.21	>2		ZwCl 1215	C		0.075	
XSS J12206+7509	125.57	41.81	60	0.37	0.06	0.14	0.07	>1.8		MRK 205	A	S1	0.070	
XSS J12260+1248	279.16	74.49	30	4.33	0.10	2.61	0.10	1.55	0.08	NGC 4388	A	S2	0.0084	
XSS J12270-4859	298.81	13.67	9	1.32	0.13	0.67	0.15	1.82	0.41	1RXS J122758.8-485343	L			[172]
XSS J12288+0200	289.81	64.29	6	6.77	0.05	4.28	0.04	1.47	0.03	3C 273	A	BL	0.16	
XSS J12303-4232	298.78	20.16	60	0.48	0.09	0.28	0.10	1.57	0.72	1RXS J123212.3-421745=IRAS F12295-4201				
XSS J12309+1223	283.89	74.49	6	16.05	0.15	2.30	0.08	3.49	0.05	M87/Virgo	C		0.0044	

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	$(^\circ)$	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J12312+0833	287.59	70.82	60	0.45	0.10	0.14	0.11	>1.3		M49	G		0.0033	
XSS J12351-3948	299.54	22.95	60	0.29	0.11	0.57	0.13	<0.6		NGC 4507	A	S2	0.012	
XSS J12389-1614	298.56	46.53	60	0.93	0.11	0.51	0.12	1.71	0.46	LEDA 170194	A	S2	0.0367	
XSS J12392-3820	300.30	24.46	60	0.62	0.07	0.23	0.08	2.26	0.54	V1025 Cen	L	IP		
XSS J12408-0516	298.00	57.50	60	1.05	0.16	0.61	0.18	1.59	0.58	NGC 4593	A	S1	0.0090	
XSS J12490-4120	302.44	21.53	6	8.54	0.12	1.92	0.09	2.96	0.07	Centaurus cluster	C		0.010	
XSS J12529-2911	303.32	33.68	6	6.22	0.12	2.49	0.09	2.19	0.07	EX Hya	L	IP		
XSS J12553-2633	304.00	36.30	60	0.46	0.08	0.20	0.10	>1.6		CTS M12.22	A	S1	0.058	
XSS J12565-0537	305.27	57.21	26	0.76	0.02	0.48	0.02	1.47	0.11	3C 279	A	BL	0.54	
XSS J12572-3049	304.41	32.03	60	1.02	0.11	0.20	0.13	>2.6		A3532	C		0.054	
										A3530	C		0.054	
XSS J12575-1727	304.99	45.39	9	1.97	0.08	0.54	0.09	2.69	0.23	A1644	C		0.047	
XSS J12587-0408	306.44	58.67	60	1.67	0.07	0.60	0.07	2.34	0.20	A1651	C		0.085	
XSS J12595-0114	307.19	61.56	60	0.78	0.13	0.16	0.10	>2.4		A1650	C		0.085	
XSS J12596+2759	58.86	87.98	9	22.21	0.09	8.68	0.07	2.22	0.02	Coma cluster	C		0.023	
XSS J13021-7638	303.56	-13.77	60	0.40	0.08	0.15	0.09	>1.5		Cha 2 cloud	L			[27]
XSS J13073-4926	305.58	13.35	60	0.30	0.05	0.30	0.06	0.72	0.42	NGC 4945	A	S2	0.0019	
XSS J13085-4018	306.45	22.44	60	0.31	0.11	0.46	0.14	0.19	0.65	ESO 323-G077	A	S1	0.015	[64, 238]
XSS J13124-0125	313.80	61.00	60	0.81	0.12	0.24	0.14	>2.1		A1689	C		0.18	
XSS J13166-2453	310.15	37.62	60	0.20	0.06	0.14	0.07	>0.6		1RXS J131423.6-251521	C		0.25	
XSS J13253-4302	309.49	19.39	5	13.00	0.17	9.51	0.17	1.23	0.04	Cen A	A	NLRG	0.0018	
XSS J13276-2711	312.75	34.99	60	1.44	0.07	0.41	0.08	2.63	0.27	A1736	C		0.046	
XSS J13284-3134	312.09	30.64	5	5.14	0.05	1.56	0.03	2.57	0.04	A3558	C		0.048	
XSS J13312-2502	314.22	36.96	60	0.25	0.06	0.15	0.07	>1.3		ESO 509-G038	A	S1	0.026	
XSS J13352-3143	313.72	30.22	60	1.06	0.04	0.26	0.05	2.84	0.28	A3562	C		0.050	
XSS J13354-3414	313.20	27.74	5	3.08	0.02	1.65	0.02	1.74	0.04	MCG -6-30-15	A	S1	0.0077	
XSS J13355+3714	83.03	76.25	60	3.70	0.50	0.42	0.39	>2.8		BH CVn	L	RS CVn		
XSS J13420-1432	320.90	46.55	60	0.47	0.08	0.26	0.09	1.71	0.67	NPM1G -14.0512	A	NLS1	0.042	[296]
XSS J13473-3252	316.28	28.54	5	6.79	0.09	2.20	0.09	2.49	0.07	A3571	C		0.040	
XSS J13486+2642	34.27	77.25	17	3.53	0.24	0.78	0.25	2.97	0.43	A1795	C		0.062	
XSS J13492-3020	317.47	30.89	5	7.29	0.07	4.20	0.08	1.62	0.04	IC 4329A	A	S1	0.016	
XSS J13530+6916	115.03	46.89	47	2.13	0.06	1.04	0.07	1.89	0.13	MRK 279	A	S1	0.031	
XSS J13563-7342	307.51	-11.41	17	0.54	0.10	0.24	0.12	>1.6		IH 1342-733				

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	( $^{\circ}$ )	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J13578-4214	315.85	18.96	60	0.38	0.08	0.29	0.10	1.18	0.71	PKS 1355-41	A	RLQ	0.31	[49]
XSS J13588-4738	314.53	13.69	47	2.04	0.15	0.61	0.16	2.59	0.39	CIZA J1358.9-4750	C			
XSS J13598+0319	340.37	61.11	60	0.56	0.12	0.41	0.17	1.22	0.83	A1835	C		0.25	
XSS J14044-3326	320.00	27.00	60	0.32	0.07	0.07	0.08	>1.4		NGC 5419	G		0.014	
XSS J14080-5042	315.12	10.34	47	1.52	0.11	0.53	0.12	2.37	0.35	CIZA J1407.8-5100	C		0.097	
XSS J14100-4500	317.23	15.66	60	0.85	0.08	0.52	0.09	1.53	0.36	V834 Cen	L	P		
XSS J14101-2936	322.74	30.22	60	0.25	0.07	0.31	0.09	0.42	0.60					
XSS J14102-4221	318.14	18.17	47	1.00	0.16	0.51	0.19	1.81	0.68	CIZA J1410.4-4246	C		0.049	
XSS J14132-0311	339.16	53.82	5	6.90	0.03	3.71	0.02	1.74	0.02	NGC 5506	A	S2	0.0062	
XSS J14138-4022	319.49	19.83	47	0.52	0.09	0.24	0.11	1.95	0.79					
XSS J14170-1133	333.97	46.08	60	0.57	0.09	0.22	0.13	>1.6		IRXS J141650.6-115845=LCRS B141408.4-114506	G(A?)		0.099	
XSS J14176-4910	317.10	11.30	60	0.52	0.10	0.28	0.13	>1.7		PKS 1416-49	A	RG	0.092	[251]
XSS J14181+2514	32.26	70.48	6	3.58	0.02	2.03	0.02	1.65	0.03	NGC 5548	A	S1	0.017	
XSS J14194-2606	326.51	32.70	60	1.10	0.09	0.70	0.09	1.46	0.28	ESO 511-G030	A	S1	0.022	
XSS J14199+4837	90.28	62.51	60	0.32	0.05	0.09	0.06	>1.8		A1904	C		0.071	
										ZwCl 1420.2+4952	C		0.071	
										H 1419+480	A	S1	0.072	
XSS J14239-3800	322.35	21.35	60	0.77	0.12	0.38	0.14	1.84	0.66	IRXS J142149.8-380901				
XSS J14241-4803	318.54	11.98	60	0.33	0.04	0.05	0.05	>2.2		IRXS J142148.7-480420				
XSS J14244+3753	67.66	67.71	20	1.13	0.19	0.30	0.23	>1.8		A1914	C		0.17	
XSS J14278+4240	77.65	65.00	47	1.17	0.08	0.54	0.11	1.95	0.35	H 1426+428	A	BL	0.13	
XSS J14353-3557	325.47	22.32	60	0.34	0.07	0.20	0.09	>1.4						
XSS J14408-3815	325.47	19.77	60	0.73	0.07	0.28	0.08	2.26	0.47	IRXS J144037.4-384658				
XSS J14495-4005	326.19	17.38	47	0.42	0.04	0.18	0.05	2.06	0.50					
XSS J14527-2414	335.37	30.87	47	0.75	0.05	0.21	0.06	2.68	0.42	IRXS J145017.6-242558	L	S		
XSS J14562-3735	328.66	18.96	60	0.41	0.05	0.30	0.06	1.25	0.42	PKS 1451-375	A	RLQ	0.32	
										CIZA J1456.2-3826	C			
XSS J15031-4149	327.68	14.61	60	2.00	0.06	0.46	0.06	2.91	0.17	SN1006	L			
XSS J15042+1046	11.75	54.76	60	0.95	0.14	0.32	0.16	>2.1		MRK 841	A	S1	0.036	
XSS J15076-4257	327.82	13.23	60	0.73	0.05	0.24	0.05	2.47	0.36					
XSS J15103-2042	341.63	31.52	60	0.61	0.10	0.07	0.12	>1.5		IRAS 15091-2107	A	NLS1	0.045	
XSS J15110+0541	6.43	50.49	8	4.32	0.17	1.53	0.20	2.36	0.20	A2029	C		0.077	
XSS J15128-0858	351.39	40.22	38	0.59	0.03	0.50	0.03	0.96	0.16	PKS 1510-08	A	BL	0.36	

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	( $^{\circ}$ )	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$
XSS J15145-4551	327.36	10.11	60	1.27	0.17	0.00	0.20	>2.2		CIZA J1514.6-4558	C		0.058
XSS J15153-3802	331.80	16.64	60	0.24	0.05	0.09	0.06	>1.3					
XSS J15179-3559	333.44	18.05	60	0.12	0.05	0.12	0.06	>0.3					
XSS J15228+0829	12.61	49.67	60	1.49	0.17	0.20	0.19	>2.6		A2063	C		0.035
										MKW 3S	C		0.045
XSS J15348+5750	91.50	48.10	60	0.68	0.07	0.37	0.09	1.71	0.44	MRK 290	A	S1	0.030
XSS J15360-4118	333.24	11.68	60	0.27	0.06	0.17	0.07	1.44	0.83				
XSS J15478-1350	354.77	30.76	60	1.06	0.14	0.39	0.17	2.29	0.69	NGC 5995	A	S2	0.025
XSS J15582+2716	44.28	48.71	7	4.56	0.23	2.08	0.26	1.99	0.21	A2142	C		0.089
XSS J16019-7548	313.86	-17.16	10	1.26	0.12	0.18	0.11	>3.1		CIZA J1601.7-7544	C		0.15
XSS J16020+1607	29.07	44.63	38	2.00	0.23	0.46	0.25	>2.6		A2147	C		0.035
										Gin 463	A		0.11
XSS J16049-7302	315.99	-15.29	60	0.40	0.09	0.30	0.10	1.20	0.73				
XSS J16058+6014	92.06	43.46	60	0.27	0.02	0.00	0.03	>2.8		GRB 971209	O		
XSS J16151-0943	3.40	28.41	60	0.56	0.14	0.25	0.16	>1.1		1RXS J161519.2-093618, 1H 1613-097	A		0.0649
XSS J16159-0604	6.86	30.46	11	1.82	0.19	1.10	0.22	1.55	0.38	A2163	C		0.20
XSS J16167-2817	348.55	15.88	38	2.38	0.16	0.96	0.18	2.18	0.31	V893 Sco	L	DN	
XSS J16204-1536	359.19	23.70	13	13149.73	36.32	3070.94	40.38	2.91	0.02	Sco X-1	L	XB	
XSS J16253+5201	80.16	43.25	60	0.25	0.07	0.20	0.08	>0.8		SBS 1624+514	A	BLRG	
XSS J16265-3303	346.47	11.07	60	1.66	0.14	0.55	0.16	2.46	0.44	CIZA J1626.3-3329	C		0.18
XSS J16265-2931	349.14	13.46	60	0.51	0.07	0.23	0.09	1.98	0.66	CIZA J1627.9-2952	C		0.11
XSS J16271-2423	353.18	16.79	60	1.81	0.13	0.35	0.15	3.13	0.60	Rho Oph cloud	L		
XSS J16273+3935	62.97	43.94	9	3.98	0.23	0.75	0.24	3.17	0.42	A2199	C		0.030
XSS J16323-6730	321.74	-13.13	5	10.20	0.09	10.16	0.09	0.72	0.03	4U 1627-673	L	XB	
XSS J16345-7506	315.85	-18.18	60	1.02	0.11	0.39	0.13	2.25	0.55	A3628	C		0.15
XSS J16384-6424	324.56	-11.56	6	7.95	0.14	3.30	0.14	2.14	0.08	Triangulum Australis	C		0.051
XSS J16385+4711	73.28	41.74	60	0.70	0.08	0.32	0.09	1.97	0.51	A2219	C		0.23
XSS J16431-7310	317.82	-17.44	60	0.51	0.09	0.26	0.12	1.77	0.81	CIZA J1645.4-7334	C		0.069
XSS J16536+3951	63.72	38.90	5	9.46	0.04	5.19	0.05	1.70	0.02	MRK 501	A	BL	0.033
XSS J16537-1905	1.50	15.30	60	0.82	0.15	0.58	0.17	1.29	0.60	1H 1652-180			
XSS J16581+3522	58.20	37.46	5	8.06	0.06	11.52	0.09	0.23	0.02	Her X-1	L	XB	

[129]

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	$(^\circ)$	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J17046-0110	18.90	22.98	60	1.27	0.18	0.31	0.21	>2.2		UGC 10683 ZwCl 1703.8-0129 1RXS J170211.0-010118	A C	S1	0.031	
XSS J17050+7838	110.99	31.70	7	3.56	0.13	1.37	0.13	2.25	0.16	A2256	C		0.056	
XSS J17070+2354	45.12	32.86	5	6.34	0.18	6.84	0.22	0.60	0.07	4U 1700+24	L	XB		
XSS J17115+6426	94.41	34.98	60	0.66	0.11	0.13	0.13	>1.9		A2255	C		0.081	
XSS J17169-6232	328.72	-13.89	60	0.44	0.11	0.51	0.14	0.50	0.58	NGC 6300	A	S2	0.0037	
XSS J17214+3239	56.12	32.20	60	0.62	0.12	0.31	0.14	>1.7		A2261	C		0.22	
XSS J17214+2653	49.61	30.65	60	0.78	0.15	0.32	0.17	>1.7		1RXS J172009.3+263727 A2259	C C		0.16 0.16	
XSS J17223-7301	319.60	-19.73	60	0.38	0.08	0.14	0.09	>1.4		1RXS J171850.0-732527	A	BL	0.055	
XSS J17272+5025	77.30	33.71	60	0.60	0.12	0.35	0.15	1.60	0.82	1 Zw 187	A	RQQ	0.18	
XSS J17276-1359	10.54	11.46	60	0.58	0.05	0.16	0.08	2.65	0.69	PDS 456	A			
XSS J17309-0552	18.11	14.93	60	0.67	0.15	0.36	0.18	>1.3		1RXS J173021.5-055933, 1H 1726-058	IP			
XSS J17413-5354	338.00	-12.15	60	0.43	0.08	0.17	0.10	>1.5						
XSS J17413+1851	42.84	23.62	47	1.56	0.18	0.65	0.25	2.12	0.62	4C +18.51	A	RLQ	0.19	[49]
XSS J17459+1115	35.83	19.56	60	0.26	0.22	0.13	0.27	< 4.7		1RXS J174527.8+110837=IRAS F17431+1109				
XSS J17576-4534	346.73	-10.42	60	0.49	0.09	0.30	0.12	1.50	0.79					
XSS J17597+0821	34.62	15.26	60	1.33	0.10	0.74	0.12	1.68	0.30	V2301 Oph	L	P		
XSS J18036+0100	28.32	11.08	60	0.67	0.12	0.33	0.14	1.89	0.75	CIZA J1804.1+0042	C		0.088	
XSS J18076+5937	88.50	28.60	60	0.11	0.02	-0.03	0.03	>1		GRB 970828	O			
XSS J18080+0622	33.72	12.53	35	1.12	0.21	0.63	0.26	1.64	0.77	V426 Oph	L	DN		
XSS J18164+5004	78.08	25.88	7	3.21	0.12	2.38	0.14	1.21	0.13	AM Her	L P			
XSS J18196+6454	94.60	27.71	60	0.90	0.13	0.21	0.16	>2.1		H 1821+643	A	RQQ	0.30	
XSS J18236-5616	338.49	-18.62	60	0.32	0.09	0.50	0.12	0.13	0.43					
XSS J18239+3041	58.43	18.91	60	0.87	0.11	0.27	0.12	2.53	0.67	CIZA J1824.1+3029 CIZA J1825.3+3026	C C		0.065	
XSS J18258-3700	356.94	-11.26	5	33.44	0.23	28.04	0.23	1.00	0.02	4U 1822-371	L	XB		
XSS J18348+3238	61.23	17.47	8	2.29	0.13	1.40	0.15	1.53	0.21	3C 382	A	BLRG	0.059	
XSS J18360-3300	1.53	-11.44	5	10.74	0.04	6.35	0.03	1.58	0.02	XB 1832-330	L	XB		
XSS J18362-5918	336.04	-21.22	30	1.00	0.06	0.36	0.06	2.34	0.29	Fairall 49	A	S2	0.020	
XSS J18376-6511	330.00	-23.04	47	1.27	0.07	0.98	0.08	1.13	0.18	ESO 103-G035	A	S2	0.013	
XSS J18381-5653	338.60	-20.72	60	0.33	0.12	0.36	0.15	>0.3						

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	$(l)$	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$	
XSS J18408+7947	111.45	27.13	6	1.66	0.02	0.97	0.03	1.60	0.07	3C 390.3	A	BLRG	0.056	
XSS J18449-6204	333.50	-23.02	38	0.78	0.11	0.35	0.13	2.01	0.65	ESO 140-G043	A	S1	0.014	
XSS J18486-2649	8.43	-11.30	47	0.74	0.14	0.32	0.16	>1.6						
XSS J18494-7829	315.79	-26.44	47	1.15	0.09	0.58	0.11	1.83	0.35	H 1846-786	A	S1	0.074	
XSS J18553-3111	4.95	-14.42	6	6.86	0.13	5.24	0.12	1.16	0.06	V1223 Sgr	L	IP		
XSS J19052+5212	82.59	19.11	60	0.36	0.14	0.06	0.18	>0		CG Dra	L	DN		
XSS J19202-5849	337.98	-26.61	10	1.37	0.12	0.80	0.15	1.61	0.36	ESO 141-G055	A	S1	0.036	
XSS J19210+4359	75.71	13.54	6	9.57	0.13	3.74	0.13	2.22	0.06	A2319	C		0.056	
XSS J19243+5041	82.26	15.78	60	0.76	0.11	0.95	0.14	0.39	0.30	CH Cyg	L	SS		
XSS J19303-7950	314.33	-28.38	60	0.69	0.12	0.33	0.15	>1.9		1RXS J194944.6-794519				
XSS J19397-1019	29.02	-15.36	60	1.39	0.07	1.17	0.09	1.00	0.16	V1432 Aql	L	P		
										NGC 6814	A	S1	0.0052	
										AA Oct	L	S		
XSS J19412-7619	318.28	-29.23	60	0.49	0.09	-0.04	0.11	>1.6						
XSS J19459+4508	78.80	10.08	60	0.38	0.09	0.38	0.12	0.73	0.68		A	S2	0.05	
XSS J19592+6505	97.91	17.71	6	4.11	0.10	1.11	0.12	2.72	0.15	1ES 1959+650	A	BL	0.047	
XSS J20085-4833	350.67	-32.43	5	3.80	0.07	2.66	0.07	1.31	0.06	PKS 2005-489	A	BL	0.071	
XSS J20114-5648	340.89	-33.25	8	3.91	0.16	1.39	0.18	2.36	0.20	A3667	C		0.056	
XSS J20348+2157	64.71	-10.92	60	0.73	0.16	0.49	0.20	1.38	0.81	4C +21.55	A	RG		[150]
XSS J20404+7521	109.11	19.76	60	1.08	0.13	0.63	0.16	1.59	0.48	4C +74.26	A	RLQ	0.10	[49]
XSS J20426-3225	11.19	-36.49	60	0.49	0.09	0.03	0.10	>1.7		AT Mic	L	S		
XSS J20441-1042	35.99	-29.84	7	3.12	0.10	1.68	0.10	1.73	0.12	MRK 509	A	S1	0.034	
XSS J20501-5646	340.42	-38.53	60	0.71	0.12	0.65	0.15	0.85	0.50	IC 5063	A	S2	0.011	
XSS J21128+8216	116.11	22.49	60	0.46	0.12	0.35	0.15	>1.1		S5 2116+81	A	BLRG	0.084	[148]
XSS J21155-5836	337.11	-41.43	47	0.44	0.08	0.31	0.09	1.26	0.63	CD Ind	L	P		
XSS J21212-0607	45.83	-35.93	5	9.93	0.19	8.67	0.25	0.94	0.06	XTE J2123-058	L	XB		
XSS J21296+1208	64.93	-27.27	5	15.90	0.16	5.36	0.11	2.43	0.04	M15/4U 2127+119	L	XB		
XSS J21310-6219	331.58	-41.98	60	0.50	0.10	0.18	0.12	>1.5		IRAS F21325-6237	A	S1	0.059	
XSS J21354-2720	20.88	-46.73	60	0.40	0.11	0.32	0.13	1.11	0.87	1RXS J213445.2-272551, 1H 2132-277				
XSS J21445+3823	87.35	-11.24	5	568.51	2.02	153.18	0.54	2.73	0.01	Cyg X-2	L	XB		
XSS J21481-3036	16.69	-49.99	60	0.72	0.13	0.80	0.15	0.56	0.40	A3814	C		0.12	
										RX J2146.6-3051	A	S1	0.076	
										PKS 2149-306	A	BL	2.35	
XSS J21583-3004	17.95	-52.11	5	5.04	0.05	2.07	0.03	2.15	0.03	PKS 2155-304	A	BL	0.12	

Таблица 1.1 – продолжение

	$l$	$b$	$(^\circ)$	$F_1$	$dF_1$	$F_2$	$dF_2$	$\Gamma$	$d\Gamma$	Название	Тип1	Тип2	$z$
XSS J22013-3147	15.24	-52.90	50	1.17	0.06	0.80	0.07	1.35	0.18	NGC 7172	A	S2	0.0086
XSS J22023+4226	92.63	-10.26	30	0.61	0.03	0.37	0.04	1.54	0.21	BL Lac	A	BL	0.069
XSS J22082-4708	349.70	-52.42	18	1.12	0.16	0.57	0.18	1.83	0.58	NGC 7213	A	S1	0.0060
XSS J22088-1159	46.47	-49.06	60	0.70	0.08	0.12	0.09	>2.6		A2420	C		0.085
XSS J22129+1239	73.75	-34.66	47	1.24	0.15	0.51	0.17	2.15	0.56	RU Peg	L	DN	
										A2424	C		0.15
XSS J22145-0959	50.18	-49.29	60	0.93	0.07	0.16	0.08	3.25	0.68	A2426	C		0.10
										A2428	C		0.085
XSS J22178-0822	52.95	-49.14	7	2.41	0.07	2.27	0.08	0.81	0.09	FO Aqr	L	IP	
XSS J22355-2601	27.17	-59.67	7	2.16	0.04	1.20	0.05	1.68	0.08	NGC 7314	A	S2	0.0047
XSS J22363-1230	51.03	-55.18	60	0.79	0.16	0.50	0.21	1.46	0.81	MRK 915	A	S1	0.024
XSS J22423+2958	92.21	-25.08	38	1.13	0.02	0.35	0.02	2.53	0.12	AKN 564	A	NLS1	0.025
XSS J22461-6410	322.67	-47.87	60	0.65	0.11	0.17	0.13	>1.8		A3921	C		0.094
XSS J22526+1650	86.27	-37.43	43	1.96	0.04	0.83	0.05	2.09	0.10	IM Peg	L	RS CVn	
XSS J22539-1735	46.14	-61.29	10	2.10	0.11	1.36	0.12	1.43	0.18	MR 2251-178	A	RQQ	0.064
XSS J22551-0309	68.65	-53.31	8	2.20	0.09	1.33	0.10	1.54	0.15	AO Psc	L	IP	
XSS J23033+0858	83.22	-45.39	26	1.69	0.01	0.91	0.01	1.73	0.03	NGC 7469	A	S1	0.016
XSS J23040-0834	64.05	-58.56	60	1.61	0.08	1.06	0.11	1.41	0.20	MRK 926	A	S1	0.047
XSS J23073+0447	80.76	-49.36	60	0.54	0.10	0.36	0.11	1.39	0.65	PG 2304+042	A	S1	0.042
XSS J23101-2204	39.74	-66.48	60	0.67	0.15	0.30	0.18	>1.2		MS 2306.1-2236	A	BL	0.14
										A2556	C		0.087
XSS J23115-5922	324.10	-53.44	60	0.64	0.14	0.12	0.16	>1.4		CP Tuc	L	P	
XSS J23178-4236	347.70	-65.48	47	0.58	0.03	0.41	0.04	1.27	0.21	NGC 7582	A	S2	0.053
XSS J23449-2826	23.98	-75.24	60	0.93	0.17	0.12	0.21	>1.6		A4038	C		0.030
XSS J23556+2848	108.42	-32.48	47	0.71	0.08	0.05	0.08	>2.7		II Peg	L	RS CVn	
XSS J23557-3405	359.31	-76.15	47	0.71	0.11	0.11	0.15	>1.7		A4059	C		0.047

<sup>1</sup> – Исследование изображений, полученных обсерваторией ROSAT показало наличие яркого источника, совпадающего с АЯГ.

<sup>2</sup> – находится в галактике Большое Магелланово Облако

[296]

Табл. 1.2: Коэффициент пересчета ( $A$ ) из скоростей счета детекторов ( $CR$ ) в энергетические потоки источников ( $F$ ) для нескольких значений фотонного индекса спектра ( $\Gamma$ ):  $F (10^{-11} \text{ эрг/сек/см}^2) = A \times CR (\text{отсч. сек}^{-1})$ .

	-1	-0.5	0	1	2	3
3–8 кэВ	0.67	0.88	1.00	1.04	1.03	1.02
8–20 кэВ	2.71	2.89	2.87	2.45	1.92	1.51
3–20 кэВ	2.29	2.39	2.27	1.75	1.33	1.12

### 1.1.6 Определение природы источников

Для определения природы каждого источника из обзора проводился анализ астрономических баз данных, таких как NED, SIMBAD и VizieR. Процесс идентификации был существенно облегчен наличием обзора всего неба обсерватории РОСАТ (RBSC, [300]), который позволял уточнять координаты обнаруженных источников. Для источников с обычными спектральными свойствами, например, без сильного внутреннего фотопоглощения в спектре, обзор обсерватории РОСАТ приблизительно в 10 раз более чувствителен, чем обзор обсерватории RXTE. Следовательно, по крайней мере для части источников, можно однозначно ассоциировать яркий (обычно с потоком  $>0.2$  отсч./сек.) и жесткий ( $HR1 > 0.5$ ) источник из обзора РОСАТ с источником из каталога XSS. В дальнейшем, с уточненной информацией о положении источника, искались другие параметры объекта, такие как тип, красное смещение и т.д. Для части источников работа по идентификации была значительно облегчена обзором части неба обсерватории АСКА (см. , например, [282]; также были использованы все доступные данные обсерватории АСКА из архива данных в Центре космических полетов имени Годдарда <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/>). 14 источников из каталога XSS были ассоциированы со скоплениями галактик, недавно обнаруженными в работах [75, 76]

В тех случаях, в которых источник XSS можно было однозначно связать с источником из каталога RBSC, однако природа этого источника оставалась неясна, в колонке идентификации указаны имена из каталога RBSC. Несколько источников XSS были открыты ранее в обзоре HEAO1/A1 [311], имена источников из этого каталога так же приведены в колонке идентификации.

После опубликования каталога XSS [223] природа некоторого набора новых неидентифицированных источников была определена при помощи наблюдений обсерваторий ИНТЕГРАЛ, ЧАНДРА и SWIFT [237, 226], а также при помощи оптических наблюдений [171, 1, 2, 172]

В качестве примера идентификации источников при помощи уточненного положения источников XSS по данным наблюдений обсерваторий ИНТЕГРАЛ и SWIFT на рис. 1.13 приводятся оптические изображения областей неба, в которых были обнаружены 4 источника из обзора XSS. Положения рентгеновских источников, уточненные по результатам наблюдений обсерваторий ИНТЕГРАЛ и SWIFT, показаны кружками. В каждом из показанных случаев источник XSS ассоциируется с активным ядром (аккрецирующей сверхмассивной черной дырой) в близких галактиках.

### ***1.1.7 Измерение внегалактического фона при помощи обзора неба RXTE/PCA***

Одним из важнейших результатов полученного обзора неба обсерватории RXTE стало измерение поверхностной яркости внегалактического рентгеновского фона.

Фоновое рентгеновское излучение неба, открытое в начале 60х годов с началом эры внеатмосферной астрономии [99], практически сразу же было связано с излучением далеких областей Вселенной (см., например, обзоры [243, 7, 46]). Многочисленные исследования рентгеновского фонового излучения позволили определить его природу и показать, что большая его часть образуется в результате сложения излучения большого количества активных ядер галактик во Вселенной (см., например, [244, 100]).

Измерения поверхностной яркости рентгеновского фонового излучения, проведенные различными инструментами — HEAO1 [169], обсерватория имени Эйнштейна [314], АСКА [97, 183, 147], ВерроSAX [295], ХММ имени Ньютона [159], ЧАНДРА [125] — дают различные значения, не всегда согласующиеся между собой. Объяснить полученные расхождения флуктуациями значения поверхностной яркости на малых угловых масштабах также не удается [33].

Наиболее точные измерения средней поверхностной яркости внегалактического рентгеновского фона можно получить лишь избежав вли-

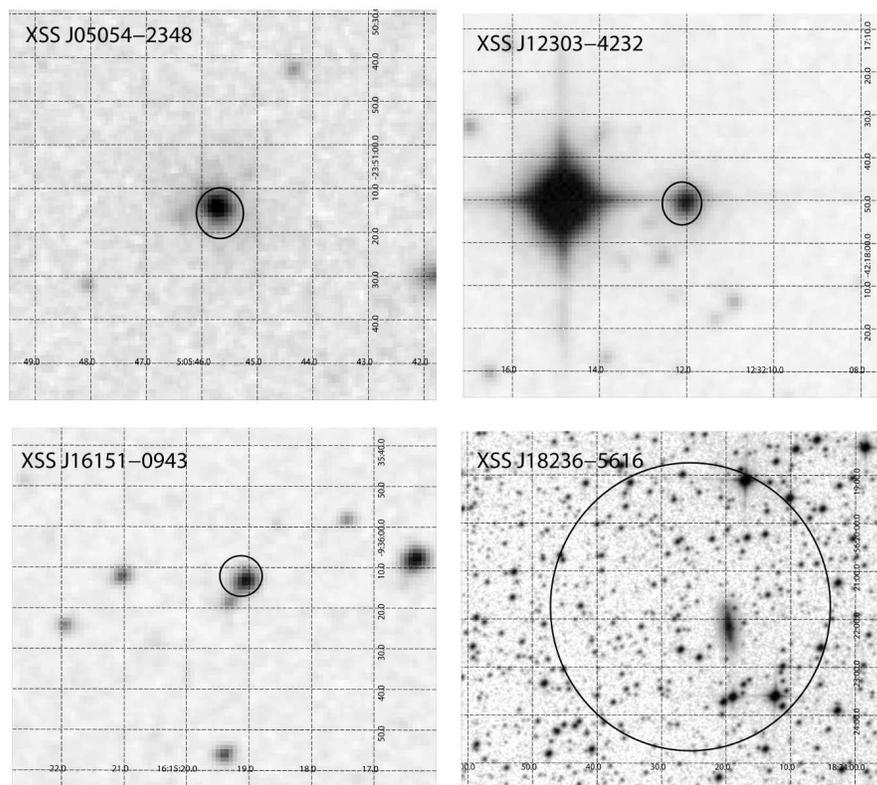


Рис. 1.13: Оптические изображения (архив DSS) областей неба вокруг положений источников из обзора XSS по данным рентгеновского телескопа SWIFT/XRT и ИНТЕГРАЛ/IBIS (показны кружками). В каждом случае источник был идентифицирован как активное ядро близких галактик на красных смещениях  $z = 0.017 - 0.098$  [226].

яния флуктуаций его значения на малых угловых масштабах, т.е. проведя измерения по большей части неба. Самым лучшим, до недавнего времени, таким измерением было измерение обсерватории HEAO1, один из приборов которой был специально сконструирован для решения данной задачи [169, 117]. Значение, полученное при помощи наблюдений HEAO1 (инструмент A2), так же не всегда согласуется с результатами измерений других инструментов, более того, является практически самым низким из всех. Таким образом, новое измерение поверхностной яркости внегалактического рентгеновского фона на большей части неба весьма ценно.

Основная сложность в получении значения поверхностной яркости внегалактического фона заключается в точном учете инструментального фона регистрирующего инструмента. Эта задача на инструментах обсерватории HEAO1 решалась при помощи специальной конструкции приборов — либо возможностью изменять поле зрения регистрирующего анода, и, следовательно, поток космического фона, при неизменном инструментальном фоне (прибор А2, см. немного подробнее об этом ниже), либо механическим блокированием поля зрения прибора непрозрачной крышкой (прибор А4). В случае наблюдений спектрометра RXTE/РСА можно воспользоваться возможностью закрывать поле зрения прибора непрозрачным предметом - Землей. Сторона Земли, засвеченная Солнцем, является ярким источником рентгеновского излучения за счет отражения излучения Солнца, поэтому для решения поставленной задачи нужно использовать наблюдения лишь темной (незасвеченной Солнцем) стороны Земли. Необходимо отметить, что незасвеченная Солнцем сторона Земли (земной атмосферы) тем не менее засвечивается внегалактическим рентгеновским фоном, а также (в зависимости от ориентации) яркими галактическими рентгеновскими источниками, поэтому использование приближения “черной” Земли оправдано лишь до определенного предела, особенно на высоких энергиях. Оценки показывают, что вплоть до энергий 15-20 кэВ эффекты отражения излучения рентгеновских источников от атмосферы Земли не дают вклада более, чем 5-10% от амплитуды искомого сигнала [56]. Для иллюстрации эффекта затмения рентгеновского неба “темной” Землей на рис. 1.14 показана часть кривой измерений скорости счета спектрометра RXTE/РСА в период прохождения поля зрения РСА через темную сторону Земли.

Эффективное поле зрения спектрометра РСА  $\Omega = 2.97 \cdot 10^{-4}$  стер. Для получения этого значения, а также для калибровки эффективной площади детекторов РСА использовались многочисленные сканирующие наблюдения постоянного источника рентгеновского излучения Крабовидная туманность. Точное описание функции пропускания коллиматора РСА можно найти в работе [133]. Форма спектра излучения Крабовидной туманности была принята равной  $dN/dE = 10E^{-2.05}$  [321].

При измерении средней поверхностной яркости внегалактического фонового излучения были отброшены все области неба, засвеченные яркими источниками (см. каталог в таблице 1.1).

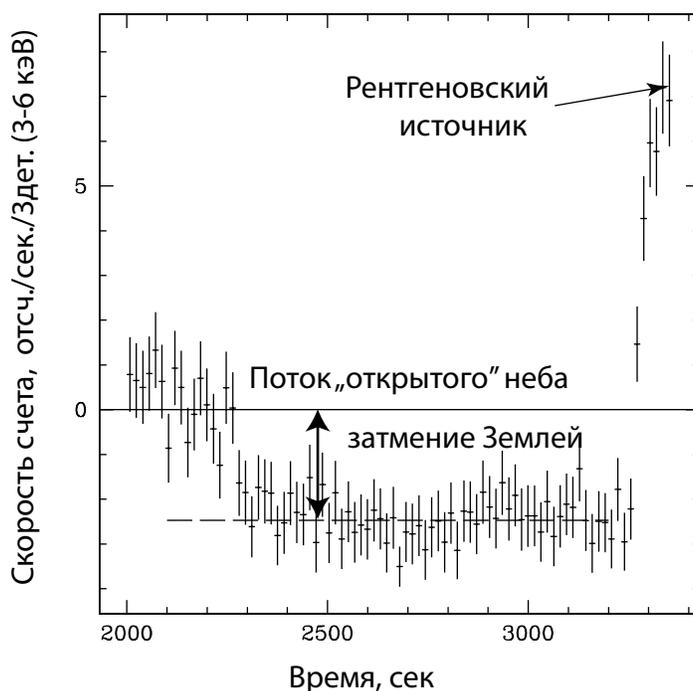


Рис. 1.14: Кривая измерений скорости счета детекторов RXTE/РСА в период прохождения направления поля зрения РСА через темную сторону Земли. Хорошо видно влияние эффекта затмения рентгеновского неба Землей.

Полученный спектр внегалактического фона приведен на рис. 1.15. Аналитическая аппроксимация полученного спектра степенной моделью  $dN(E)/dE = NE^{-\Gamma}$  дает следующие значения: фотонный индекс  $\Gamma = 1.42 \pm 0.02$ , нормировка на энергии 1 кэВ  $N = 9.8 \pm 0.3$  фот./сек./см<sup>2</sup>/кэВ/стер. При фиксированном значении наклона  $\Gamma = 1.4$  получаемая нормировка равна  $N = 9.5 \pm 0.3$  фот./сек./см<sup>2</sup>/кэВ/стер. Полный поток в диапазоне 3–10 кэВ  $F_{3-10 \text{ кэВ}} = (5.17 \pm 0.05) \cdot 10^{-8}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/стер.

Большие времена наблюдений “пустых” площадок на небе, которые были использованы для разработки и калибровки модели инструментального фона RXTE/РСА, позволяют также измерить значение “cos-

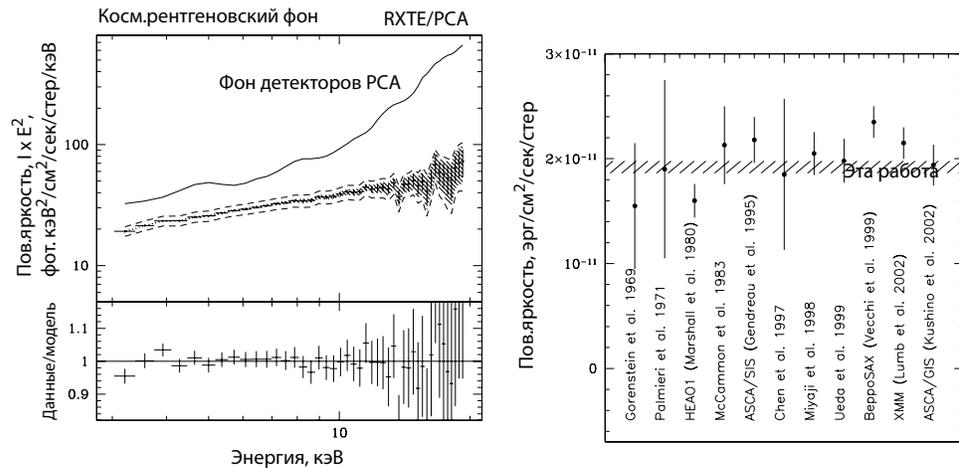


Рис. 1.15: **Слева:** Спектр внегалактического рентгеновского фона по результатам измерений спектрометра PCA обсерватории RXTE. Верхняя сплошная кривая показывает значение инструментального фона спектрометра PCA. Штриховой областью показаны статистические ошибки измерения, штриховыми кривыми - диапазон  $1\sigma$  возможных значений поверхностной яркости внегалактического фона, измеренного на угловом масштабе 1 кв.градус за счет влияния проблемы “cosmic variance”. **Справа:** Значения поверхностной яркости внегалактического фона в энергетическом диапазоне 2–10 кэВ, полученные в различных работах.

“cosmic variance” на угловых масштабах  $\sim 1$  градус. Измерения потоков внегалактического фона в шести направлениях на небе (см. подробности в работе [222]) дали значение среднеквадратического отклонения потока фона от среднего значения порядка  $7 \pm 1\%$ .

**Проверка измерения поверхностной яркости внегалактического фона: пересчет измерений HEAO1/A2** Значение поверхностной яркости внегалактического фона, полученное выше, превышает примерно на 20% значение, приведенное в работе [169], полученное при помощи наблюдений обсерватории HEAO1. Однако, это не позволяет утверждать, что измерения этих двух обсерваторий (HEAO1 и RXTE) не согласуются друг с другом. Главной проблемой точного сравнения значений, полученных различными обсерваториями, является проблема точной взаимной калибровки различных инструментов. В частности, важ-

ным вопросом является - имеют ли два разных инструмента одинаковую шкалу потоков. Иначе говоря — будет ли поток одного и того же источника, наблюдающегося двумя инструментами в одно и то же время, иметь одно и то же значение. Оказывается, что это не всегда так. Например, рентгеновский поток Крабовидной туманности, считающийся постоянной величиной, по измерениям различных инструментов имеет различные значения в одном и том же энергетическом диапазоне (см., например, [141]). Для того, чтобы провести точное сравнение полученного значения поверхностной яркости внегалактического фона по данным RXTE и HEAO1, необходимо убедиться в идентичности шкал потоков.

### Обсерватория HEAO1

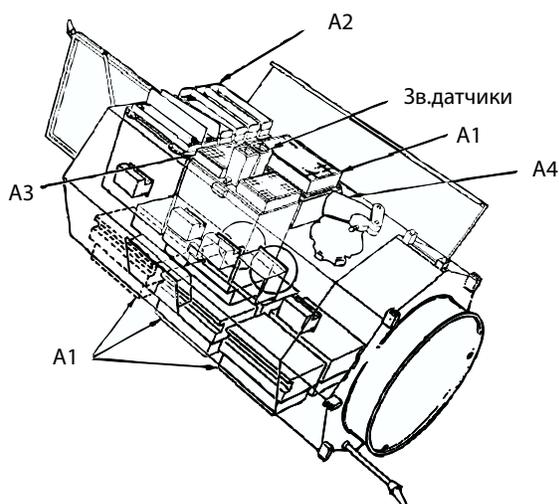


Рис. 1.16: Обсерватория HEAO1. Инструмент A2 этой обсерватории был сконструирован специально для высокоточного измерения излучения внегалактического рентгеновского фона

Однако, оказывается, что сделать это, используя лишь опубликованную информацию, практически невозможно. В работе [169] нет упоминания потоков постоянных небесных источников, которые бы можно было использовать для взаимной калибровки инструментов. Поэтому, для того, чтобы провести более точное сравнение значения поверхност-

ной яркости ВРФ по данным наблюдений HEAO1 со значением, полученным по данным RXTE/PCA, был проведен повторный анализ данных инструмента A2 обсерватории HEAO1 (время работы на орбите 12 августа 1977 – 9 января 1979, общий вид обсерватории приведен на рис. 1.16).

Инструмент A2 обсерватории HEAO1 был специально сконструирован для точного измерения внегалактического рентгеновского фона, поэтому в нем особое внимание уделяется максимально точному учету вклада инструментального фона в скорость счета детекторов. Это достигается тем, что над идентичными анодными проволоками регистрирующего объема детектора помещены коллиматоры, создающие для этих анодов различные поля зрения (см. иллюстрацию на рис. 1.17). Подробное описание инструмента можно найти в работе [232]

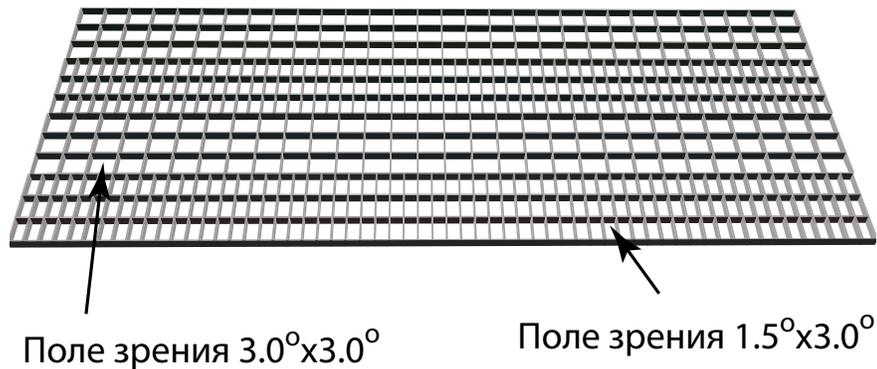


Рис. 1.17: Иллюстрация комплекса коллиматоров над регистрирующим объемом в детекторах HEAO1/A2. Засветка одной половины всех анодов детектора производится через поле зрения в два раза большее, чем другой половины. Ввиду практически идеальной идентичности анодов и общего регистрирующего объема газового счетчика инструментальный фон, возникающий на соседних анодах, практически одинаков, а засветка, создаваемая однородным фоном рентгеновского неба отличается в  $\sim 2$  раза.

Инструмент A2 имел 3 типа детекторов: LED (рабочий диапазон 0.15–3 кэВ), MED (1.5–20 кэВ) и HED (2–60 кэВ). Для дальнейшего анализа использовались только детекторы MED и HED, как работающие в интересующем нас диапазоне энергий. Поля зрения разных половин детекторов:  $\sim 3^\circ \times 3^\circ$ ,  $\sim 1.5^\circ \times 3^\circ$  или  $\sim 6^\circ \times 3^\circ$ . Ввиду

высокой однородности потока внегалактического фона поток неба, засвечивающий регистрирующие аноды, растет с размером поля зрения, в то время как инструментальный фон детектора (не связанный с рентгеновским излучением неба) не зависит от того, через какое поле зрения данный анод “смотрит” на небо. Таким образом можно записать, что  $C_L = C_{\text{bkg}} + C_{\text{СХВ,L}}$ ,  $C_S = C_{\text{bkg}} + C_{\text{СХВ,S}}$ . Здесь  $C_{\text{bkg}}$  – скорость счета инструментального фона,  $C_{\text{СХВ}}$  – скорость счета детектора за счет облучения фотонами рентгеновского фона, буквы (L) и (S) обозначают большое и малое поле зрения коллиматора для данного детектора. Следовательно, можно определить скорость счета, создаваемую рентгеновским внегалактическим фоном:

$$C_{\text{СХВ,S}} = (C_L - C_S) \left( \frac{A_L \Omega_L}{A_S \Omega_S} - 1 \right)^{-1} \text{ отсч/сек} \quad (1.1)$$

здесь  $A\Omega$  – произведение эффективной площади детекторов (L) и (S) на эффективный телесный угол их полей зрения.

Одним из ключевых моментов в проделанном повторном анализе данных наблюдений HEAO1/A2 является определение самосогласованным образом эффективных площадей детекторов, или, иначе говоря, определение шкалы потоков. Для этого одним и тем же способом (сканирующими наблюдениями) были измерены значения потоков внегалактического фона и Крабовидной туманности. Предполагалось, что спектр Крабовидной туманности описывается формулой  $dN(E)/dE = 10E^{-2.05}$  фот./сек./см<sup>2</sup>/кэВ, форма спектра внегалактического фона дается формулой из работы [169]. Анализировались данные в широком диапазоне энергий (discovery scalars), которые в настоящее время хранятся в электронном архиве Центра космических полетов имени Годдарда (Гринбелт, США, <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/FTP/heao1/data/a2>).

В таблице 1.3 значение, полученное при повторном анализе данных HEAO1/A2, приведено вместе со значениями, полученными другими инструментами. При наличии информации о потоке Крабовидной туманности, полученном различными инструментами, это значение было использовано для пересчета поверхностной яркости внегалактического фона в одну шкалу потоков.

Видно, что измерения поверхностной яркости, сделанные при помощи данных RXTE/РСА и HEAO1/A2, хорошо совместимы друг с другом. Новое значение поверхностной яркости внегалактического рентгенов-

Табл. 1.3: Значения поверхностной яркости внегалактического рентгеновского фона по результатам измерений различных обсерваторий. Приведены значения из упомянутых работ, а также значения, приведенные к одной “шкале потоков”, т.е. пересчитанные так, чтобы потоки Крабовидной туманности, измеренные различными инструментами, совпадали.

Инструмент		СХВ	Краб.туманность	СХВ <sub>согг</sub>
Ракеты	[114]	$1.57 \pm 0.15$	2.27	$1.65 \pm 0.16$
Ракеты	[200]	$1.90 \pm 0.20$	—	—
Ракеты	[175]	$2.20 \pm 0.20$	2.29	$2.29 \pm 0.21$
HEAO/A2	эта работа	$1.96 \pm 0.10$	2.39	$1.96 \pm 0.10$
RXTE/PCA	[222]	$1.94 \pm 0.19$	2.39	$1.94 \pm 0.19$
ASCA/GIS	[147]	$1.94 \pm 0.19$	2.16	$2.14 \pm 0.21$
ВерроSAX	[295]	$2.35 \pm 0.12$	2.01	$2.79 \pm 0.14$
ХММ/EPIC-PN	[159]	$2.15 \pm 0.16$	— <sup>a</sup>	$2.51 \pm 0.30$
ХММ/EPIC-PN	[65]	$2.24 \pm 0.16$	— <sup>a</sup>	$2.62 \pm 0.18$

- Поверхностная яркость внегалактического фона дана в единицах эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус, поток Крабовидной туманности — в единицах 10<sup>-8</sup> эрг/сек/см<sup>2</sup>. Энергетический диапазон 2–10 кэВ.

<sup>a</sup> - взаимная калибровка проводилась не при помощи наблюдений Крабовидной туманности, а при помощи одновременных наблюдений квазара 3C273 (подробнее смотри [224])

ского фона HEAO1/A2 примерно на 20% больше, чем значение, приведенное в работе [169]. Стоит отметить, что наиболее вероятной причиной этого отличия является другая “шкала потоков” или другое значение потока Крабовидной туманности, использованное в работе [169]

## 1.2 Функция светимости галактических рентгеновских источников

### 1.2.1 Введение

Излучение в рентгеновском (> 2 кэВ) диапазоне является часто встречающейся особенностью галактических объектов совершенно различной природы, от различных звезд с хромосферной/корональной активностью, как, например, наше Солнце (см. например, рис. 1.18), и ак-

аккрецирующих белых карликов до двойных звездных систем с нейтронными звездами и черными дырами. Несмотря на то, что объекты всех этих классов изучаются астрофизиками в течение довольно большого времени, и достигнут большой прогресс в понимании вклада *ярких* рентгеновских источников в суммарное рентгеновское излучение Галактики (см., например, [116, 107]), до сих пор существует значительная неопределенность в вопросе о функции светимости *слабых* рентгеновских источников, а также об их вкладе в суммарное излучение Галактики.

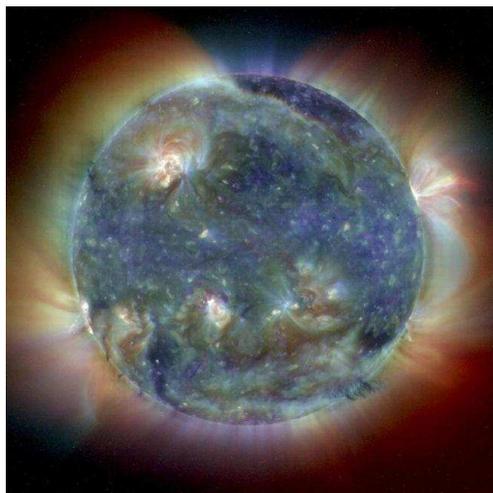


Рис. 1.18: Изображение Солнца в мягком рентгеновском диапазоне (результаты обсерватории SOHO). Излучение коронально активных звезд возникает в результате процессов, аналогичных показанным на рисунке.

В данной главе получена функция светимости галактических рентгеновских источников различной природы, покрывающей широкий диапазон светимостей — от  $L_x \sim 10^{27.5}$  до  $\sim 10^{39}$  эрг/сек (здесь  $L_x$  — светимость в диапазоне энергий 2–10 кэВ). Основное внимание уделено звездам с хромосферной активностью, аккрецирующим белым карликам и маломассивным двойным рентгеновским системам (двойным системам с маломассивной звездой компаньоном и компактным объектом). Поскольку эти звездные системы представляют собой долгоживущее население Галактики (возраст — более миллиарда лет), то следует ожидать, что функция светимости этих объектов, пересчитанная на

единичную звездную массу, будет практически одинакова для различных областей в нашей Галактике, а также и в других галактиках, имеющих похожее звездное население (для случая ярких маломассивных двойных рентгеновских систем это было продемонстрировано в работе Гильфанова [107]). Следовательно, функцию светимости слабых рентгеновских источников такого типа, полученную для окрестностей Солнца, можно будет применить для любых областей Галактики, лишь перемасштабировав на массу рассматриваемого звездного населения.

В случае молодых звездных систем, таких как молодые корональные звезды (см. например обзор [118]) или двойные рентгеновские системы с массивными звездами компаньонами, напротив, можно ожидать, что их распределение в Галактике будет сильно зависеть от истории звездообразования в данной конкретной области, а значит, функцию светимости, полученную при помощи исследований таких объектов в окрестностях Солнца, нельзя будет приложить к другим областям Галактики простым перемасштабированием на массу изучаемого звездного населения. Необходимо будет учесть нужным образом историю звездообразования. Однако, ввиду того, что темп звездообразования в нашей Галактике не очень большой ( $0.2-0.3 M_{\odot}/\text{год}$ ), то можно ожидать, что вклад молодых источников в суммарную светимость нашей Галактики будет небольшой. Для ярких галактических источников ( $L_x > 10^{35-36}$  эрг/сек) это было показано в работе [116].

Полученные в данной главе плотности объектов со светимостями  $L_x < 10^{34}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> основаны на измерениях обзоров всего неба обсерватории XTE имени Росси [223] и ROSAT (<http://www.xray.mpe.mpg.de/cgi-bin/rosat/rosat-survey>; [300]). В последнем случае для того, чтобы перевести светимости объектов из рабочего диапазона энергий обсерватории ROSAT 0.2-2.4 кэВ в диапазон энергий 2-10 кэВ, были использованы результаты измерений спектров некоторых объектов различными обсерваториями (АСКА, ЧАНДРА). Часть функции светимости в области  $L_x > 10^{35}$  эрг/сек взята из работы [107].

### **1.2.2 Малые светимости: обзор неба обсерватории RXTE**

Обзор неба в диапазоне энергий 3–20 кэВ, полученный при помощи наблюдений обсерватории XTE имени Росси (RXTE Slew Survey, или

XSS), имеет предел детектирования точечных источников  $2.5 \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> или лучше на более чем 90% неба (каталог составлен только для области неба с галактическими широтами более  $|b| > 10^\circ$ ).

Природа бóльшей части из 294 обнаруженных источников обзора XSS была определена. Из них более 100 источников являются активными ядрами галактик — аккрецирующими сверхмассивными черными дырами, 60 источников имеют галактическую природу, природа 21 источника остается невыясненной. Из набора галактических источников 14 объектов являются двойными системами с черными дырами или нейтронными звездами большой рентгеновской светимости. Функция светимости таких объектов в нашей Галактике была получена ранее в работах [116, 107] с использованием гораздо большей подборки источников, поэтому в данной главе не будут рассматриваться источники этого типа из обзора XSS. Из рассмотрения так же были исключены 4 области интенсивного звездообразования с большим количеством слабых рентгеновских источников (облака Туманность Ориона, Хамелеон 1, Хамелеон 2 и  $\rho$  Змееносца), горячая звезда сверхгигант  $\zeta$  Ориона, остаток вспышки сверхновой SN 1006 ввиду того, что эти источники являются представителями молодого населения Галактики. Также, из дальнейшего рассмотрения было исключено шаровое скопление NGC 6397, которое детектируется в обзоре XSS только благодаря тому, что из-за плохого углового разрешения инструментов обсерватории RXTE все рентгеновские источники скопления суммируются, формируя яркий объект. Однако, если бы угловое разрешение RXTE/PCA было бы лучше, то ни один из объектов шарового скопления NGC 6397 не был бы задетектирован при данной чувствительности.

Оставшиеся 40 источников, представляющие собой либо аккрецирующие белые карлики (катаклизмические переменные, CV), либо коронально активные звезды (AB), были дополнительно отобраны согласно следующим критериям: 1) источник должен быть задетектирован на усредненной карте обзора XSS, т.е. он не должен быть транзиентным и 2) детектирование источника не связано с тем, что он специально наблюдался обсерваторией RXTE.

Полученный набор источников из 30 звезд с активными коронами и катаклизмических переменных (см. таблицу 1.4) является практически статистически “чистым” набором и хорошо подходит для поставленной задачи — определения плотностей рентгеновских источников малой

Табл. 1.4: Источники из обзора неба обсерватории RXTE (XSS) – каталогические переменные либо звезды с активными коронами

XSS (J2000.0)	Название	Тип <sup>a</sup>	$D^b$ пк	$L_h^c$ эрг/с	$L_x^d$ эрг/с	Жесткость	$1/V_{\text{ген}}$ пк <sup>-3</sup>
02290–6931	RBS 324	P	250 <sup>1</sup>	31.88	31.70	0.41±0.25	$4.9 \times 10^{-8}$
02569+1931	XY Ari	IP	270 <sup>2</sup>	32.43	32.12	0.88±0.42	$1.2 \times 10^{-8}$
03089+4101	$\beta$ Per	AL	28 <sup>3</sup>	30.91	30.77	0.28±0.06	$8.9 \times 10^{-7}$
03385+0029	V711 Tau	RS	29 <sup>3</sup>	30.23	30.15	0.10±0.19	$8.2 \times 10^{-6}$
05019+2444	V1062 Tau	IP	1100 <sup>4</sup>	33.77	33.51	0.69±0.12	$1.2 \times 10^{-9}$
05295–3252	TV Col	IP	370 <sup>5</sup>	33.08	32.80	0.77±0.09	$3.1 \times 10^{-9}$
05432–4116	TX Col	IP	500 <sup>4</sup>	32.71	32.50	0.52±0.21	$6.3 \times 10^{-9}$
05450+6049	BY Cam	P	190 <sup>6</sup>	31.96	31.74	0.55±0.24	$3.9 \times 10^{-8}$
06132+4755	SS Aur	DN	280 <sup>7</sup>	32.17	31.97	0.48±0.24	$2.2 \times 10^{-8}$
07514+1442	PQ Gem	IP	400 <sup>4</sup>	32.79	32.54	0.68±0.20	$5.3 \times 10^{-9}$
08010+6241	HT Cam	IP	400 <sup>8</sup>	32.72	32.46	0.70±0.29	$6.2 \times 10^{-9}$
08142+6231	SU Uma	DN	260 <sup>7</sup>	32.16	31.99	0.37±0.17	$2.3 \times 10^{-8}$
11474+7143	DO Dra	IP	155 <sup>4</sup>	32.02	31.78	0.62±0.10	$3.3 \times 10^{-8}$
12392–3820	V1025 Cen	IP	400 <sup>9</sup>	32.36	32.19	0.37±0.14	$1.4 \times 10^{-8}$
12529–2911	EX Hya	IP	65 <sup>10</sup>	31.79	31.62	0.40±0.02	$6.2 \times 10^{-8}$
13355+3714	BH CVn	RS	45 <sup>3</sup>	31.15	31.07	0.11±0.11	$4.2 \times 10^{-7}$
14100–4500	V834 Cen	P	150 <sup>11</sup>	31.72	31.48	0.61±0.12	$7.6 \times 10^{-8}$
14241–4803	HD125599 <sup>e</sup>	?	90 <sup>3</sup>	30.72	30.62	0.15±0.15	$1.6 \times 10^{-6}$
14527–2414	HD130693 <sup>f</sup>	?	27 <sup>12</sup>	30.07	29.93	0.28±0.08	$1.4 \times 10^{-5}$
16167–2817	V893 Sco	DN	150 <sup>7</sup>	32.10	31.92	0.40±0.08	$2.7 \times 10^{-8}$
17309–0552	1RXSJ173021.5..	IP	3300 <sup>13</sup>	34.28	34.06	0.54±0.29	$8.1 \times 10^{-10}$
17597+0821	V2301 Oph	P	150 <sup>14</sup>	31.90	31.67	0.56±0.10	$4.6 \times 10^{-8}$
18080+0622	V426 Oph	DN	200 <sup>15</sup>	32.07	31.85	0.56±0.25	$2.9 \times 10^{-8}$
18164+5004	AM Her	P	79 <sup>7</sup>	31.77	31.50	0.74±0.05	$6.6 \times 10^{-8}$
18553–3111	V1223 Sgr	IP	510 <sup>16</sup>	33.73	33.45	0.76±0.02	$1.2 \times 10^{-9}$
19243+5041	CH Cyg	SS	250 <sup>17</sup>	32.26	31.87	1.25±0.26	$1.8 \times 10^{-8}$
21155–5836	CD Ind	P	250 <sup>18</sup>	31.90	31.64	0.70±0.24	$4.6 \times 10^{-8}$
22178–0822	FO Aqr	IP	300 <sup>4</sup>	32.85	32.53	0.94±0.09	$4.7 \times 10^{-9}$
22526+1650	IM Peg	RS	97 <sup>3</sup>	31.65	31.46	0.42±0.03	$9.3 \times 10^{-8}$
22551–0309	AO Psc	IP	250 <sup>4</sup>	32.57	32.33	0.60±0.10	$8.6 \times 10^{-9}$

<sup>a</sup> Типы источников: RS – двойная система типа RS CVn, AL – Algol, DN – карликовая Новая, P – поляр, IP – промежуточный поля, SS – симбиотическая звезда

<sup>b</sup> Список литературы, содержащей определение расстояния: 1 – [242], 2 – [155], 3 – каталог Hipparcos, 4 – [203], 5 – [174], 6 – [301], 7 – [272], 8 – [277], 9 – предположено, 10 – [80], 11 – [29], 12 – каталог Tycho, 13 – основано на работе [96], см. текст, 14 – [250], 15 – [124], 16 – [42], 17 – [256], 18 – нижний предел (Интернет страница, посвященная полярам MSSL, [http://www.mssl.ucl.ac.uk/www\\_astro/gal/polar.html](http://www.mssl.ucl.ac.uk/www_astro/gal/polar.html))

<sup>c</sup> Логарифм светимости в диапазоне 3–20 кэВ

<sup>d</sup> Логарифм светимости в диапазоне 2–10 кэВ

<sup>e</sup> Яркая звезда ( $V=8.5$ ) класса F7/8V связанная с ярким источником из обзора неба обсерватории ROSAT 1RXS J142148.7–480420

<sup>f</sup> Яркая звезда ( $V=8.2$ ) класса G6V связанная с ярким источником из обзора неба обсерватории ROSAT 1RXS J145017.6–242558=RBS 1436 [241]

светимости в окрестностях Солнца.

Для каждого источника каталог XSS предоставляет информацию о его потоке в диапазонах 3–8 кэВ и 8–20 кэВ. Расстояния до всех источников были взяты из опубликованных работ (см. комментарии к таблице 1.4), за исключением 1) промежуточного поляра V1025 Центавра, для которого было предположено расстояние 400 пк, типичное значение для промежуточных полярных в исследуемом наборе, 2) поляра CD Индейца, для которого был использован нижний предел на расстояние, и 3) источника XSS J17309–0552, который будет более подробно рассмотрен далее. В случае, если для системы существуют определения параллакса, например по каталогам Hipparcos или Tycho, то расстояние до системы было определено по этим измерениям. Для промежуточного поляра XSS J17309–0552/RXS J173021.5–055933, природа которого была лишь недавно определена [96], расстояние было оценено на основе измерений параметров звезды компаньона в работе [96]. А именно, использовалась информация, что звезда класса GV вносит вклад  $\sim 15\%$  в поток от двойной системы в спектральном диапазоне  $R$ . Принимая во внимание видимую величину двойной системы ( $m_V = 15.4$ ), межзвездное покраснение [ $E(B - V) \sim 0.45$ ], и предполагая, что звезда компаньон является звездой главной последовательности, расстояние до системы получается равным  $\sim 2300 - 3100$  пк. Однако, отмечая, что орбитальный период двойной системы достаточно велик (15.4 часа), можно сказать, что, скорее всего, звезда компаньон, заполняющая свою полость Роша, уже сошла с главной последовательности (см. например [255]), и, следовательно, имеет радиус больше, чем соответствующая звезда главной последовательности, значит, более правильной оценкой расстояния будет  $\sim 3300$  пк, которое и будет использоваться в дальнейшем.

Используя значения расстояний до источников, а также их потоков в диапазонах 3–8 кэВ и 3–20 кэВ, были определены светимости источников в диапазонах 2–10 кэВ ( $L_X$ ) и 3–20 кэВ ( $L_H$ ). Для дальнейшей работы нужны именно два спектральных диапазона для того, чтобы 1) проводить более естественные сравнения с результатами измерений приборов, работающих в стандартном рентгеновском диапазоне (2–10 кэВ), и 2) чтобы получить результат, непосредственно следующий из измерений спектрометра PCA обсерватории RXTE (3–20 кэВ).

Стоит отметить, что полученные светимости являются наблюдаемы-

ми величинами, т.е. они не были поправлены ни на какое поглощение, которое могло бы быть внутренней особенностью источников. Предполагается, что поправка на межзвездное поглощение в направлении на исследуемые источники (все источники расположены далеко от галактической плоскости) не влияет на определение потоков в диапазоне выше 3 кэВ. Это предположение в нашем случае верно для всех источников, включая даже источник ХУ Овна, который, как полагается, расположен за молекулярным облаком. Величина межзвездного поглощения в направлении на ХУ Овна  $N_H \sim 2 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ , оцененная, исходя из величины межзвездного покраснения  $A_V \sim 11.5$  [155], не меняет величину рентгеновского потока в нашем диапазоне более чем на 6%.

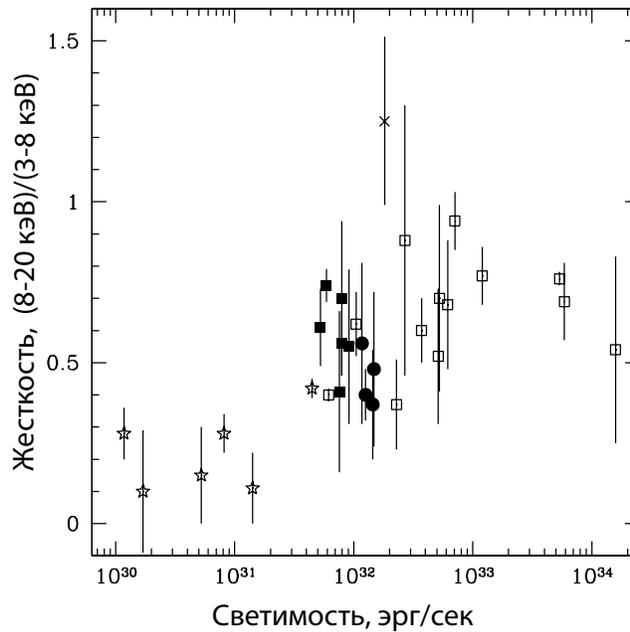


Рис. 1.19: Жесткость источников обзора XSS по данным RXTE/PCA как функция их светимости в диапазоне 3–20 кэВ. Открытыми звездами показаны коронально активные звезды, сплошными кружками — карликовые новые, сплошными квадратами — полярны, открытыми квадратами — промежуточные полярны, крестом показана симбиотическая звезда.

Используемый набор источников из обзора XSS включает 6 коронально активных звезд и 24 катаклизмических переменных. Из коро-

нально активных звезд в нашем наборе 3 источника являются двойными системами типа RS CVn, один источник — Алгол ( $\beta$  Персея) — является прототипом своего класса источников, и 2 источника являются звездами позднего спектрального класса главной последовательности (HD125599 и HD130693), которые можно отнести к классу коронально активных звезд на основании их рентгеновских светимостей, их малой рентгеновской жесткости и их спектрального класса. Из набора катаклизмических переменных 4 источника содержат белый карлик со слабым магнитным полем (карликовые Новые), 19 источников содержат белые карлики с сильным магнитным полем (6 полярных и 13 промежуточных полярных) и одна система является симбиотической звездой.

На рис. 1.19 показана жесткость рентгеновского спектра источников из используемого набора как функция их светимости. Как и ожидалось, спектры коронально активных звезд существенно мягче, чем спектры катаклизмических переменных. Среди катаклизмических переменных промежуточные полярные и симбиотическая звезда имеют наиболее жесткие спектры.

Несмотря на то, что число источников в вышеописанной подборке невелико, подборка получена из статистически “чистого” обзора неба и может быть использована для построения функции светимости галактических источников в пределах светимостей от  $\sim 10^{30}$  до  $\sim 10^{34}$  эрг/сек. При определении пространственных плотностей источников необходимо учитывать, что чувствительность обзора XSS зависит от направления на небо. Обычно это делается так называемым “методом  $1/V_m$ ” [239]. Для применения этого метода была использована карта чувствительности обзора XSS, приведенная в работе [223].

Для того, чтобы учесть, что рентгеновские источники изучаемых классов концентрируются к галактической плоскости, было использовано предположение, что объемная плотность источников падает с высотой над галактической плоскостью по закону  $\exp(-z/h)$ , где характерная высота  $h$  была принята  $h = 150$  пк. Это значение характерной высоты спада плотности согласуется с величиной, измеренной для катаклизмических переменных (см., например, [201]). Для коронально активных звезд величина высоты характерного спада плотности практически не влияет на результаты расчетов, поскольку все такие источники в используемом наборе расположены на очень малых расстояниях от галактической плоскости (не более  $\sim 100$  пк). Зависимость объемной

плотности источников от расстояния до центра галактики не играет роли, поскольку практически все изучаемые объекты находятся на почти одинаковом расстоянии от галактического центра. Таким образом, каждый стандартный объем  $\delta V_m$ , полученный для каждого телесного угла  $\delta\Omega$  (на галактической широте  $b$ ) взвешивался с объемной плотностью источников, посчитанной в телесном угле  $\delta\Omega$  и в пределах расстояний от 0 до  $d_{\max}$ , максимального расстояния, на котором источник мог бы быть зарегистрирован в обзоре XSS [273, 242]:

$$\delta V_{\text{ген}} = \delta\Omega \frac{h^3}{\sin^3 b} \left[ 2 - (\xi^2 + 2\xi + 2)e^{-\xi} \right] \quad (1.2)$$

где  $\xi = d_{\max} \sin b/h$ . Каждый источник из набора вносит вклад  $1/\sum \delta V_{\text{ген}}$  в оценку плотности источников и  $1/(\sum \delta V_{\text{ген}})^2$  в дисперсию этой величины. Суммы взяты по полному телесному углу обзора.

На рис. 1.20 приведена полученная дифференциальная функция светимости коронально активных звезд и катаклизмических переменных в энергетическом диапазоне 3–20 кэВ, покрывающая диапазон светимостей  $10^{30} - 10^{34}$  эрг/сек. Функция светимости нормирована на плотность звезд в локальной окрестности Солнца  $0.04 M_{\odot} \text{ пк}^{-3}$  [134, 228]. Величины  $1/V_{\text{ген}}$  для каждого источника XSS приведены в таблице 1.4. Промежуточный поляр XSS J17309–0552/RXS J173021.5–055933 не участвовал в определении функции светимости, поскольку оценка его рентгеновской светимости превысила порог нашей функции светимости  $10^{34}$  эрг/сек.

Необходимо провести проверку, насколько сильно на полученную функцию светимости сказывается наличие неидентифицированных источников (источников неизвестной природы) в анализируемой подборке. К настоящему времени в обзоре XSS 18 неидентифицированных источников<sup>3</sup> – см. таблицу 1.5. Несмотря на то, что, как было отмечено в работе [223], скорее всего, большинство из неидентифицированных источников XSS внегалактические и являются активными ядрами галактик, убедительных доказательств этому пока нет, а значит, при построении функции светимости галактических источников необходимо учесть

<sup>3</sup>Из 35 неидентифицированных источников, указанных в работе [236], 5 не детектируются на карте неба, усредненной за все время наблюдений, и поэтому не входят в настоящую подборку. Природа еще 12 источников, из тех, которые были неидентифицированы в то время, уже определена

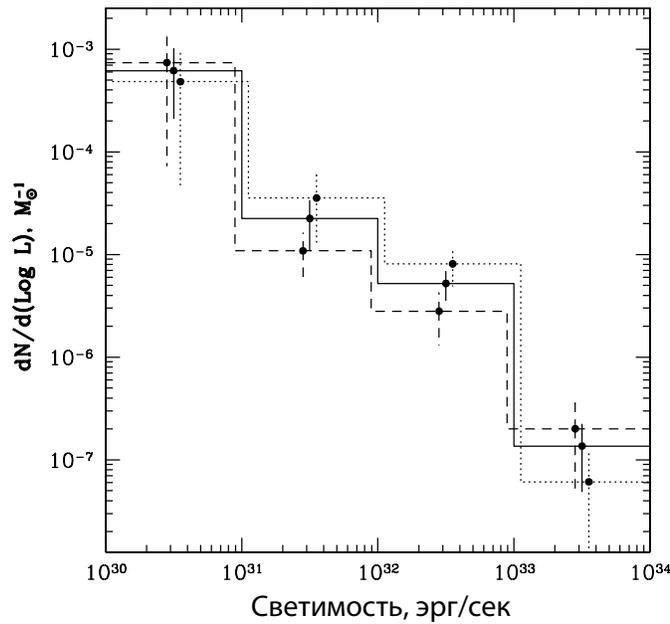


Рис. 1.20: Дифференциальная функция светимости коронально активных звезд и катаклизмических переменных в диапазоне энергий 3-20 кэВ, полученная из результатов обзора всего неба XSS. Функции светимости, полученные для всего неба, и отдельно для северной и южной частей неба показаны сплошными, пунктирным и штриховыми линиями. Функции светимости источников, полученные по северной и южной частям неба, сдвинуты вдоль оси светимости для наглядности.

также эту подборку.

Можно ожидать, что наша подборка идентифицированных источников обзора XSS полна по отношению к коронально активным звездам со светимостью более чем  $L_{\text{H}} \gtrsim 10^{30}$  эрг/сек. Во-первых, очень маловероятно, что более чем один-два из 13 неидентифицированных источников XSS без ассоциированного с ним источника обзора неба обсерватории РОСАТ (RASS) окажется рентгеновски яркой звездой, поскольку, обычно, такие источники имеют очень мягкий рентгеновский спектр и излучают значительно больше энергии в рабочем диапазоне обсерватории РОСАТ, чем обсерватории RXTE. Для демонстрации этого утверждения на рис. 1.21 приводится отношение наблюдаемого потока источников на детекторе PSPC обсерватории РОСАТ (рабочий

Табл. 1.5: Неидентифицированные источники обзора неба XSS

Источник XSS (J2000.0)	Жесткость	Возможный источник из обзора всего неба RASS
00050–6904	$0.46 \pm 0.11$	
00564+4548	$0.52 \pm 0.08$	1RXS J005528.0+461143
02087–7418	$0.86 \pm 0.23$	
05188+1823	$0.70 \pm 0.34$	
12270–4859	$0.52 \pm 0.13$	1RXS J122758.8–485343
13563–7342	$0.46 \pm 0.26$	
14101–2936	$1.19 \pm 0.47$	
14138–4022	$0.46 \pm 0.23$	
14239–3800	$0.51 \pm 0.21$	1RXS J142149.8–380901
14353–3557	$0.59 \pm 0.33$	
14495–4005	$0.45 \pm 0.15$	
15360–4118	$0.63 \pm 0.29$	
16049–7302	$0.76 \pm 0.32$	
16537–1905	$0.70 \pm 0.24$	
17223–7301	$0.37 \pm 0.27$	1RXS J171850.0–732527 <sup>a</sup>
17576–4534	$0.63 \pm 0.30$	
18486–2649	$0.43 \pm 0.24$	
19303–7950	$0.49 \pm 0.24$	1RXS J194944.6–794519

<sup>a</sup> Возможно связан со звездой Тус 9288-744-1 ( $V=9.8$ )

диапазон энергий 0.1–2.4 кэВ) к их потоку на детекторах спектрометра PCA обсерватории RXTE (рабочий диапазон энергий 3–20 кэВ). Для 13 источников XSS без ассоциированных с ними источников из обзора неба обсерватории ROSAT верхний предел на поток в диапазоне ROSAT/PSPC был получен, исходя из потока самого яркого источника RASS в области локализации источника XSS (обычно это круг радиусом 0.5-1.0°, [223]). Видно, что неидентифицированные источники обзора XSS существенно жестче, чем известные коронально активные звезды из использованной подборки.

Во вторых, 5 неидентифицированных источников, которые уверенно ассоциируются с источниками обзора RASS (см. таблицу 1.5), имеют, в результате, достаточно малую область локализации (типично менее 30 угл.секунд), чтобы количество ярких звезд внутри такой области не было большим. Источник со светимостью в диапазоне 3–20 кэВ  $10^{30}$ –

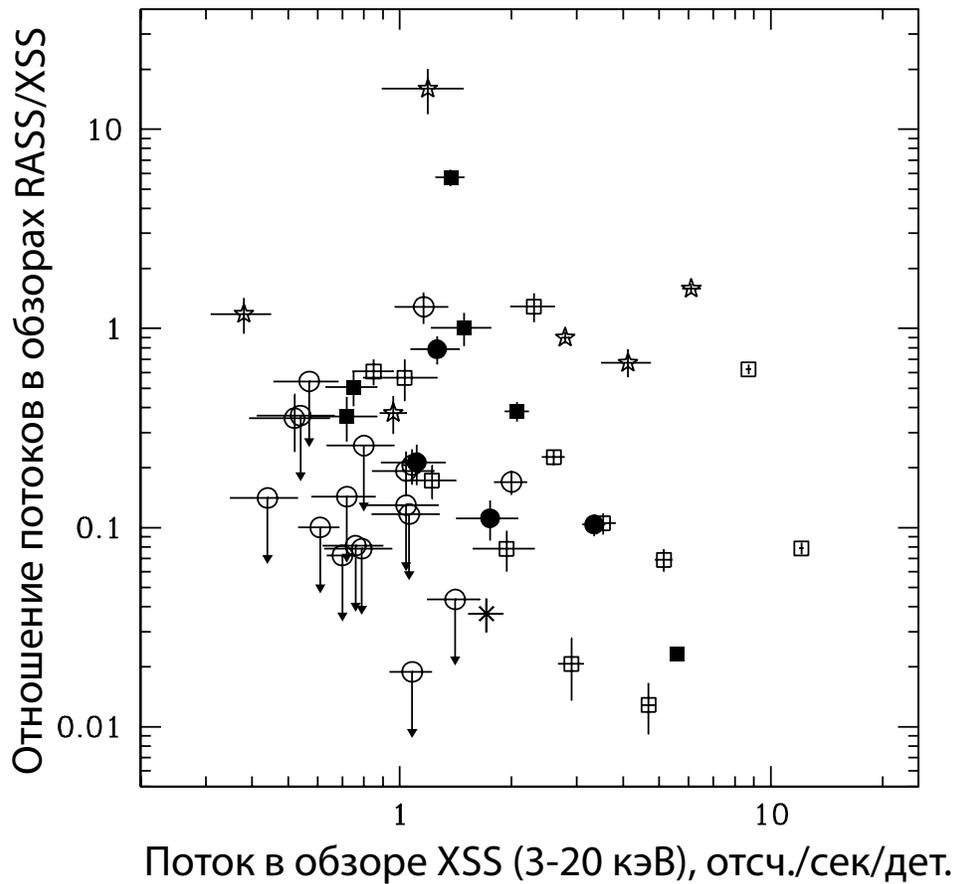


Рис. 1.21: Отношение потока источников в детекторе РОСАТ/PSPC (рабочий диапазон энергий 0.1–2.4 кэВ) к их потоку в детекторах RXTE/PCA (рабочий диапазон 3–20 кэВ) для идентифицированных и неидентифицированных источников обзора неба XSS. Идентифицированные источники показаны такими же значками как на рис. 1.19, неидентифицированные источники показаны открытыми кружками. Верхние пределы на поток источников в детекторе РОСАТ/PSPC взяты из каталога обзора всего неба обсерватории РОСАТ [300] за исключением источника V1062 Тельца, для которого были использованы результаты специального наблюдения этого источника обсерваторией РОСАТ. На графике не показан источник XY Овна, поскольку его поток в мягком рентгеновском диапазоне (РОСАТ/PSPC) сильно подавлен межзвездным поглощением [155], не являющимся внутренним свойством источника.

$10^{31.5}$  эрг/сек (бóльшие числа практически невероятны для рентгеновских звезд) может быть зарегистрирован в обзоре XSS лишь до расстояний  $\sim 20-100$  пк. Коронально активные звезды обычно являются быстровращающимися (возможно в двойной системе) звездами поздних спектральных классов либо главной последовательности либо уже сошедшими с главной последовательности, с абсолютными звездными величинами порядка  $M_V \lesssim 6$  (см., например, [252, 165]). Таким образом, если бы какой-либо неидентифицированный источник обзора XSS был бы рентгеновски яркой звездой с мощной корональной активностью, следовало бы ожидать, что в области локализации ассоциированного с ним источника RASS была бы яркая звезда с  $V \sim 11$ . Поиск ярких звезд в каталогах Hipparcos и Tycho дал только одного возможного кандидата — XSS J17223–7301/1RXS J171850.0–732527 (см. таблицу 1.5). Если это предположение подтвердится и источник XSS J17223–7301 действительно окажется коронально активной звездой, то это лишь незначительно изменит наши оценки объемных плотностей коронально активных звезд. На рис. 1.22 наглядно продемонстрировано предыдущее рассуждение — показано соотношение между звездной величиной источника в спектральном диапазоне  $R$  (или ее нижним пределом) и его потоком на детекторах RXTE/PCA для идентифицированных объектов и тех 5 неидентифицированных источников, которые уверенно ассоциируются с источниками обзора RASS. Видно, что неидентифицированные источники XSS (за исключением XSS J17223–7301, о котором сказано выше) значительно менее ярки, чем коронально активные звезды.

С другой стороны, источники — кандидаты в катаклизмические переменные из обзора XSS могут как отсутствовать в обзоре RASS из-за жесткости их спектра (см. рис. 1.21), так и быть неяркими в оптическом диапазоне (см. рис. 1.22). Поэтому, можно предположить, что некоторые из неидентифицированных источников обзора XSS принадлежат именно к этому классу.

Для того, чтобы оценить влияние этой неопределенности на получаемую функцию светимости можно провести следующий тест. Используемая подборка источников практически полна с точки зрения идентификации в северном полушарии: из 18 источников с величинами склонения ( $Dec$ )  $> 0$  лишь два являются источниками неизвестной природы. На южном небе ситуация значительно сложнее: из 29 источников (исключая источник XSS J17309–0552/RXS J173021.5–055933 с боль-

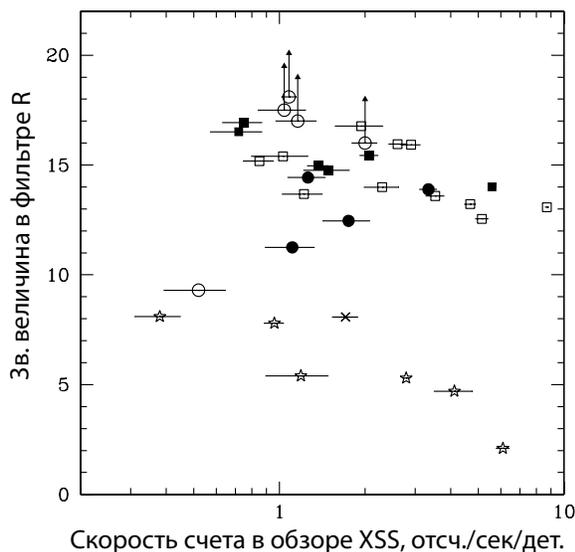


Рис. 1.22: Звездная величина в спектральном диапазоне  $R$  как функция потока источников на детекторах RXTE/PCA для идентифицированных и 5 неидентифицированных источников обзора XSS, которые уверенно ассоциируются с источниками обзора RASS. Идентифицированные источники различных классов показаны такими же символами как на рис. 1.19, неидентифицированные источники показаны открытыми кружками. Все звездные величины в спектральном диапазоне  $R$  взяты из каталога USNO-B1.0. Источник XY Овна не показан ввиду того, что его оптический поток сильно подавлен поглощением в молекулярном облаке [155].

шой светимостью  $> 10^{34}$  эрг/сек) 16 являются источниками неизвестной природы. Таким образом, разумно сравнить функции светимости галактических источников, полученные отдельно по источникам северного и южного неба. Как показано на рис. 1.20, полученные функции светимости хорошо согласуются друг с другом и функцией светимости, полученной по всему небу. Немного меньшая плотность источников со светимостями  $> 10^{31-32}$  эрг/сек, полученная по источникам южного неба, указывает на то, что на южном небе есть некоторая доля неидентифицированных источников XSS — катаклизмических переменных.

**1.2.3 Сверхмалые светимости: обзор RASS**

Рентгеновская светимость, доступная для изучения при помощи обзора XSS — не менее  $L_x \approx 10^{30}$  эрг/сек в диапазоне 2–10 кэВ. Для того, чтобы продолжить исследование функции светимости галактических рентгеновских источников в область меньших светимостей, необходимо иметь обзор всего неба более чувствительный, чем XSS, и при этом достаточно полный с точки зрения определения природы обнаруженных объектов. Поскольку таких обзоров в стандартном рентгеновском диапазоне 2–10 кэВ настоящее время не существует, нужно искать другой подход.

Ввиду того, что подавляющее большинство рентгеновских источников со светимостью менее, чем  $L_x < 10^{30}$  эрг/сек являются коронально активными звездами с достаточно мягкими спектрами без сильного внутреннего фотопоглощения, для изучения популяции таких галактических источников вполне подходит обзор неба обсерватории ROSAT (ROSAT All Sky Survey, RASS). Используя информацию о спектрах источников, полученную различными обсерваториями, работающими в том числе и в стандартном рентгеновском диапазоне, можно пересчитать светимости источников, обнаруженных обсерваторией ROSAT в энергетическом диапазоне 0.1–2.4 кэВ, в более жесткие энергетические диапазоны.

Приведенный ниже анализ базируется на двух опубликованных каталогах, являющихся выборками из каталога RASS: 1) каталог 100 самых ярких рентгеновских звезд в 50 пк от Солнца [165], и 2) каталог RASS ближайших звезд [127]. Первый каталог включает в себя все звезды, светимость которых в диапазоне 0.1–2.4 кэВ ( $L_s$ ) больше, чем  $9.8 \times 10^{29}$  эрг/сек. Второй каталог включает в себя все объекты из Третьего каталога ближайших звезд [111], которые были задетектированы в обзоре RASS. Оба эти каталога хорошо подходят для решения поставленной задачи ввиду того, что они полны с точки зрения идентификации источников и предоставляют информацию о расстояниях до источников.

Коронально активные звезды в двойных системах типов RS CVn, BY Dra, Algol, W Uma и других (основной вклад дают первые два типа) составляют 43% подборки [165]. Другие 42% источников являются в основном молодыми звездами главной последовательности или еще не

Табл. 1.6: Объемные плотности рентгеновских звезд, полученные по результатам обзора RASS

$\log L_s$	D пк	Все звезды		ABs		Каталог
			Плотность, $\text{пк}^{-3}$		Плотность, $\text{пк}^{-3}$	
31.0–31.5	50	7	$(1.3 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	6	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$	[165]
30.5–31.0	50	18	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^{-5}$	12	$(2.3 \pm 0.7) \times 10^{-5}$	[165]
30.0–30.5	50	73	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	24	$(4.6 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	[165]
29.5–30.0	25	31	$(4.7 \pm 0.9) \times 10^{-4}$	9	$(1.4 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	[127]
...	15			3	$(2.1 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	[127]
29.0–29.5	25	96	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	11	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-4}$	[127]
...	15			7	$(5.0 \pm 1.9) \times 10^{-4}$	[127]
28.5–29.0	25	131	$(2.0 \pm 0.2) \times 10^{-3}$	5	$(8.0 \pm 3.0) \times 10^{-5}$	[127]
...	15			3	$(2.1 \pm 1.2) \times 10^{-4}$	[127]
28.0–28.5	20	132	$(3.9 \pm 0.3) \times 10^{-3}$			[127]
27.5–28.0	11	48	$(8.6 \pm 1.2) \times 10^{-3}$			[127]
27.0–27.5	6	18	$(2.0 \pm 0.5) \times 10^{-2}$			[127]

вышедшими на главную последовательность, 15% звезд не классифицировано. Таким образом, используя этот каталог, можно определить как объемную плотность всех рентгеновских звезд, так и отдельно объемную плотность только коронально активных звезд (AB). Поскольку каталог [165] содержит все объекты со светимостью  $> 9.8 \times 10^{29}$  эрг/сек внутри заданного объема, объемная плотность источников может быть найдена как:

$$\rho = \frac{N}{(4\pi/3)D^3}, \quad (1.3)$$

где  $D = 50$  пк. В данном случае можно пренебречь небольшим уменьшением объемной плотности источников с расстоянием от галактической плоскости. Полученные объемные плотности источников в различных интервалах светимости приведены в таблице 1.6. Нужно отметить, что несмотря на то, что в расчете не принимались во внимание источники, не классифицированные в каталоге [165], их влияние на полученные значения объемных плотностей незначительно.

Каталог [127] в пределах 25 пк от Солнца является полным по отношению к звездам, имеющим светимость более  $L_s > 1.5 \times 10^{28}$  эрг/сек.

Это следует из того, что 97% неба были покрыты обсерваторией РОСАТ с экспозицией более чем 100 секунд [300], что для коронально активных звезд соответствует пределу детектирования в диапазоне 0.1–2.4 кэВ  $\sim 2 \times 10^{-13}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> [127]. Используя величину этого предела, легко найти расстояние  $D$ , вплоть до которого каталог [127] будет полным для источников со светимостью выше некоторой. Затем, используя уравнение (1.3), можно оценить объемную плотность рентгеновских звезд внутри расстояния  $D$ , чья светимость превышает этот предел.

Для того, чтобы отделить коронально активные звезды в двойных системах от других классов рентгеновских звезд, необходимо использовать информацию о классах источников, отсутствующую в [127]. Для получения этой информации были использованы каталоги звезд с активными хромосферами [258, 137]. Несколько дополнительных систем типа RS CVn и W Uma были обнаружены в Общем каталоге переменных звезд [234]. Поскольку возможно, что все использованные каталоги не полны по отношению к звездам малой светимости, дальнейший статистический анализ коронально активных звезд был ограничен снизу светимостью  $L_s > 10^{28.5}$  эрг/сек. Сравнение полученных объемных плотностей коронально активных звезд в двойных системах в 15 пк окрестности Солнца и 25 пк окрестности Солнца показало хорошее согласие этих величин. Однако, их небольшое отличие, возможно, указывает на то, что действительно в интервале светимостей  $10^{28.5} - 10^{29.5}$  эрг/сек каталог коронально активных звезд в двойных системах несколько неполон в объеме 25 пк окрестности Солнца.

В таблице 1.6 приведены значения объемных плотностей рентгеновских звезд в нескольких интервалах по светимости, полученные из каталога [127].

Комбинация результатов, полученных из каталогов [165] и [127], дает функцию светимости рентгеновских звезд в диапазоне  $L_s \sim 10^{27} - 10^{31.5}$  эрг/сек (рис. 1.23). Хорошо видно, что в диапазоне светимостей между  $L_s \sim 10^{30.5}$  и  $\sim 10^{31.5}$  эрг/сек доминирует вклад коронально активных звезд в двойных системах (ABs). На меньших светимостях доля молодых звезд (а так же нормальных звезд с конвективными оболочками типа нашего Солнца) постепенно становится все больше.

Полученная плотность коронально активных звезд в двойных системах со светимостью  $L_s > 10^{28.5}$  эрг/сек  $(4.7 \pm 0.8) \times 10^{-4}$  пк<sup>-3</sup> (исполь-

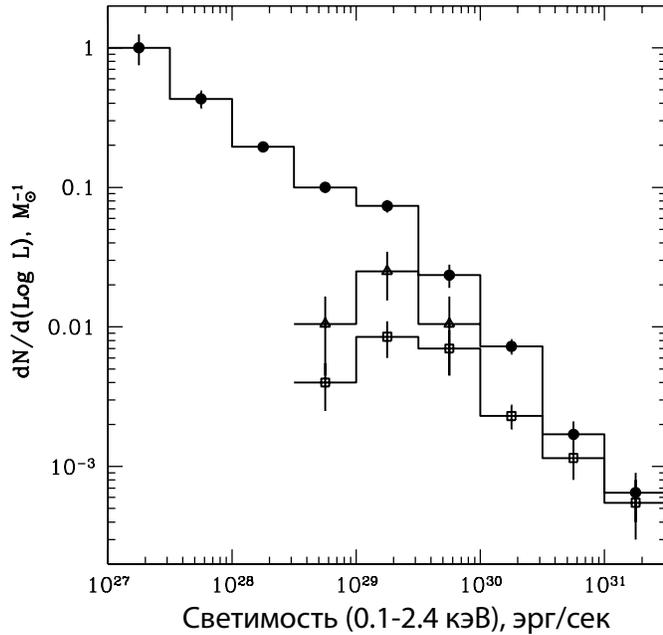


Рис. 1.23: Дифференциальная функция светимости звезд в окрестностях Солнца, полученная по результатам каталога RASS. Сплошными кружками показана функция светимости всех звезд, открытыми кружками показана функция светимости коронально активных звезд в двойных системах на расстояниях  $< 50$  пк от Солнца. Для трех интервалов по светимости показаны так же объемные плотности коронально активных звезд в двойных системах, посчитанные по 15 пк окрестности Солнца (показаны открытыми треугольниками)

звезды в 25 пк окрестность Солнца по каталогу [127]) в целом согласуется с плотностью, полученной по результатам обзора обсерватории имени Эйнштейна EMSS  $(2.9 \pm 0.6) \times 10^{-4} \text{ pc}^{-3}$  [87, 198]. Полученные плотности рентгеновских звезд показывают, что звезды с рентгеновской светимостью меньше, чем  $L_s < 10^{29}$  эрг/сек дают в совокупности менее 20% полной удельной светимости (см. таблицу 1.7).

Стоит отметить, что полученная функция светимости на рис. 1.23 покрывает диапазон от самых ярких коронально активных звезд ( $L_s \sim 10^{31.5}$  эрг/сек) до практически самых слабых рентгеновских звезд типа нашего Солнца ( $L_s \sim 10^{27}$  эрг/сек).

**Пересчет величин из диапазона энергий обсерватории РОСАТ в стандартный рентгеновский диапазон** Для того, чтобы правильно пересчитать функцию светимости рентгеновских звезд, полученную в мягком рентгеновском диапазоне, в энергетический диапазон 2–10 кэВ, необходима информация о спектрах источников. Поскольку большая часть источников из каталога RASS, использовавшихся в анализе, не наблюдались приборами, работающими в диапазоне 2–10 кэВ, сделать строгий пересчет невозможно. Однако, для пересчета усредненных характеристик, таких как функция светимости, можно воспользоваться информацией о спектрах репрезентативного набора источников. Для этой цели были получены спектры всех источников из каталогов [165] и [127], наблюдавшихся рентгеновскими обсерваториями в диапазоне энергий до 10 кэВ. Были получены спектры 22 источников из каталога [165] и 25 источников из каталога [127]. Все спектры были получены по результатам анализа данных обсерватории АСКА, за исключением звезды GJ 1245, спектр которой был получен по результатам наблюдений обсерватории ЧАНДРА.

Спектры источников в диапазоне 0.5-10 кэВ были аппроксимированы моделью:

$$\begin{aligned} \frac{dN(E)}{dE} &\propto E^{-1.5}, E < 0.8 \text{ кэВ} \\ &\propto E^{-\alpha}, E \geq 0.8 \text{ кэВ} \end{aligned}$$

Такая грубая модель спектра излучения рентгеновских звезд относительно хорошо подменяет собой более точную модель многотемпературного излучения оптически тонкой плазмы в атмосферах и хромосферах звезд (см., например, [240, 66, 118]), в которой в области энергии  $\sim 0.8$  кэВ присутствует большой набор мощных эмиссионных линий (см. рис. 1.24)

Для разных источников было получено, что величина наклона  $\alpha$  степенного спектра может варьироваться от  $\sim 3$  до  $\sim 5$  (в основном, в зависимости от светимости, см., например, рис. 1.24). Используя полученные модельные аппроксимации, были получены коэффициенты пересчета светимости источников в диапазон 2–10 кэВ из диапазона 0.5-2 кэВ.

Для того, чтобы провести пересчет из энергетического диапазона обзора неба RASS 0.1-2.4 кэВ в диапазон 0.5–2 кэВ, был использо-

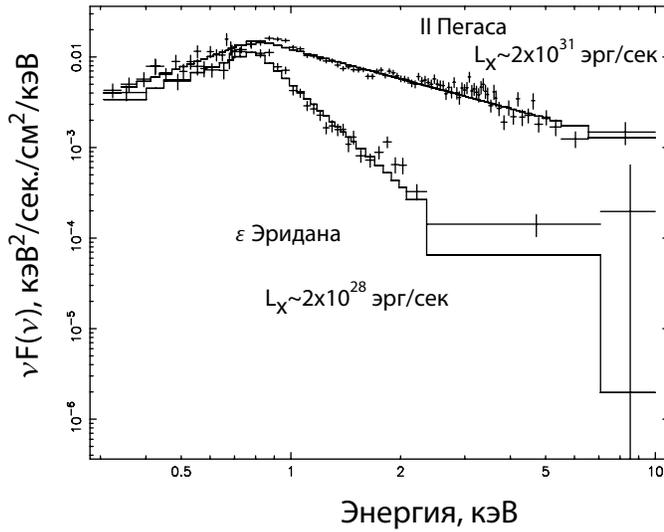


Рис. 1.24: Типичные спектры коронально активных звезд по данным наблюдений спектрометра GIS обсерватории АСКА. Гистограммой показана модель из двух степенных законов со сломом на энергии 0.8 кэВ, применяемая для пересчета светимостей источников из диапазона 0.5–2 кэВ в диапазон 2–10 кэВ.

ван коэффициент  $L(0.5-2 \text{ кэВ})/L_s \sim 0.7$ , полученный для рентгеновских звезд обсерваториями РОСАТ и НЕАО2 имени Эйнштейна [88].

Полученные таким образом значения коэффициентов  $L_x/L_s$  как функция  $L_s$  приведены на рис. 1.25.

Из рис. 1.25 видна хорошо известная тенденция ужесточения спектров рентгеновских звезд с увеличением их светимости (см., например, [240, 118]). Также видно, что коронально активные звезды в двойных системах неотличимы по жесткости от других рентгеновских звезд (например, молодых) такой же светимости. Отношение  $L_x/L_s$ , полученное усреднением значений индивидуальных объектов в скользящем окне шириной  $\Delta \log L_s = 0.5$ , дает заштрихованную область на рис. 1.25. Аппроксимация полученных значений степенным законом в виде

$$\left\langle \frac{L_x}{L_s} \right\rangle = 0.045 \left( \frac{L_s}{10^{28.5}} \right)^{0.23}, \quad (1.4)$$

на рис. 1.25 показана сплошной прямой.

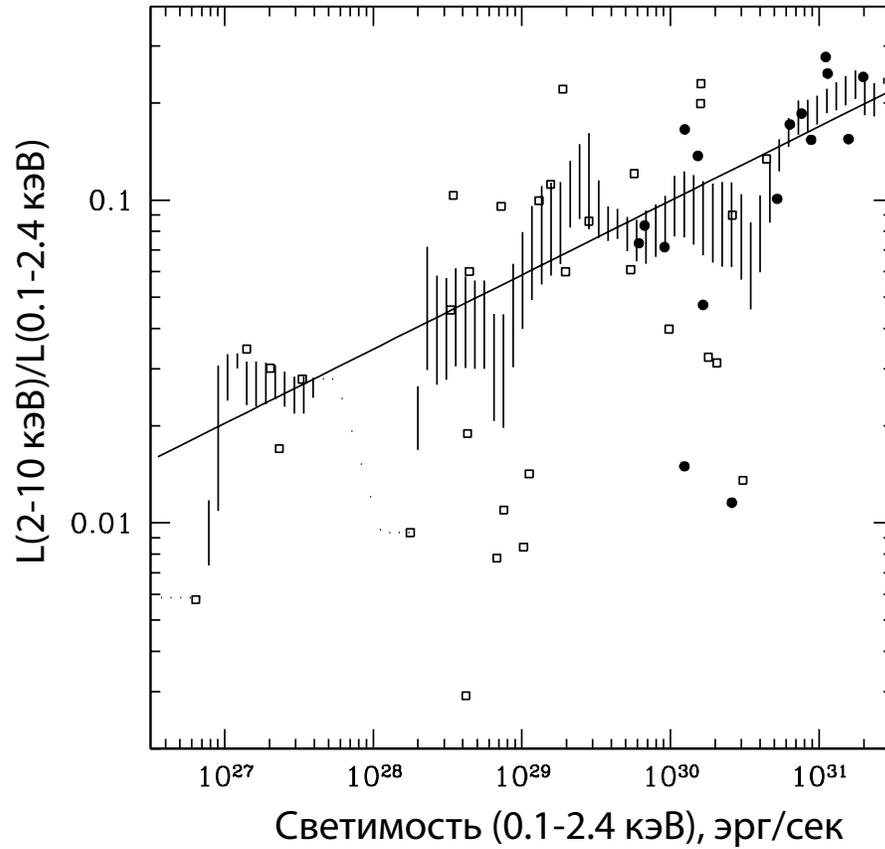


Рис. 1.25: Отношение светимостей рентгеновских звезд из обзора неба обсерватории РОСАТ по данным обсерваторий АСКА и ЧАНДРА в диапазонах 2–10 кэВ и 0.1–2.4 кэВ. Сплошными символами показаны коронально активные звезды в двойных системах, открытыми кружками — остальные рентгеновские звезды. Заштрихованной областью показано значение дисперсии индивидуальных значений относительно средних значений, посчитанных в данном интервале светимостей. Для усреднения использовалось скользящее окно шириной  $\Delta \log L_s = 0.5$ . Аппроксимация полученных коэффициентов степенным законом в виде (1.4) показана сплошной прямой.

Ширина заштрихованной области на рис. 1.25 показывает, что пересчет светимости большого ансамбля рентгеновских звезд из диапазона обзора RASS в диапазон энергий 2–10 кэВ может быть проделан с достаточно хорошей точностью, лучше, чем ~50%.

В дальнейшем также будет использоваться следующая формула пересчета светимости ансамбля рентгеновских звезд из диапазона RASS в диапазон энергий 3–20 кэВ:

$$\left\langle \frac{L_h}{L_s} \right\rangle = 0.02 \left( \frac{L_s}{10^{28.5}} \right)^{0.31}. \quad (1.5)$$

#### 1.2.4 Функция светимости галактических источников в диапазоне $10^{27.5} - 10^{34}$ эрг/сек

Используя результаты, полученные в §§ 1.2.2 и 1.2.3, можно получить функцию светимости галактических рентгеновских источников, покрывающую диапазон светимостей  $\sim 10^{27.5} - 10^{34}$  эрг/сек. Для построения функции светимости в диапазоне энергий 2–10 кэВ для источников из обзора XSS были использованы величины светимостей из таблицы 1.4. Для источников из обзора RASS светимости индивидуальных объектов были пересчитаны по формуле (1.4) и затем вычислены объемные плотности источников в данном интервале светимостей. Полученная таким образом функция светимости приведена на рис. 1.26(слева). Аналогичным образом полученная функция светимости источников в диапазоне 3–20 кэВ приведена на рис. 1.26(справа). Однако в этом случае было достаточно лишь пересчитать функцию светимости источников RASS, используя формулу (1.5).

Функции светимости, приведенные на рис. 1.26 домножены на светимость, для того, чтобы дать более наглядное представление о вкладе различных источников в полную рентгеновскую светимость единичной массы звезд. В интервале светимостей  $L_x < 10^{30.5}$  эрг/сек наряду с функцией светимости всех объектов отдельно показан вклад коронально активных звезд в двойных системах (т.е. исключая одиночные молодые звезды). Для того, чтобы грубо учесть неопределенность пересчета светимости источников из обзора RASS в светимость в диапазоне 2–10 кэВ и 3–20 кэВ, была добавлена 50% неопределенность к статистическим ошибкам измерения светимостей.

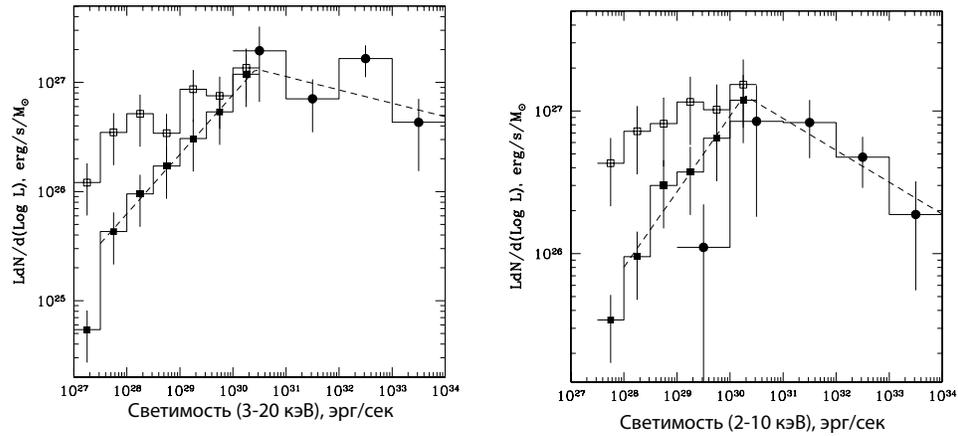


Рис. 1.26: **Слева:** Дифференциальная функция светимости рентгеновских звезд и катаклизмических переменных в диапазоне энергий 2–10 кэВ, нормированная на единичную звездную массу. Оценки, полученные из обзора XSS, показаны сплошными кружками, оценки, полученные из обзора RASS для всех звезд, показаны открытыми квадратами, для коронально активных звезд в двойных системах — сплошными квадратами. Неопределенности оценок плотностей по данным RASS включают в себя 50% неопределенность пересчета светимостей источников из диапазона RASS (0.1-2.4 кэВ). Штриховой кривой показана аппроксимация полученной функции светимости формулой (1.6). **Справа:** То же самое для диапазона энергий 3–20 кэВ. Штриховая кривая показывает аппроксимацию функции светимости формулой (1.7)

Интересно отметить, что функции светимости, полученные по данным различных обзоров неба — XSS и RASS — пересекаются в интервале светимостей  $\sim 10^{30}$  эрг/сек, где основной вклад в объемную плотность источников дают коронально активные звезды в двойных системах, и оценки объемных плотностей этих источников по результатам двух обзоров хорошо согласуются друг с другом. В дальнейшем анализе оценки плотностей источников по данным обзора XSS будут использоваться в интервале светимостей ( $10^{30}, 10^{34}$ ) эрг/сек, а оценки плотностей по данным RASS — на меньших светимостях.

Широкополосная функция светимости коронально активных звезд в двойных системах и катаклизмических переменных в интервале светимостей  $10^{28} - 10^{34}$  эрг/сек может быть аппроксимирована функцией:

$$\frac{dN}{d\log L_x} = K \begin{cases} (L_b/L_x)^{\alpha_1}, & L_x < L_b, \\ (L_b/L_x)^{\alpha_2}, & L_x > L_b, \end{cases} \quad (1.6)$$

где  $K \approx 6.8 \times 10^{-4} M_{\odot}^{-1}$ ,  $L_b \approx 1.9 \times 10^{30}$  эрг/сек,  $\alpha_1 \approx 0.47$  и  $\alpha_2 \approx 1.22$ . Следует отметить, что неполнота использованных каталогов может повлиять на оценки плотностей источников со светимостями меньше  $L_x \sim 10^{28}$  эрг/сек (что соответствует светимости  $L_s \sim 10^{29.5}$  эрг/сек). Аналогичным образом, функция светимости источников в энергетическом диапазоне 3–20 кэВ может быть аппроксимирована формулой:

$$\frac{dN}{d\log L_h} = K \begin{cases} (L_b/L_h)^{\alpha_1}, & L_h < L_b, \\ (L_b/L_h)^{\alpha_2}, & L_h > L_b, \end{cases} \quad (1.7)$$

здесь  $K \approx 4.9 \times 10^{-4} M_{\odot}^{-1}$ ,  $L_b \approx 2.7 \times 10^{30}$  эрг/сек,  $\alpha_1 \approx 0.45$  и  $\alpha_2 \approx 1.12$ . Эти аналитические модели показаны на рис. 1.26 штриховыми кривыми.

### 1.2.5 Кумулятивная излучательная способность

Используя полученные дифференциальные функции светимости, можно оценить кумулятивную излучательную способность рентгеновских источников со светимостями менее, чем  $10^{34}$  эрг/сек в окрестностях Солнца. Они приведены на рис. 1.27. В таблице 1.7 приведены численные значения полученных оценок объемных плотностей различных источников, а также их кумулятивной излучательной способности в различных диапазонах. Оценки плотности маломассивных двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами взяты из § 1.2.6.

Приблизительно 80% полной светимости окрестностей Солнца в диапазоне 2–10 кэВ производится источниками со светимостями  $L_x > 10^{30}$  эрг/сек. В окрестностях Солнца дополнительный существенный вклад ( $\sim 30\%$ ) дают молодые звезды с  $L_x \lesssim 10^{30}$  эрг/сек. Удельный вклад молодых звезд уменьшается при переходе в более жесткий рентгеновский диапазон 3–20 кэВ из-за того, что они преимущественно имеют мягкие спектры (см. левую и правую панели рис. 1.27).

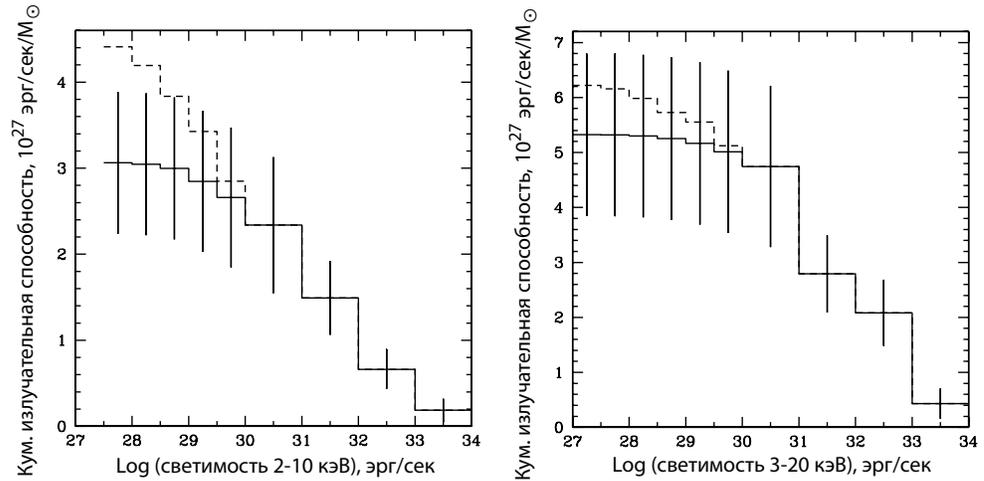


Рис. 1.27: **Слева:** Кумулятивная излучательная способность коронально активных звезд в двойных системах и катаклизмических переменных в зависимости от нижнего предела суммирования функции светимости источников в диапазоне энергий 2–10 кэВ (сплошная кривая). Штриховой кривой показана кумулятивная излучательная способность всех объектов, включая молодые звезды. Неопределенности измерений оценены при помощи простого переноса ошибок из дифференциальной функции светимости, показанной на рис. 1.26). **Справа:** То же самое для диапазона энергий 3–20 кэВ.

Нужно отметить, что нижняя граница светимости на рис. 1.27 соответствует светимости в мягком рентгеновском диапазоне ( $0.1-2.4$  кэВ)  $L_s \sim 10^{29}$  эрг/сек и вклад в кумулятивную излучательную способность единичной массы звезд на энергиях  $>2$  кэВ объектов с меньшей светимостью (включая обычные звезды типа нашего Солнца) пренебрежимо мал, ввиду того, что эти объекты уже в кумулятивную излучательную способность в мягком рентгеновском диапазоне вносят менее 20%, а их спектр, как правило, очень мягкий и практически не продолжается на энергии выше  $>2$  кэВ.

Обзоры всего неба и каталоги, использовавшиеся в предыдущем анализе, не позволяют сделать хорошую оценку излучательной способности катаклизмических переменных в мягком рентгеновском диапазоне. Обзор всего неба XSS не подходит для этой цели, потому что спектральная компонента, дающее излучение в диапазоне энергий обзора

Табл. 1.7: Плотности и кумулятивные излучательные способности различных классов галактических объектов.

Тип	Плотность источников со светимостью выше данной ( $M_{\odot}^{-1}$ )	Изл.способность ( $10^{27}$ эрг/сек/ $M_{\odot}^{-1}$ )		
		0.1–2.4 кэВ	2–10 кэВ	3–20 кэВ
ABs	$\sim 1.2 \times 10^{-2}$ ( $L_x > 10^{27.5}$ эрг/сек)	(14 ± 4)	2.0 ± 0.8	2.9 ± 1.3
CVs	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-5}$ ( $L_x > 10^{31}$ эрг/сек)	$\lesssim 1-2$	1.1 ± 0.3	2.4 ± 0.6
ABs+CVs		$\sim 15$	3.1 ± 0.8	5.3 ± 1.5
YSs		24 ± 3	1.5 ± 0.4	1.0 ± 0.2
ABs+CVs+YSs		$\sim 40$	4.5 ± 0.9	6.2 ± 1.5
LMXBs	$\sim 3 \times 10^{-9}$ ( $L_x > 10^{36}$ эрг/сек)	$\sim 40^a$	$\sim 90^b$	

<sup>a</sup> Излучательная способность в диапазоне 0.5–2 кэВ получена из величины в диапазоне 2–10 кэВ в предположении, что типичный спектр объектов может быть описан степенным законом с фотонным индексом  $\Gamma = 1.56$ , что приблизительно верно для объектов в интервале светимостей  $10^{36}$  эрг/сек  $< L_x < 10^{39}$  эрг/сек [131].

<sup>b</sup> Кумулятивная излучательная способность в диапазоне 2–10 кэВ является числом, усредненным по измерениям нескольких близких галактик [107].

XSS (3–20 кэВ), часто подавлена на более низких энергиях за счет внутреннего фотопоглощения в источниках (см., например [61, 260]), в то время, как другая, мягкая компонента излучения часто появляется в диапазоне энергий обсерватории РОСАТ, причем относительные нормировки этих компонент могут сильно варьироваться от источника к источнику ([60], см также рис. 1.21). Таким образом, для того, чтобы получить хорошую оценку кумулятивной излучательной способности катаклизмических переменных в мягком рентгеновском диапазоне, нужно использовать обзор всего неба, сделанный именно в этом диапазоне и полный с точки зрения определения природы обнаруженных объектов, такой, как, например, Обзор ярких источников всего неба обсерватории РОСАТ (Rosat Bright Survey, RBS, [241]).

Этот обзор использовался в работе [242] для получения оценки объемной плотности катаклизмических переменных с белыми карликами, имеющими слабое магнитное поле. Подборка из 15 таких источников с известными расстояниями до них (таблица 4 в работе [242]) позволяет получить величину их кумулятивной излучательной способности (нормированную на единичную звездную массу):  $\sim 7 \times 10^{26}$  эрг/сек.

К сожалению, как отмечено в работе [242], подборка аккрецирующих белых карликов с большими магнитными полями из каталога RBS

[241] содержит много объектов с неизвестными расстояниями до них, что не позволяет использовать ее для исследования пространственного распределения таких источников в Галактике.

Используя известную оценку объемной плотности аккрецирующих белых карликов с большими магнитными полями  $\sim 3 \times 10^{-7} \text{ pc}^{-3}$  [201, 301], которая, возможно, является смещенной ввиду различных эффектов наблюдательной селекции, но, тем не менее, которая согласуется с оценкой, полученной в данной работе для аккрецирующих белых карликов с большими магнитными полями со светимостям  $L_x > 10^{31} \text{ эрг/сек}$   $(4.8 \pm 1.6) \times 10^{-7} \text{ пк}^{-3}$ , и, предполагая среднюю светимость этих источников  $L_s \sim 5 \times 10^{31} \text{ эрг/сек}$  (см., например, [34]), можно получить, что их кумулятивная излучательная способность равна  $\sim 4 \times 10^{26} \text{ эрг/сек}/M_\odot$ . Допуская, что эта оценка неточна с фактором порядка единицы, можно заключить, что суммарная излучательная способность аккрецирующих белых карликов с сильными и слабыми магнитными полями в мягком рентгеновском диапазоне не более, чем  $(1 - 2) \times 10^{27} \text{ эрг/сек}/M_\odot$ . Из этой оценки непосредственно следует вывод, что в мягком рентгеновском диапазоне кумулятивная излучательная способность объектов звездного типа определяется в основном излучением коронально активных и молодых звезд (см. таблицу 1.7).

### **1.2.6 Большие светимости: LMXB**

Функция светимости галактических двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами, в которых компаньоном является маломассивная звезда (LMXB), в диапазоне 2–10 кэВ получена в работе Гримма и др. [116]. В работе Гильфанова [107] было показано, что функция светимости LMXB, полученная для 12 ближайших галактик, включая нашу Галактику Млечный Путь, имеет универсальную форму, а ее нормировка пропорциональна звездной массе галактики. Поскольку ожидается, что функция светимости слабых источников, полученная выше, имеет такую же пропорциональность в нормировке, то можно “сшить” функцию светимости слабых галактических рентгеновских источников ( $\sim 10^{27} - 10^{34} \text{ эрг/сек}$ ) с функцией светимости ярких источников ( $\sim 10^{35} - \sim 10^{39} \text{ эрг/сек}$ ). Аналитическая аппроксимация функции светимости ярких галактических источников (LMXB) может быть взята

из работы Гильфанова [107]:

$$\frac{dN}{d\log L_x} = K \begin{cases} (L_1/L_x)^{\alpha_1}, & L_x < L_1, \\ (L_1/L_x)^{\alpha_2}, & L_1 < L_x < L_2, \\ (L_1/L_2)^{\alpha_2} (L_2/L_x)^{\alpha_3}, & L_x > L_2, \end{cases} \quad (1.8)$$

здесь  $K = 1.9 \times 10^{-9} M_{\odot}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 0.0$ ,  $\alpha_2 = 0.86$ ,  $\alpha_3 = 3.8$ ,  $L_1 = 1.9 \times 10^{37}$  эрг/сек,  $L_2 = 5.0 \times 10^{38}$  эрг/сек.

Полученная широкополосная дифференциальная функция светимости галактических источников (домноженная на светимость) показана на рис. 1.28.

В оставшемся не покрытым интервале светимостей  $10^{34} - \sim 10^{35}$  эрг/сек верхний предел на объемную плотность источников можно получить, используя обзор галактической плоскости, проведенный обсерваторией АСКА [259]. Этот обзор покрывает область приблизительно  $\approx 40$  кв. градусов в центральной части галактической плоскости ( $|l| < 45^\circ$ ,  $|b| < 0.4^\circ$ ), имея порог детектирования источников в диапазоне энергий 2–10 кэВ от  $\sim 10^{-12.5}$  до  $\sim 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, в зависимости от направления на небе.

Кривая подсчетов, полученная в работе [259] показывает, что, в среднем, в исследованной области поверхностная плотность галактических источников с потоком  $> 10^{-12.5}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> составляет примерно  $\sim 4$  источника на кв.градус, или  $\sim 290$  источников на исследуемую область. Поскольку природа бóльшей части слабых источников из этого обзора не определена, можно консервативно предположить, что все детектированные источники с потоком  $> 10^{-12.5}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> имеют светимость  $10^{34-35}$  эрг/сек. Чувствительность рассматриваемого обзора позволяет детектировать такие источники до расстояний более  $> 16$  кпк от Солнца, т.е. практически до внешнего края противоположной стороны Галактики. Используя модель распределения звездной массы в диске Галактики:

$$\rho \propto \exp \left[ - \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - \frac{R}{R_{\text{scale}}} - \frac{z}{z_{\text{scale}}} \right], \quad (1.9)$$

можно определить, что  $\approx 30\%$  всей массы диска содержится внутри  $|l| < 45^\circ$ ,  $|b| < 0.4^\circ$ . При расчете предполагалось, что  $R_m = 3$  кпк,

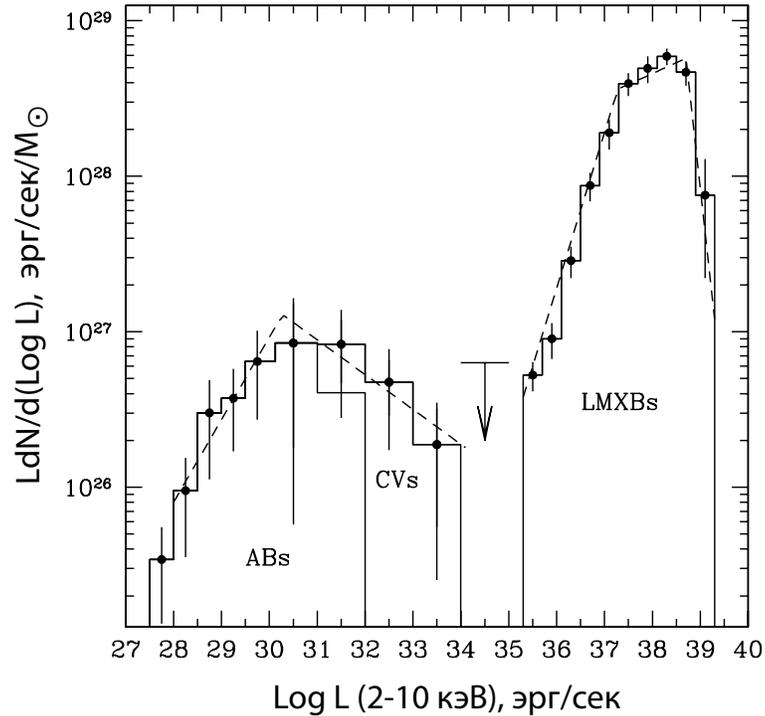


Рис. 1.28: Дифференциальная функция светимости коронально активных звезд, катаклизмических переменных и двойных звезд с нейтронными звездами и черными дырами. Аппроксимация функции светимости аналитическими формулами (1.6) и [107] показана штриховой кривой.

$R_{\text{scale}} = 3$  кпк,  $R_{\text{max}} = 10$  кпк и  $z_{\text{scale}} = 150$  пк [43, 93]. Принимая во внимание, что  $\sim 30\%$  массы нашей Галактики может содержаться в балдже и гало [31, 93], практически не покрытых рассматриваемым обзором АСКА, можно сделать консервативную оценку сверху числа источников в Галактике со светимостями в интервале  $10^{34}$  эрг/сек  $< L_x < 10^{35}$  эрг/сек  $< 290/0.3/(1 - 0.3) \sim 1400$  источников. Считая массу звезд в Галактике равной  $7 \times 10^{10} M_{\odot}$  [166, 107]), получаем верхний предел на объемную плотность таких источников (рис. 1.28).

Из рис. 1.28 хорошо видно, функция рентгеновской светимости галактических источников (исключая двойные системы с массивными звездами) имеет два явно выраженных максимума. Основной пик энерговыделения галактических источников, который приходится на свети-

мость порядка  $L_x \sim 10^{38}$  эрг/сек, дается, в основном, яркими двойными системами с нейтронными звездами, излучающими вблизи Эддингтоновского предела. Второй пик, на светимостях  $\sim 10^{29} - 10^{33}$  эрг/сек, обязан своим происхождением излучению звезд с активными коронами в двойных системах и катаклизмическим переменным — аккрецирующим белым карликам. В интервале  $10^{28} - 10^{34}$  эрг/сек полученную широкополосную функцию светимости можно описать формулой (1.6), в диапазоне  $10^{35} - 10^{39}$  эрг/сек — формулой (1.8). Обе аналитические аппроксимации показаны штриховыми кривыми на рис. 1.28.

На рис. 1.29 показана кумулятивная излучательная способность коронально активных звезд в двойных системах, катаклизмических переменных и ярких маломассивных двойных систем с нейтронными звездами в диапазоне 2—10 кэВ как функция верхней границы интегрирования функции светимости источников.

Для того, чтобы лучше проиллюстрировать количественный состав рентгеновских источников, представляющих старое звездное население нашей Галактики, а также их вклад в суммарное излучение Галактики функция светимости, приведенная на рис. 1.28, была нормирована на массу Галактики. Результат показан на рис. 1.30.

### 1.2.7 Заключение

Получена функция рентгеновской (>2 кэВ) светимости галактических источников, представляющих старое звездное население Галактики — коронально активных звезд в двойных системах, аккрецирующих белых карликов и ярких маломассивных двойных рентгеновских систем, покрывающая интервал светимостей  $\sim 12$  порядков величины.

Показано, что дифференциальная функция светимости источников в дополнение к известному максимуму излучательной способности ярких маломассивных двойных систем на светимостях порядка  $\sim 10^{38}$  эрг/сек имеет широкий дополнительный пик в интервале светимостей  $L_x \sim 10^{29} - 10^{33}$  эрг/сек, возникающий из-за вклада катаклизмических переменных (аккрецирующих белых карликов) и коронально активных звезд в двойных системах. Суммарная излучательная способность коронально активных звезд в двойных системах и катаклизмических переменных в диапазоне 2—10 кэВ составляет  $(3.1 \pm 0.8) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$ , или  $\sim 3\%$  от излучательной способности ярких маломассивных двойных

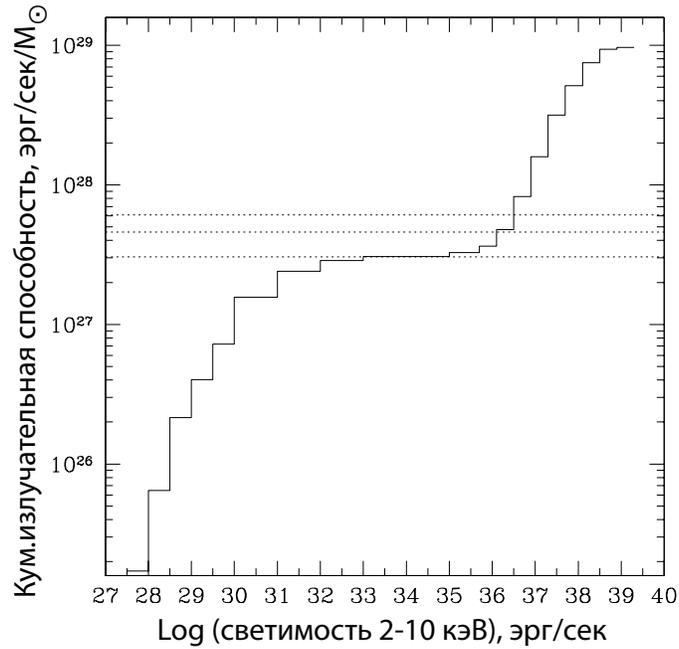


Рис. 1.29: Кумулятивная излучательная способность коронально активных звезд в двойных системах, катаклизмических переменных и ярких маломассивных двойных систем с нейтронными звездами как функция верхней границы суммирования функции светимости источников. Штриховыми прямыми показаны уровни равные 100%, 150% и 200% от вклада коронально активных звезд и катаклизмических переменных.

рентгеновских систем. Примерно 65% от этого числа составляет вклад коронально активных звезд (в диапазоне энергий 2-10 кэВ). Полученная функция светимости позволяет получить оценку суммарной рентгеновской светимости коронально активных звезд и катаклизмических переменных в нашей Галактике в диапазоне 2–10 кэВ —  $\sim 2 \times 10^{38}$  эрг/сек.

Молодые звезды различных типов со светимостями  $L_x \lesssim 10^{30}$  эрг/сек дают дополнительный вклад на уровне  $(1.5 \pm 0.4) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$  в удельную излучательную способность звездного населения окрестностей Солнца в диапазоне 2–10 кэВ. Ввиду того, что доля молодых звезд не является универсальной величиной в Галактике, следует ожи-

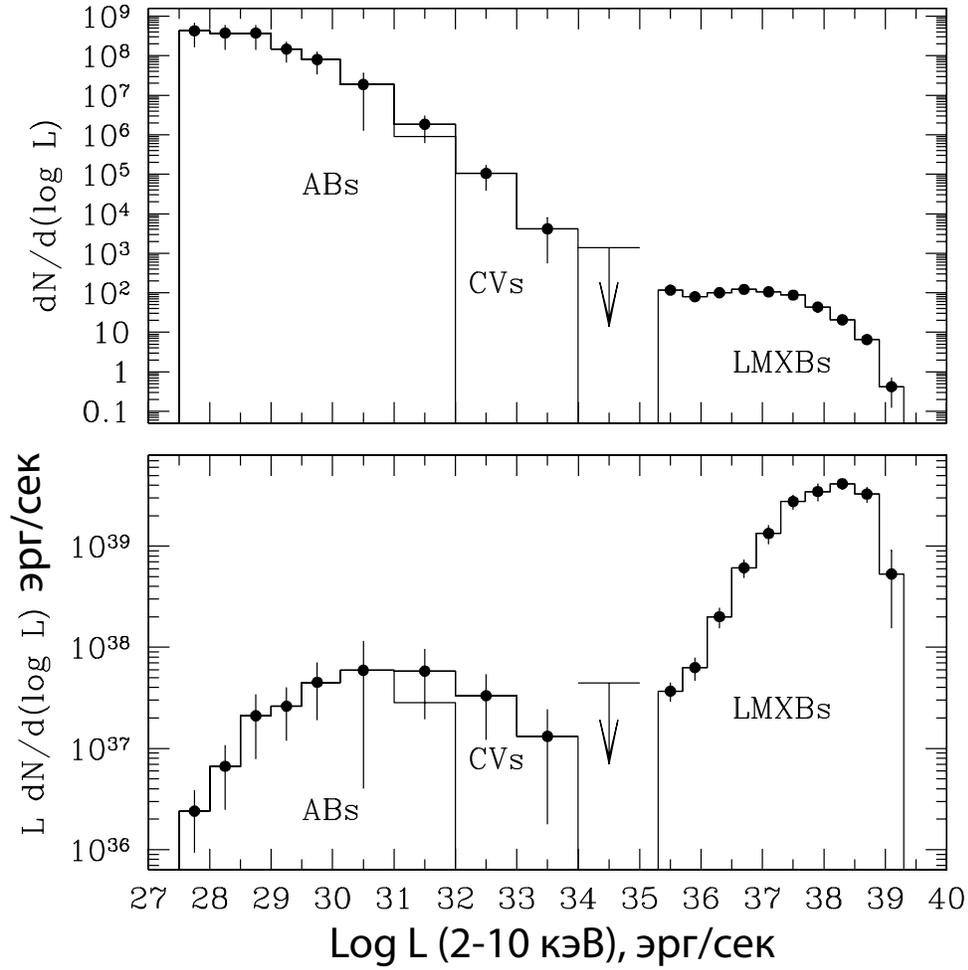


Рис. 1.30: **Вверху:** Функция рентгеновской светимости галактических источников, пересчитанная на всю Галактику. Масса Галактики считалась равной  $7 \times 10^{10} M_{\odot}$ . **Внизу:** Удельный вклад рентгеновских источников разных типов в полную светимость Галактики.

дать, что удельный вклад молодых звездных систем в рентгеновскую излучательную способность единичной звездной массы зависит от истории звездообразования в конкретном месте в Галактике. Напротив, для коронально активных звезд в двойных системах, катаклизмических переменных и ярких маломассивных рентгеновских двойных систем (представителей старого населения Галактики) можно ожидать, что их объемная излучательная способность отслеживает лишь плотность звезд в Галактике.

### 1.3 Карта фонового излучения Галактики

Несмотря на то, что фоновое рентгеновское излучение Галактики наблюдалось практически всеми орбитальными обсерваториями начиная с 80х годов, его пространственное (угловое) распределение в Галактике известно достаточно плохо. Это связано, в основном, с тем, что галактический рентгеновский фон имеет малую поверхностную яркость, особенно вдали от галактического центра ( $I \ll 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус), и большой угловой размер ( $\sim 100^\circ \times 2^\circ$ ). Следовательно, для его изучения нужны инструменты, обладающие большим полем зрения (для того, чтобы собрать большой поток), но, при этом, имеющие возможность учесть вклад ярких точечных источников, которые могут существенно повлиять на получаемую карту фонового излучения Галактики (см. рис. 1.1 и 1.31). Кроме того, ввиду большого углового размера фоновой компоненты Галактики, измерения должны покрыть большую часть неба, что практически невозможно сделать при помощи современных рентгеновских телескопов, имеющих малое поле зрения.

Различные рентгеновские обсерватории проводили сканирование больших участков неба (например, УХУРУ/SAS-A [89], Ariel V [299, 58], HEAO1 [205, 311], EXOSAT [303], RXTE [223]), однако можно сказать, что самые чувствительные обзоры всего неба с умеренным угловым разрешением приборов ( $\sim 1-2$  градуса), при котором измерения еще не подвержены проблеме наложения источников, получены обсерваториями HEAO1 и XTE имени Росси (RXTE). Однако, в галактической плоскости, где плотность рентгеновских источников значительно больше, чем в области галактических полюсов, изучение галактического фона даже при помощи обзора обсерватории HEAO1 (поля зрения

для детекторов А2  $\sim 1.5^\circ \times 3^\circ$ ,  $\sim 3^\circ \times 3^\circ$  или  $\sim 6^\circ \times 3^\circ$ ) сильно затруднено [312].

Таким образом, получается, что практически идеальным инструментом для изучения фонового излучения Галактики в рентгеновском диапазоне ( $\sim 1 - 20$  кэВ) является обзор неба, проведенный при помощи спектрометра РСА обсерватории ХТЕ имени Росси. Большая эффективная площадь спектрометра РСА ( $\sim 6500$  см<sup>2</sup> на энергиях  $\sim 6 - 7$  кэВ) позволяет накопить статистически значимый сигнал от галактического фонового излучения за достаточно небольшой интервал времени, а относительно небольшое поле зрения ( $\sim 1^\circ$ ) позволяет изучать области неба, в которых отсутствуют яркие точечные источники.

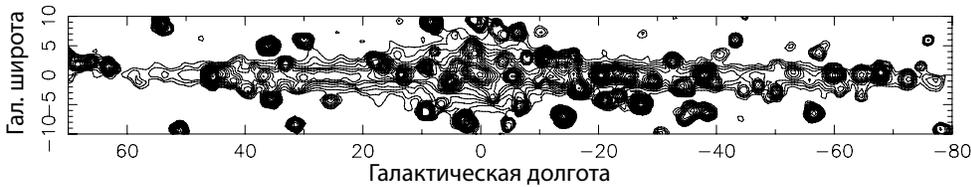


Рис. 1.31: Карта центральной части галактической плоскости, полученная по данным сканирующих наблюдений спектрометра РСА обсерватории ХТЕ имени Росси (энергетический диапазон 3-20 кэВ). Контуры показывают области с одинаковой поверхностной яркостью. Величины поверхностных яркостей, обозначенные соседними контурами, отличаются в 1.4 раза. Минимальная поверхностная яркость, обозначенная контуром на этой карте —  $10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.град. На карте хорошо видны яркие точечные источники (в основном — аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры) и галактического фонового излучение.

В дальнейшем будут использоваться результаты обзора неба, полученные при помощи данных сканирующих наблюдений спектрометра RXTE/РСА и данных, полученных во время перенаведений обсерватории [223]. Основные технические детали обработки данных RXTE/РСА и получения обзора неба приведены в § 1.1.

Пример рентгеновского изображения области галактического центра и галактической плоскости, полученного в обзоре [223], приведен на рис. 1.1 и 1.31. Изображение было сглажено с функцией отклика коллиматора РСА, представляющую собой примерно конус с радиусом основания  $\sim 1^\circ$  [222, 133]

На карте хорошо виден вклад как отдельных ярких источников, так и неразрешенного излучения — галактического рентгеновского фона (ГРФ).

Для того, чтобы получить карту поверхностной яркости собственно галактического фона необходимо избежать ее искажения за счет вклада ярких источников. Этого можно достичь несколькими способами:

1. Вычитать вклад потока точечных источников из полной скорости счета фотонов на детекторе. Это возможно только в случае, если исследование проводится позиционно чувствительным инструментом — телескопом. В настоящее время задача построения карты фонового излучения Галактики при помощи рентгеновских телескопов физически нерешаема ввиду того, что поля зрения таких инструментов очень малы, например, как у обсерватории ЧАНДРА  $\sim 18' \times 18' \approx 0.1$  кв.градус, и для того, чтобы покрыть  $\sim 200-300$  квадратных градусов, необходимых для построения карты ГРФ, нужно провести более 3-5 тысяч наблюдений различных областей Галактической плоскости. При типичном времени наблюдения порядка 1-2 тысяч секунд (что ввиду гораздо меньшей эффективной площади инструментов обсерватории ЧАНДРА на энергии  $>2-3$  кэВ, чем спектрометра РСА обсерватории RXTE будет по чувствительности соответствовать экспозиции всего лишь экспозиции  $\sim 100$  сек спектрометра РСА) полное время экспозиции, необходимой для построения карты ГРФ, составит более 5-10 миллионов секунд. Тем не менее, необходимо отметить, что наблюдения, нацеленные на изучение пространственного распределения ГРФ при помощи рентгеновских телескопов, проводились, например, обсерваторией АСКА (полное время экспозиции  $\sim 1.5$  миллионов секунд, [259]), однако такими наблюдениями была покрыта лишь небольшая часть ГРФ.
2. Используя рентгеновские спектрометры (не позиционно чувствительные инструменты), изучать области, в которых отсутствуют яркие точечные источники (см., например [143, 315])
3. Получить карту поверхностной яркости в потоке характерной для ГРФ яркой эмиссионной линии  $\sim 6.7$  кэВ. В отличие от потока в широком энергетическом диапазоне 2—10 кэВ или 3—20 кэВ,

в который большой вклад вносят различные яркие галактические источники, поток излучения в линии 6.7 кэВ практически не подвержен влиянию ярких источников. Это происходит из-за того, что у большинства ярких рентгеновских источников эмиссионная линия 6.7 кэВ, характерная для излучения оптически тонкой плазмы с температурами 1-10 кэВ, отсутствует. Существующая в спектрах ярких источников флуоресцентная линия железа на энергии  $\sim 6.4$  кэВ, возникающая за счет отражения рентгеновского потока от оптически толстых областей аккреционного диска в двойной системе [36, 83], обычно слаба и, кроме того, ее присутствие может быть легко обнаружено по отличию энергии линии от 6.7 кэВ при умеренном энергетическом разрешении прибора.

Для того, чтобы карта поверхностной яркости, полученная в потоке эмиссионной линии 6.7 кэВ соответствовала карте ГРФ в континууме (например, 3–20 кэВ) необходимо, чтобы эквивалентная ширина линии  $EW$  (отношение потока в эмиссионной линии к дифференциальному потоку излучения в континууме на энергии центра линии) была универсальной величиной и не зависела от места в Галактике. Наблюдения, проведенные различными обсерваториями, показали, что это действительно так (см., например, [136, 268, 221]). В качестве демонстрации этого на рис. 1.32 представлены результаты измерений спектральных параметров ГРФ на различных галактических широтах [221]. Видно, что в пределах ошибок измерений полученные значения параметров согласуются с предположением о независимости  $EW$  от места в Галактике, а значит, поверхностная яркость Галактики в эмиссионной линии 6.7 кэВ должна хорошо отражать поведение поверхностной яркости ГРФ.

В дальнейшей работе для того, чтобы получить максимально правильную карту фонового рентгеновского излучения Галактики, будут использованы методы 2) и 3).

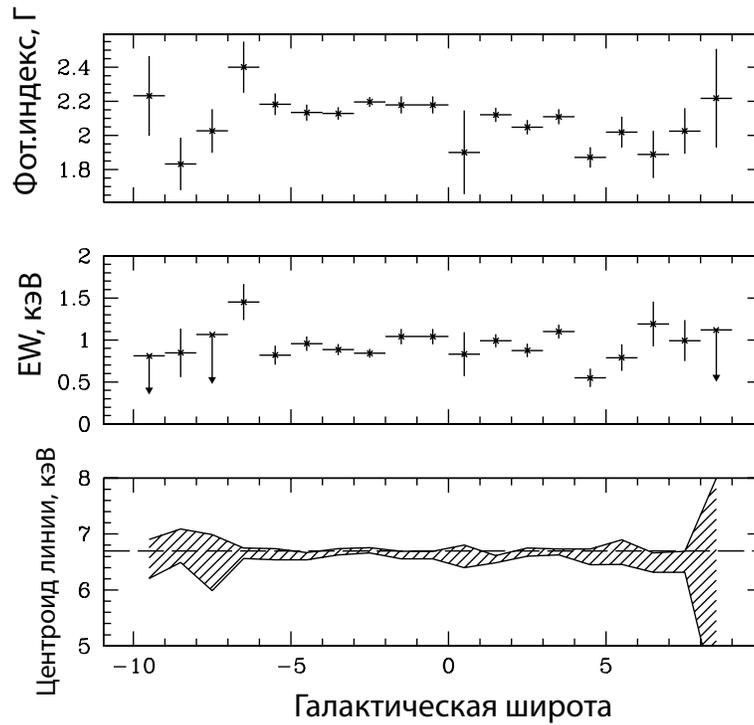


Рис. 1.32: Профиль параметров спектра ГРФ — фотонного индекса степенного спектра континуума и эмиссионной линии в области  $\sim 6.7$  кэВ — по данным наблюдений спектрометра PCA обсерватории RXTE вдоль галактической широты [221]. Видно, что параметры линии практически не зависят от направления на небе

### **1.3.1 Поверхностная яркость ГРФ в континууме 3-20 кэВ**

#### **Галактический балдж/бар**

Измерения поверхностной яркости ГРФ в области галактического центра сильно искажены вкладом ярких точечных источников, чья поверхностная плотность в этой области максимальна. Таким образом, поскольку учесть вклад ярких источников в результаты измерений не позиционно чувствительного прибора (спектрометра PCA) практически невозможно, то для того, чтобы изучать ГРФ в континууме 3-20 кэВ, необходимо отфильтровать области, “засвеченные” яркими источниками.

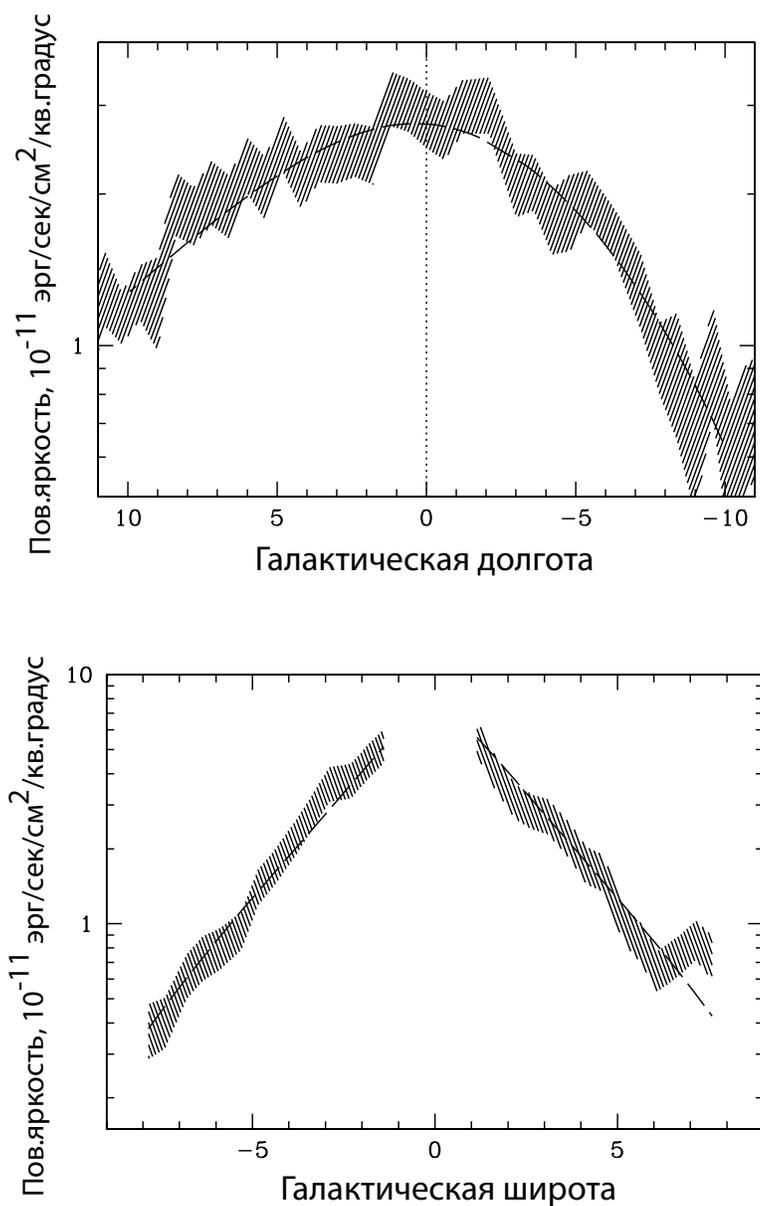


Рис. 1.33: **Сверху:** Профиль поверхностной яркости ГРФ в области галактического балджа/бара ( $3.0^\circ < |b| < 3.5^\circ$ ) вдоль галактической плоскости. **Снизу:** Профиль поверхностной яркости ГРФ в области балджа/бара поперек галактической плоскости ( $|l| < 4^\circ$ ). На обеих панелях штриховой областью показаны неопределенности измерений потока. Штриховой кривой показана модель профиля поверхностной яркости бара, представленного как трехосный эллипсоид с параметрами, приведенными в таблице. 1.8.

С этой целью были отброшены наблюдения RXTE/РСА, в которых угол между осью телескопа и направлением на любой источник, имеющий поток более, чем  $\sim 1$  отсчет/сек/детектор/поле зрения  $\sim 1.2 \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, был менее, чем  $1.5^\circ$ . Выбранный предел детектирования источников соответствует светимости  $L_x \sim 10^{35}$  эрг/сек для предположенного расстояния до центра галактики  $\sim 8$  кпк.

Поскольку поверхностная плотность источников с потоком выше выбранного предела довольно велика в области галактической плоскости, после фильтрации данных практически не остается измерений ГРФ на галактических широтах менее  $|b| < 1 - 2^\circ$ . На более высоких галактических широтах поверхностная плотность источников сильно падает [116].

Относительно яркие источники с потоками  $F_x > 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, находящиеся ниже нашего порога детектирования, могут немного исказить получаемые карты ГРФ. Однако, ввиду того, что поверхностная плотность таких источников не очень велика,  $< 1$  /кв.градус, за исключением центрального градуса Галактики [259], в то время как поверхностная яркость ГРФ обычно порядка  $\sim 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, то можно ожидать, что искажения не превысят величины 10%.

Для того, чтобы получить профиль поверхностной яркости ГРФ в районе галактического балджа/бара вдоль галактической плоскости, были отобраны области с галактическими широтами  $3.0^\circ < |b| < 3.5^\circ$ , в которых относительный вклад дисковой компоненты ГРФ достаточно мал. Для получения профиля поверхностной яркости ГРФ в компоненте балджа/бара поперек галактической плоскости были отобраны области с галактическими долготами  $|l| < 4^\circ$  и исключена область  $|b| < 1^\circ$ . Полученные профили приведены на рис. 1.33. Заштрихованные области показывают неопределенности измерения поверхностной яркости и включают в себя 10% систематическую неопределенность, описанную выше. Хорошо видно, что профиль яркости ГРФ достаточно симметричен относительно галактического экватора, однако явно не симметричен относительно галактического центра.

Можно провести сравнение структуры полученного рентгеновского балджа/бара с известным балджем/баром в распределении звездного населения Галактики [31, 45, 305, 73]. Для этой цели была использована аналитическая модель объемной плотности звезд в балдже/баре, описанная в работе [73], более точно — модель G3 из этой работы. Мо-

дель была получена аппроксимацией видимой поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном спектральном диапазоне (данные наблюдений COBE/DIRBE).

Поток излучения в определенном направлении  $F(l, b)$ , измеренный в телесном угле  $d\Omega$ , определяется следующей формулой:

$$F(l, b) = \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^\infty \rho(x, y, z) ds.$$

Излучательная способность единицы объема равна:

$$\rho_{\text{bulge}}(x, y, z) = \rho_{0, \text{bulge}} r^{-1.8} \exp(-r^3),$$

где

$$r = \left[ \left( \frac{x}{x_0} \right)^2 + \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 + \left( \frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Предполагалось, что оси  $x$  и  $y$  трехосного эллипсоида/бара лежат в галактической плоскости и ось  $x$  составляет с лучом зрения угол  $\alpha$ .

Используя лишь перенормировку модели G3 из работы [73], можно получить профиль поверхностной яркости галактического бара, хорошо согласующийся с рентгеновскими данными (отношение значения  $\chi^2$ , посчитанного по наблюдаемым точкам и используемой модели к количеству степеней свободы равно примерно  $\chi_{\text{прив.}}^2 \sim 1.3$ ). Это позволяет утверждать, что наблюдаемая асимметрия профиля поверхностной яркости ГРФ по отношению к положительным и отрицательным значениям галактической долготы (см. рис. 1.33) является естественным следствием того, что трехосный эллипсоид/бар повернут по отношению к нашему лучу зрения. Ближняя часть бара лежит в первом галактическом квадранте (см. схематичное изображение Галактики на рис. 1.34).

Параметры наилучшей аппроксимации профилей поверхностной яркости ГРФ описанной моделью приведены в таблице 1.8. Полученные значения хорошо согласуются с параметрами звездного бара, полученными в работе [73]. Модельные профили поверхностной яркости показаны на рис. 1.33 штриховыми кривыми.

Необходимо отметить, что значение полной светимости ГРФ в балдже/баре подвержено неопределенностям, связанными с, возможно, не точным учетом излучения центральных частей Галактики (расстояние от галактического центра менее  $1 - 2^\circ$ ).

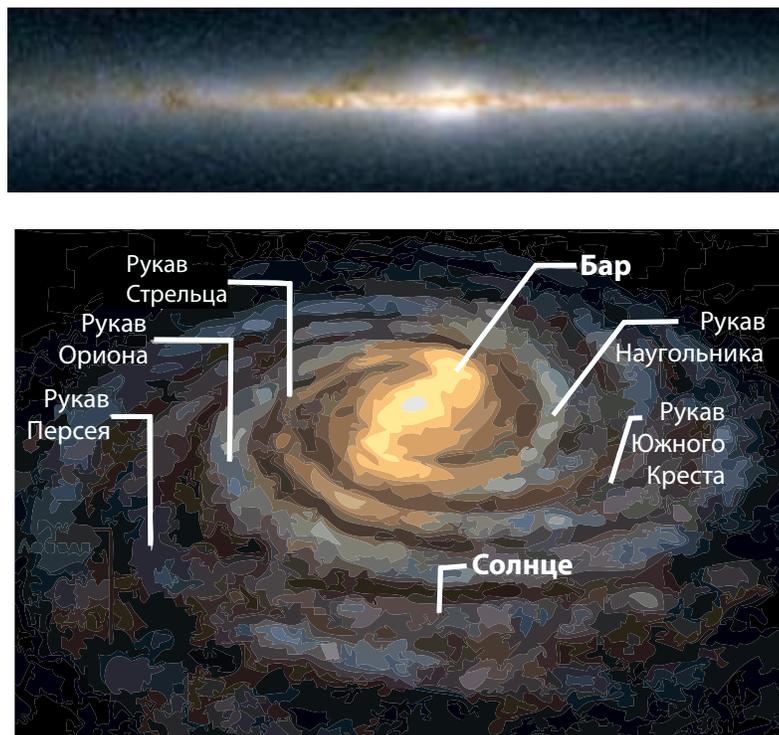


Рис. 1.34: **Сверху:** Вид Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне (COBE/DIRBE). Утолщение в центре изображения — галактический балдж/бар, видимый с ребра. **Снизу:** Схематичное изображение Галактики. В центральной части стрелкой показан галактический бар (перемычка) наклоненный под углом к прямой, соединяющей Солнце (показно стрелкой) и центр Галактики.

### Галактический диск

Из-за большой поверхностной плотности ярких источников в галактической плоскости проблема наложения источников в этой области в обзоре XSS становится практически нерешаемой. Таким образом, по данным PCA невозможно построить профиль поверхностной яркости собственно ГРФ в области галактического диска в излучении континуума 3–20 кэВ (однако это можно будет сделать, используя поток эмиссионной линии 6.7 кэВ, см. §1.3.2).

Профиль поверхностной яркости ГРФ в области галактического диска ( $|b| < 0.5^\circ$ ) с вкладом ярких точечных источников показан на

Табл. 1.8: Параметры модели излучения ГРФ в компонентах балджа/бара и диска, определенные по результатам аппроксимации рентгеновских данных. Приведенные ошибки соответствуют 90% доверительным интервалам

Параметр	Значение
Балдж/бар	
$\alpha, ^\circ$	$29 \pm 6$
$x_0, \text{кпк}$	$3.4 \pm 0.6$
$y_0, \text{кпк}$	$1.2 \pm 0.3$
$z_0, \text{кпк}$	$1.12 \pm 0.04$
$L_{\text{х, балдж}}, 10^{37} \text{ эрг/сек}$	$3.9 \pm 0.5^*$
Приведенный $\chi^2/\text{ст.св.}$	1.24/55
Диск	
$R_{\text{диск}}$	2.5(зафиксировано)
$z_{\text{Солнца}}, \text{ПК}$	$19.5 \pm 6.5$
$z_{\text{диск}}, \text{кпк}$	$0.13 \pm 0.02$
$L_{\text{х, диск}}, 10^{37} \text{ эрг/сек}$	$\sim 10^*$
Приведенный $\chi^2/\text{ст.св.}$	0.93/24

\* — без вклада ярких точечных источников

рис. 1.35. На этом графике вклад ярких источников хорошо виден как “быстрые”, на масштабе одного градуса, вариации интенсивности. Излучение ГРФ можно представить как кривую, являющуюся нижним пределом всех значений интенсивности. Статистические неопределенности на приведенном профиле поверхностной яркости незначительны, не более  $10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус.

Следуя работам [31], [140], [92] и [63], можно параметризовать объемную излучательную способность диска Галактики  $\rho_{\text{диск}}$  экспоненциальным спадом в двух направлениях (в зависимости от расстояния от центра Галактики  $R$  и от высоты над галактической плоскостью  $z$ ) с подавлением излучательной способности в центральной части (параметр  $R_m$ ). На расстояниях от галактического центра  $R < R_{\text{мах}}$ :

$$\rho_{\text{диск}} = \rho_{0, \text{диск}} \exp \left[ - \left( \frac{R_m}{R} \right)^3 - \frac{R}{R_{\text{диск}}} - \frac{z}{z_{\text{диск}}} \right], \quad (1.10)$$

и  $\rho_{\text{диск}} = 0$  на расстояниях  $R > R_{\text{мах}}$ .

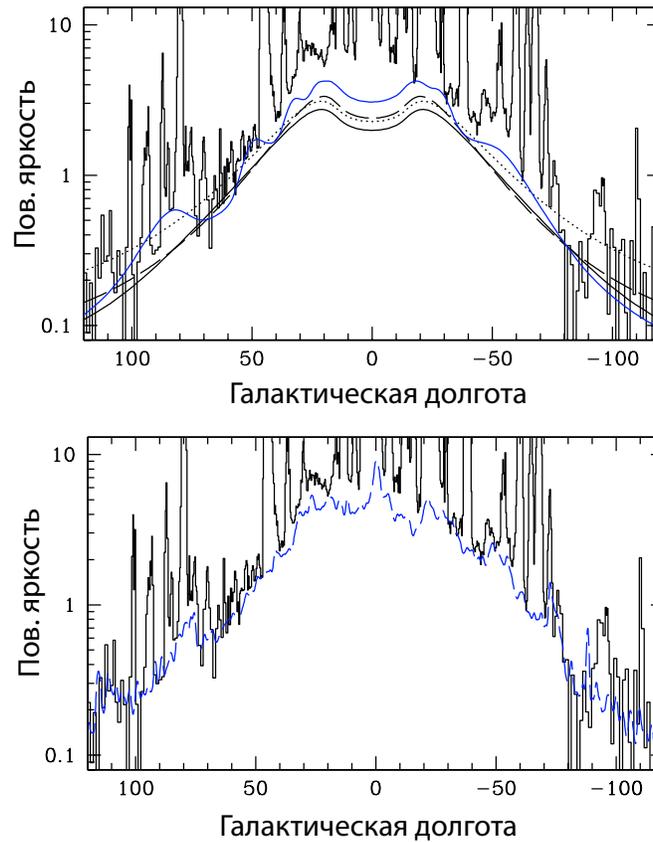


Рис. 1.35: **Сверху:** Профиль поверхностной яркости Галактики (в единицах  $10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус) вдоль галактического экватора ( $|b| < 0.5$ ). Штриховая кривая показывает распределение поверхностной яркости ГРФ в случае модели экспоненциального диска (формула 1.10) с характерным радиусом  $R_{\text{диск}} = 2.0$  кпк, пунктирная кривая — в случае  $R_{\text{диск}} = 2.5$  кпк, сплошная кривая — в случае с  $R_{\text{диск}} = 2.5$  кпк при максимальном радиусе диска  $R_{\text{max}} = 10$  кпк. Жирной сплошной кривой показано распределение поверхностной яркости ГРФ в случае простейшего учета спиральной структуры Галактики (4 спиральных рукава с углом между направлением спирали и касательной к окружности на данном радиусе  $15^\circ$ ). Наличие спиральной структуры приводит к появлению пиков поверхностной яркости в областях, где луч зрения проходит вдоль касательной к рукавам. **Снизу:** Пунктирной кривой показан профиль поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне по результатам измерений COBE/DIRBE (длина волны 3.5 мкм), поправленный на межзвездное поглощение и домноженный на  $0.26 \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус (МЯн/стер.)<sup>-1</sup> (см. текст).

Ввиду проблемы наложения источников в областях близких к галактическому центру ( $|l| < 20 - 30^\circ$ , см. рис. 1.35), определить параметр  $R_m$  по имеющимся рентгеновским данным не представляется возможным. Этот параметр был зафиксирован на значении  $R_m = 3.0$  кпк, что приблизительно соответствует размеру балджа/бара Галактики, где объемная плотность звезд диска подавлена [92, 93]. Интересно отметить, что подавление поверхностной яркости ГРФ внутри  $|l| < 20 - 30^\circ$  было отмечено ранее в работе [316], в которой изучалось пространственное распределение эмиссионной линии 6.7 кэВ.

На рис. 1.35 показаны профили поверхностной яркости, получающиеся в ряде моделей диска ГРФ: а) бесконечный экспоненциальный диск с характерным радиусом  $R_{\text{диск}} = 2.5$  кпк ( $R_{\text{max}} = \infty$ ), б) бесконечный экспоненциальный диск с  $R_{\text{диск}} = 2.0$  кпк и в) экспоненциальный диск с  $R_{\text{диск}} = 2.5$  кпк и максимальным радиусом  $R_{\text{max}} = 10$  кпк. Видно, что модели б) и в) наилучшим образом соответствуют рентгеновским данным. В дальнейшем, в работе будет использоваться модель в). Интересно отметить, что параметры этой модели хорошо согласуются с параметрами звездного диска Галактики [92, 43, 93].

Из рис. 1.35 видно, что излучение ГРФ не регистрируется спектрометром RXTE/РСА на галактических долготах более  $|l| > 80^\circ$ . Верхний предел на величину поверхностной яркости ГРФ в этой области  $\sim 3 \times 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус. Следует отметить, что в области потоков  $\sim 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> измерения любого прибора, имеющего размер разрешающего элемента порядка 1 градуса подвержены значительным неопределенностям из-за возможного наличия точечного источника такой яркости в любом направлении на небе (проблема наложения источников, см. §1.1.4). Например, жесткий рентгеновский поток, обнаруженный спектрометром ОССЕ обсерватории имени Комптона на Галактической долготе  $l = 95^\circ$  [253], по видимому, принадлежит активному ядру галактики IGR J21247+5058 [171], а не ГРФ.

Профиль поверхностной яркости ГРФ имеет слабо выраженные пики в направлениях, которые приблизительно соответствуют положению касательных к спиральным рукавам Галактики (см. 1.35). Возможно, что это связано с тем, что объемная излучательная способность Галактики в излучении ГРФ повышена в области спиральных рукавов. Для сравнения с наблюдаемым профилем на рис. 1.35 показан профиль поверхностной яркости ГРФ в модели галактического диска, содержащего

простейшую спиральную структуру — 4 спиральных рукава с постоянным углом между направлением спирали и касательной к окружности на данном расстоянии от центра Галактики (см. например [287]). Ширина спиральных рукавов была принята равной 600 пк, контраст между объемными излучательными способностями в рукавах и вне рукавов — 2.0, аналогично тому, что наблюдается для объемной излучательной способности звезд в спиральных галактиках в ближнем инфракрасном диапазоне [113, 72].

### **Поверхностная яркость Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне**

Для того, чтобы более подробно сравнить распределение поверхностной яркости ГРФ с распределением звезд в Галактике в дальнейшем будет использована карта Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне, которая является хорошим индикатором поверхностной плотности звезд.

Карты Галактики в ближних инфракрасных диапазонах (1.2 мкм — 4.9 мкм) были получены из архива данных обсерватории COBE (архив LAMBDA Центра космических полетов имени Годдарда <http://lambda.gsfc.nasa.gov>). Для того, чтобы уменьшить влияние межзвездного покраснения на получаемую карту Галактики, использовались спектральные диапазоны 3.5 мкм и 4.9 мкм.

К получаемым картам была приложена простейшая коррекция на межзвездное покраснение, использующая предположение, что звездное излучение Галактики в диапазоне 1.2–4.9 мкм должно иметь спектральную форму, соответствующую излучению абсолютно черного тела с температурой ~4000-5000 К (например [149]), а покраснение на длинах волн 3.5 и 4.9 мкм значительно меньше, чем на 1.2 мкм.

$$A_{4.9(3.5) \text{ мкм}} = \frac{-2.5}{A_{1.2 \text{ мкм}}/A_{4.9(3.5) \text{ мкм}} - 1} \times \left[ \log \left( \frac{I_{1.2 \text{ мкм}}}{I_{4.9(3.5) \text{ мкм}}} \right) - \log \left( \frac{I_{1.2 \text{ мкм}}^0}{I_{4.9(3.5) \text{ мкм}}^0} \right) \right].$$

здесь  $A$  — коэффициент межзвездного поглощения на длинах волн 4.9(3.5) мкм. Для вычислений использовались значения коэффициен-

тов поглощения из работ [161, 130]. Полученная таким образом коррекция, конечно, не является точной, однако, можно ожидать, что поправленные таким образом карты Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне точны с фактором  $\sim 10\%$ .

Профиль поверхностной яркости Галактики вдоль галактического экватора на длине волн  $\sim 3.5$  мкм приведен на рис. 1.35. Видно, что он хорошо повторяет распределение поверхностной яркости ГРФ.

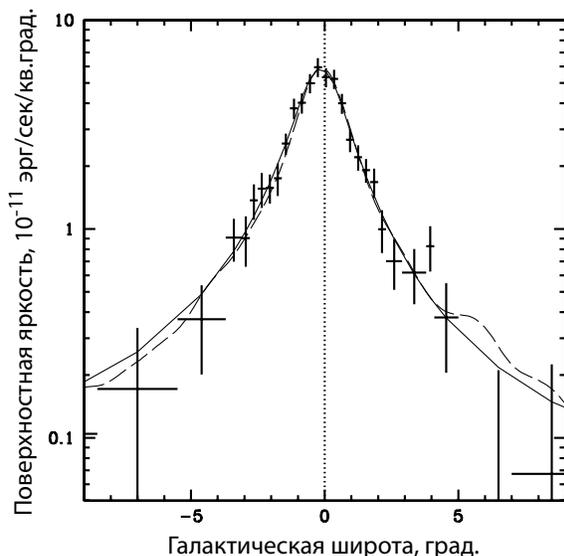


Рис. 1.36: Профиль поверхностной яркости ГРФ, измеренный в полосе шириной  $1^\circ$  поперек галактической плоскости на галактической долготе  $l = 20.2^\circ$ . Сплошной кривой показан профиль поверхностной яркости Галактики, рассчитанный по модели диска (1.10). Штриховой кривой показан профиль поверхностной яркости Галактики на длине волны 3.5 мкм в единицах МЯн/стер., умноженный 0.26.

### Профиль ГРФ поперек Галактической плоскости

Одно из немногих мест в Галактике, где вклад ярких источников в поверхностную яркость Галактики мал (по крайней мере для приборов с полем зрения  $\sim 1^\circ$ ), находится на галактической долготе  $l \sim 20^\circ$ . Согласно наблюдениям обсерватории АСКА, в этой области на галакти-

ческой широте  $b \sim 0^\circ$  практически нет точечных источников с потоком ярче  $\sim 10^{-12}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> [259], а по данным обзора обсерватории ИНТЕГРАЛ на галактических широтах  $|b| < 10^\circ$  нет источников ярче, чем  $\sim 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> [8]. Профиль поверхностной яркости ГРФ поперек галактической плоскости, полученный на галактической долготе  $l = 20.2^\circ$  (в полосе размером  $1^\circ$ ), приведен на рис. 1.36.

Интересной особенностью полученного профиля поверхностной яркости является его явное смещение относительно  $b = 0^\circ$ . Центроид профиля яркости расположен на  $b_{\text{пик}} = -0.15^\circ \pm 0.02^\circ$  (статистическая неопределенность  $1\sigma$ ). Используя данные сканирования RXTE/РСА известных постоянных слабых небесных источников, например остатков вспышек сверхновых, было получено, что систематическая неопределенность положения центроида профиля яркости не превышает  $\sim 0.03^\circ$ . Таким образом, смещение центроида профиля яркости ГРФ, полученное на рис. 1.36 не является результатом неопределенностей анализа, а является реальной особенностью ГРФ. Аналогичное смещение центроида профиля яркости наблюдается в ближнем инфракрасном диапазоне (в распределении звезд) и оно объясняется тем, что Солнечная система находится на некоторой высоте ( $\sim 20$  пк) над галактической плоскостью ( $l'', b''$ ) [69, 91, 207].

Наилучшая аппроксимация измеренного профиля яркости ГРФ моделью излучения галактического диска (формула 1.10) с учетом возможной высоты Солнечной системы над галактической плоскостью ( $z_{\text{Солнце}}$ ) приведена на рис. 1.36 сплошной кривой. Параметры модели приведены в таблице 1.8.

Полученный профиль яркости ГРФ очень хорошо согласуется с профилем яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне (см., например, [43]). Для иллюстрации этого на рис. 1.36 штриховой кривой показан профиль Галактики на длине волны 3.5 мкм.

Корреляция между поверхностными яркостями Галактики в рентгеновском и ИК (3.5 мкм) диапазонах, измеренными во всех направлениях неба, которые не были отфильтрованы из-за наличия ярких источников в этой окрестности, показана на рис. 1.37. Оттенками серого показана плотность точек, посчитанная в прямоугольниках размером (3МЯн/стер.) $\times$ ( $1.5 \times 10^{-11}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>/кв.градус). Серая полоса на рис. 1.37 показывает наличие хорошей корреляции. Наилучшая аппроксимация полученной корреляции (показана сплош-

ной линией на рис. 1.37) дается линейной формулой:  $I_{3-20 \text{ кэВ}}(10^{-11} \text{ эрг/сек/см}^2/\text{кв.градус}) = 0.26 \times I_{3.5 \text{ мкм}}(\text{МЯн/стер.})$

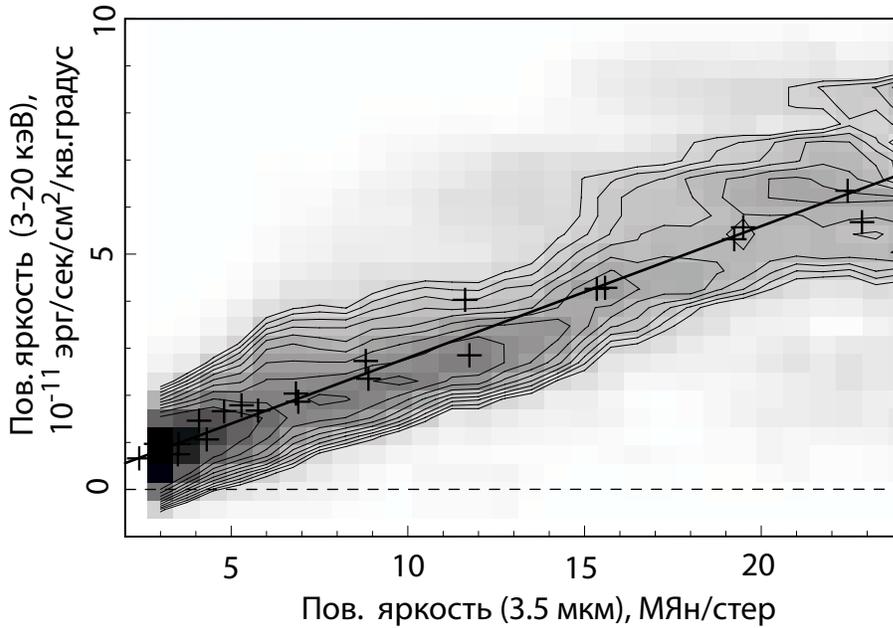


Рис. 1.37: Карта плотности измерений поверхностной яркости Галактики в рентгеновском (3–20 кэВ) и инфракрасном (3.5 мкм) диапазонах (области неба  $1.5^\circ$  вокруг ярких источников в анализе не использовались). Сплошной прямой показана линейная зависимость  $I_{3-20 \text{ кэВ}}(10^{-11} \text{ эрг/сек/см}^2/\text{кв.градус}) = 0.26 \times I_{3.5 \text{ мкм}}(\text{МЯн/стер.})$ . Крестами показаны измерения ГРФ в области Галактического диска  $l = 20.2^\circ$  (см. рис. 1.36). Ширина серой полосы в вертикальном направлении соответствует статистическим ошибкам измерения поверхностной яркости ГРФ.

### 1.3.2 Поверхностная яркость ГРФ в эмиссионной линии 6.7 кэВ

Как уже было отмечено выше, изучение рентгеновского фона Галактики в широком диапазоне энергий (например, 3-20 кэВ) сопряжено с большими трудностями ввиду наличия большого количества ярких источников, вклад которых очень сложно учесть. Одним из эффективных спо-

собов сильно уменьшить влияние ярких источников является использование яркости Галактики в эмиссионной линии  $\sim 6.7$  кэВ. Успешность такого подхода была продемонстрирована, например, в работе [316].

Большой набор наблюдательных данных, накопленных RXTE/РСА за период 1996-2005, позволил также дополнительно провести фильтрацию временных интервалов, в которых большой вклад в поток, регистрируемый RXTE/РСА, давался яркими транзиентными источниками. Для иллюстрации эффективности такой фильтрации на рис. 1.38 приводится набор измерений потоков, полученных RXTE/РСА в направлении  $l = -2.5, b = -2.0$ , в котором в определенные периоды времени сильный вклад вносил транзиентный источник IGR J17464–3213, а также энергетические спектры из этой области Галактики, полученные усреднением по всем данным (верхний спектр на нижней панели рис. 1.38) и по данным, в которых вклад яркого источника был отфильтрован (нижний спектр на нижней панели рис. 1.38). Видно, что приложенная фильтрация позволила практически полностью избавиться от вклада яркого источника.

Для аппроксимации наблюдаемого спектра ГРФ использовалась модель, в которой дифференциальный поток рентгеновских фотонов степенным образом зависит от энергии  $dN/dE \propto E^{-\Gamma}$ . Для приблизительного (ввиду невысокого энергетического разрешения RXTE/РСА) описания набора эмиссионных линий железа в области 6.6-6.9 кэВ, характерных для излучения ГРФ, использовалась широкая ( $\sigma = 0.3$  кэВ) гауссиана с центроидом на энергии  $E_{\text{line}} = 6.66$  кэВ (см., например [144, 11]). Поток в этой эмиссионной линии в дальнейшем будет использован для построения карты ГРФ.

Необходимо отметить, что в области галактического центра и галактического диска присутствует несколько ярких источников, которые в своем энергетическом спектре содержат эмиссионные линии 6.7–6.9 кэВ. Это — источники, чей рентгеновский поток формируется в результате излучения оптически тонкой плазмы: промежуточный поляр V2400 Змееносца, скопление галактик в созвездии Змееносца (Orionus cluster), звезда  $\eta$  Киля ( $\eta$  Carinae). Области неба  $1.5^\circ$  вокруг них были исключены из дальнейшего анализа.

В результате проведенного анализа при измерении потоков в линии остается существенная неопределенность, связанная с тем, что в течении любого измерения потока за интервал времени 16 секунд (=временное

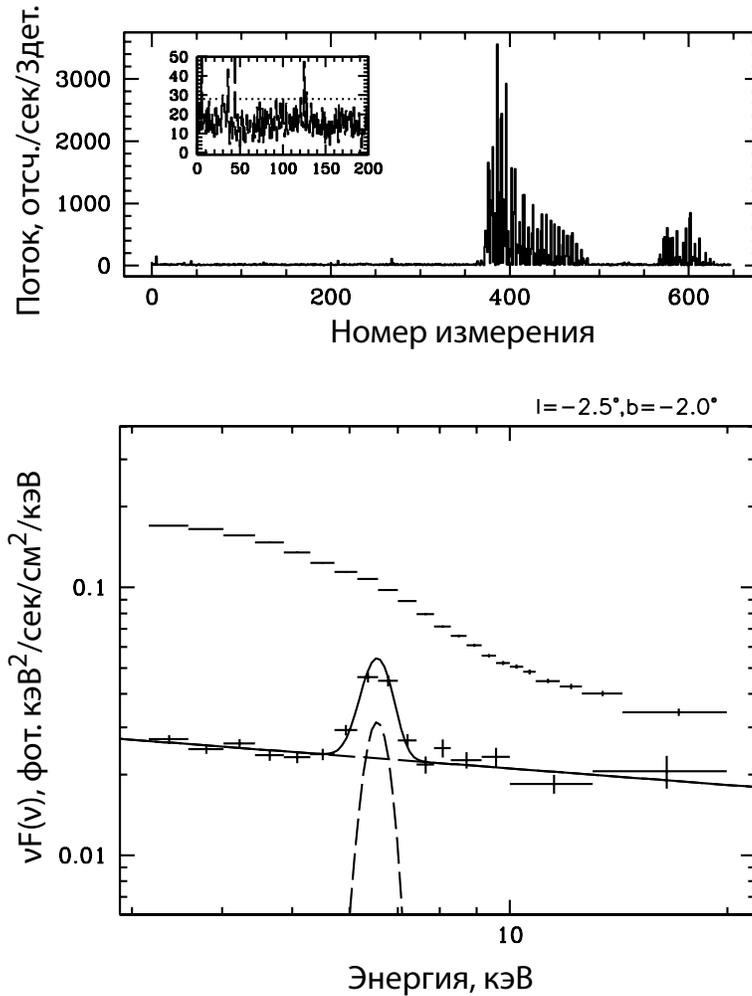


Рис. 1.38: **Сверху:** Поток, измеренный спектрометром RXTE/РСА (поле зрения  $\sim 1$  градус), из направления на небе  $l = -2.5, b = -2.0$ . Хорошо видно сильное влияние яркого источника, лишь временно появляющегося на небе. На врезке показан максимальный уровень значений потоков, использованных в дальнейшем анализе. **Снизу:** Энергетический спектр, измеренный RXTE/РСА, из этого направления. Для построения верхнего спектра использовались все данные, для построения нижнего спектра использовались только данные, прошедшие фильтрацию (см. врезку на верхнем рисунке). Сплошной кривой показана модель ГРФ, использующаяся при анализе: степенной закон с широкой ( $\sigma = 0.3$  кэВ) гауссовой линией на энергии  $E_{\text{line}} = 6.66$  кэВ.

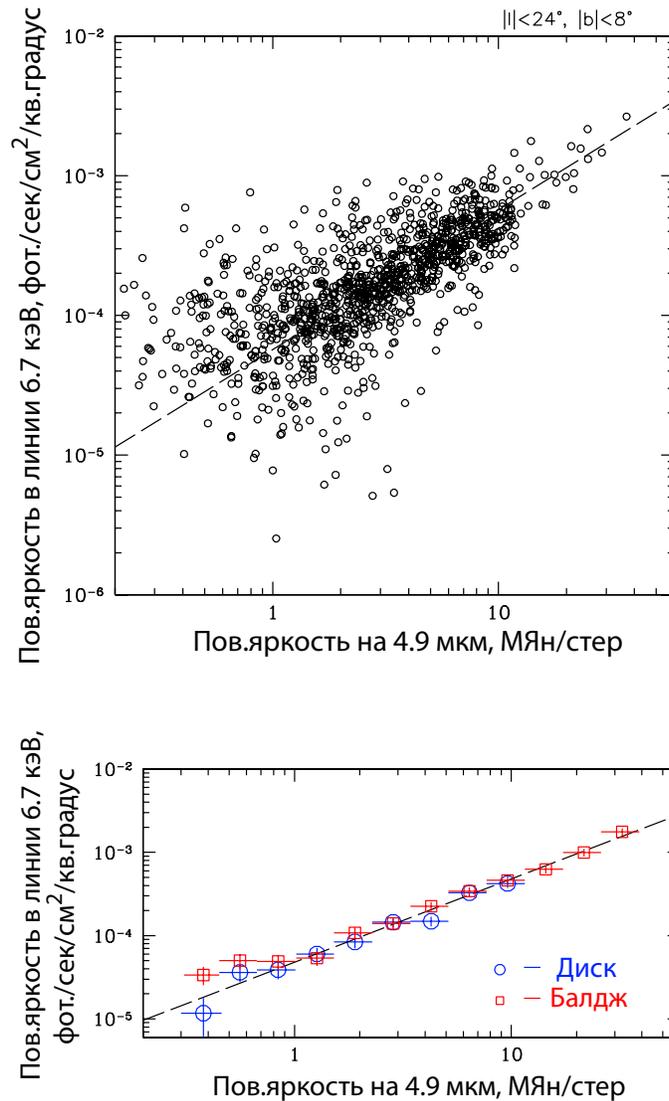


Рис. 1.39: Корреляция значений поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне (DIRBE 4.9 мкм) и в излучении эмиссионной линии 6.7 кэВ. **Сверху:** Измерения в областях размером  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ , разброс значений поверхностной яркости рентгеновской линии 6.7 кэВ в основном связан с малой статистикой отдельных измерений. Линейная аппроксимация полученной корреляции  $I_{\text{линия } 6.7 \text{ кэВ}}[\text{фот./сек/см}^2/\text{кв.градус}] = 4.7 \times 10^{-5} I_{4.9 \text{ мкм}}[\text{МЯн/стер.}]$  показана штриховой прямой. **Снизу:** То же, что верхний рисунок, но измерения поверхностной яркости рентгеновской линии 6.7 кэВ усреднены внутри интервалов инфракрасной поверхностной яркости. Отдельно показаны результаты корреляций в области галактического диска ( $|l| > 10^\circ$ ) и балджа ( $|l| < 3^\circ$ ). Штриховой прямой показана та же линейная функция, что и на верхнем рисунке.

разрешение использовавшихся данных) центр поля зрения спектрометра РСА двигался со скоростью порядка  $\sim 0.05 - 0.08$  градуса в секунду. За 16 сек поле зрения РСА могло сместиться на  $\sim 1$  градус. Описанная проблема будет оказывать максимальное влияние на измерения ГРФ в областях с большими градиентами яркости, т.е. в области непосредственной окрестности галактического центра (внутри  $\sim 1^\circ$  от центра галактики — объекта Стрелец А\*), и в галактическом диске. Учитывая характерный размер спада поверхностной яркости ГРФ в области Галактического диска  $\sim 1 - 2^\circ$  (см. рис. 1.36), можно оценить, что неопределенности измерения потока ГРФ не должны превышать  $\sim 10 - 15\%$ .

На рис. 1.39 и 1.40 показана корреляция поверхностной яркости ГРФ в эмиссионной линии 6.7 кэВ с поверхностной яркостью Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне (здесь использовался спектральный диапазон  $\sim 4.9$  мкм). На рис. 1.39(верхняя панель) каждая точка является отдельным измерением в телесном угле размером  $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ . Хорошо видно, что рентгеновское излучение практически повторяет инфракрасное излучение Галактики.

Исследование излучения ГРФ только в эмиссионной линии дало возможность измерить коэффициент корреляции между излучением Галактики в рентгеновском и ИК диапазонах отдельно в областях галактического диска и галактического балджа/бара. Полученные коэффициенты корреляции в диске и балдже хорошо согласуются друг с другом.

Для того, чтобы лучше проиллюстрировать хорошее согласие между поверхностной яркостью Галактики в эмиссионной линии 6.7 кэВ и в ИК диапазоне, двумерные карты в этих спектральных диапазонах приведены на рис. 1.41. Для увеличения статистической значимости измерений потока эмиссионной линии 6.7 кэВ измерения потоков проводились в адаптивно сгруппированных областях неба.

## 1.4 ГРФ как суперпозиция излучения точечных источников

### 1.4.1 Светимость единичной звездной массы в ГРФ

Подводя итоги изучения распределения поверхностной яркости излучения ГРФ, можно сделать следующие утверждения:

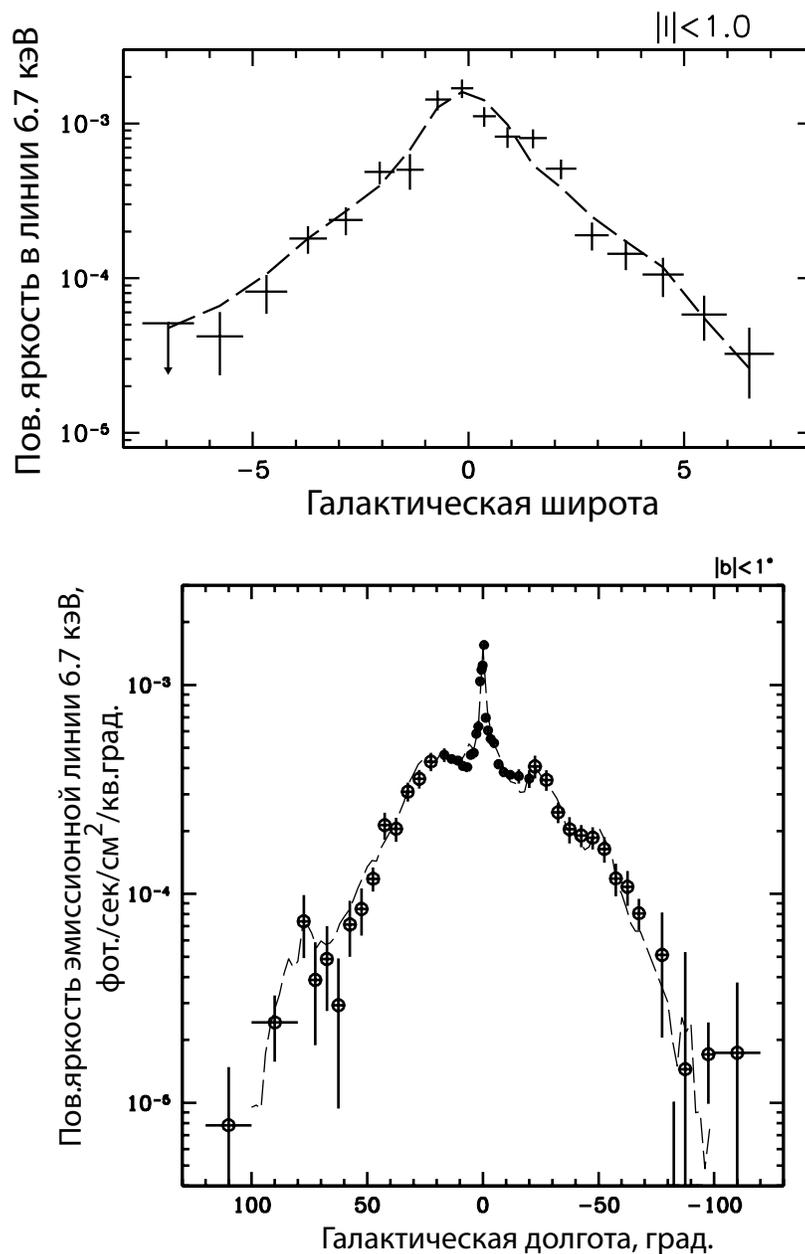


Рис. 1.40: Профиль поверхностной яркости Галактики в эмиссионной линии 6.7 кэВ. **Сверху:** Профиль яркости ГРФ перпендикулярно галактической плоскости на галактических долготах  $|l| < 2^\circ$ . **Снизу:** Профиль яркости ГРФ вдоль галактического экватора  $|b| < 1^\circ$ . На обеих частях рисунка штриховой кривой показан профиль поверхностной яркости Галактики в ближнем ИК диапазоне (4.9 мкм, измерения COBE/DIRBE).

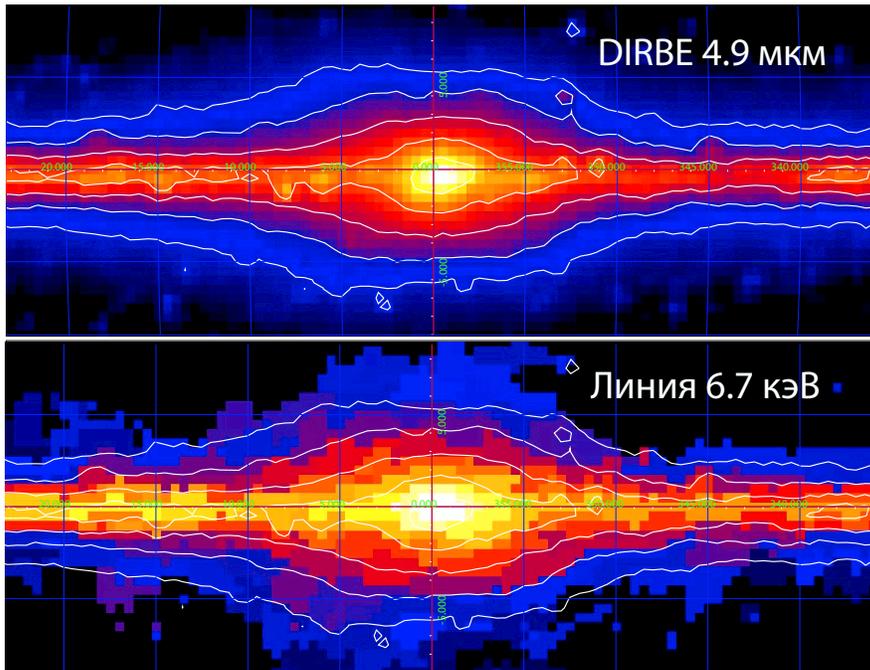


Рис. 1.41: **Сверху:** Карта центральной части Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне (данные COBE/DIRBE 4.9 мкм) **Снизу:** Поверхностная яркость центральной части Галактики в эмиссионной линии 6.7 кэВ. Белыми контурами показаны области одинаковой поверхностной яркости Галактики в инфракрасном диапазоне (см. верхний рисунок)

1. Галактический рентгеновский фон морфологически состоит из двух компонент — диска и балджа.
2. Балдж-компонента ГРФ хорошо описывается моделью излучения трехосного эллипсоида, аналогично тому, который используется для описания распределения звезд в Галактическом балдже/баре. Найденные параметры рентгеновского балджа/бара хорошо согласуются с параметрами звездного балджа/бара.
3. Центроид профиля поверхностной яркости ГРФ в области галактического диска ( $l = 20^\circ$ ) поперек галактической плоскости смещен по отношению к  $b = 0^\circ$ . Такое смещение согласуется со смещением центра профиля поверхностной яркости Галактики в

ближнем ИК диапазоне и может быть объяснено расположением Солнца на высоте  $\sim 20$  пк над галактической плоскостью.

4. Поверхностная яркость ГРФ во всех частях Галактики (за исключением центрального градуса Галактики, не доступного для изучения прибору с угловым разрешением 1 градус) хорошо отслеживает распределение поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне. Этот вывод получен на основании изучения поверхностной яркости ГРФ как в континууме (3–20 кэВ), так и в эмиссионной линии 6.7 кэВ.
5. Коэффициент пропорциональности между поверхностной яркостью Галактики в ИК диапазоне и в излучении ГРФ не зависит от места в Галактике.
6. Светимость двух компонент ГРФ — балдж и диск — в диапазоне энергий 3–20 кэВ, посчитанная с использованием построенных моделей объемной излучательной способности Галактики, равна  $(3.9 \pm 0.5) \times 10^{37}$  эрг/сек и  $\sim 10^{38}$  эрг/сек, соответственно.

*Основываясь на этих результатах можно заключить, что объемная излучательная способность ГРФ прямо пропорциональна объемной плотности звезд в Галактике.*

Из полученных результатов наблюдений следует, что можно использовать карту Галактики в инфракрасном спектральном диапазоне для того, чтобы эффективно предсказать ее поверхностную яркость в излучении ГРФ. Для того, чтобы это продемонстрировать, на рис. 1.42 показана карта центральной части Галактики до (верхний рисунок) и после вычета компоненты ГРФ, предсказанной по карте Галактики на длине волны 3.5 мкм с использованием коэффициента  $I_{3-20 \text{ кэВ}} (10^{-11} \text{ эрг/сек/см}^2/\text{кв.градус}) / I_{3.5 \text{ мкм}} (\text{МЯн/стер.}) = 0.26$  (нижний рисунок).

Для вычисления рентгеновской светимости излучения ГРФ единичной звездной массы лучше всего использовать либо значение светимости галактического балджа и делить ее на значение массы балджа, либо пересчитывать через светимость единичной звездной массы в ближнем инфракрасном диапазоне.

Пересчет из рентгеновской светимости (в излучении ГРФ) балджа Галактики массой  $1 - 1.3 \times 10^{10} M_{\odot}$  [73] дает:  $L_x/M \sim (3.5 \pm 0.5) \times 10^{27}$

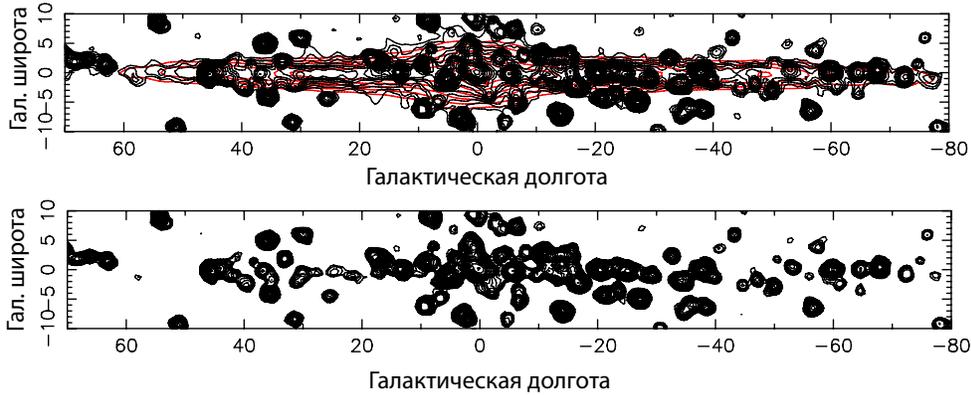


Рис. 1.42: **Сверху:** Карта центральной части Галактики по данным RXTE/РСА (то же что рис. 1.31). Красными контурами показаны области одинаковой поверхностной яркости Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне. **Снизу:** То же что на верхнем рисунке, но вклад излучения ГРФ вычтен, используя карту Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне.

эрг/сек/ $M_{\odot}$ . Отношение светимостей Галактики в рентгеновском (3–20 кэВ) и ближнем инфракрасном диапазонах (диапазон COBE/DIRBE с центроидом полосы пропускания  $\sim 3.5$  мкм и шириной полосы  $\sim 1$  мкм)  $L_{3-20 \text{ кэВ}}/L_{3-4 \text{ мкм}} = (4.1 \pm 0.5) \times 10^{-5}$ .

### 1.4.2 Широкополосный спектр ГРФ

Поверхностная яркость Галактики в ближнем инфракрасном диапазоне имеет сильный рост вблизи динамического центра масс Галактики (объекта Стрелец А\*). Показано, что в ближайших  $10'$  от сверхмассивной черной дыры Стрелец А\*, области так называемого центрального звездного кластера, плотность звезд растет почти по степенному закону  $\rho_{\text{звезд}} \propto R^{-2}$ , где  $R$  — расстояние от центра Галактики [98, 84, 149], следовательно, поверхностная яркость Галактики в ИК диапазоне растет как  $\propto R^{-1}$ . Поскольку поверхностная яркость ГРФ прямо пропорциональна поверхностной яркости Галактики в ИК диапазоне, то рентгеновское изображение центральной области Галактики должно иметь такой же резкий рост поверхностной яркости. Это действительно наблюдается обсерваториями ЧАНДРА [186] и ХММ имени Ньютона [191].

В работах [186, 191] было показано, что полный поток рентгенов-

ского излучения из области радиусом  $10'$  вокруг сверхмассивной черной дыры Стрелец А\* состоит из вклада большого количества источников, каждый из которых не является ярким ( $L_x < 10^{33.5}$  эрг/сек). Звездная масса, сосредоточенная в области  $10'$  вокруг Стрелец А\*, составляет примерно  $10^8 M_\odot$  [154], следовательно, ожидаемая рентгеновская светимость в компоненте ГРФ должна составить примерно  $3 - 5 \times 10^{35}$  эрг/сек, что согласуется с измерениями потока этой области в стандартном рентгеновском диапазоне.

Однако, наиболее интересным с точки зрения получения новой информации о ГРФ является возможность, которую такая концентрация звезд предоставляет для измерения спектра ГРФ в жестком рентгеновском диапазоне.

Прибор, наблюдающий область галактического центра в жестких рентгеновских лучах и имеющий угловое разрешение  $\sim 10 - 12'$ , например телескоп IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ, будет видеть центральный “источник”, имеющий распределение поверхностной яркости в виде степенной функции  $I_{ГРФ} \propto R^{-1}$ , как точечный. Действительно, такой источник был обнаружен при помощи наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ – IGR J17456-2901 [12, 38, 39] и величина его наблюдаемого потока согласуется с ожидаемым значением. Таким образом, можно сделать заключение, что по меньшей мере большая часть светимости центрального “источника” в диапазоне 20-60 кэВ состоит из излучения ГРФ. Следовательно, спектр этого “источника” должен быть похожим на спектр фонового рентгеновского излучения нашей Галактики. Было показано (см., например, [39, 227, 145]), что спектр центрального “источника” имеет обрыв в области энергий  $>20-30$  кэВ.

Необходимо отметить, однако, что центральный “источник” находится в области, где остатки вспышек сверхновых могут сильно повлиять на суммарный излучаемый спектр, в особенности, если он получен с невысоким угловым разрешением. В частности, остаток вспышки сверхновой Sgr A-East, возможно, является источником фотонов высоких энергий за счет взаимодействия частиц космических лучей с межзвездной средой (см., например, [28]). Таким образом, *нельзя* уверенно утверждать, что спектр, измеренный обсерваторией ИНТЕГРАЛ в диапазоне энергий 20-200 кэВ из  $10'$  окрестности динамического центра Галактики *в точности* повторяет спектр ГРФ. Вкладом других компонент излучения в данном случае нельзя пренебречь [39, 145].

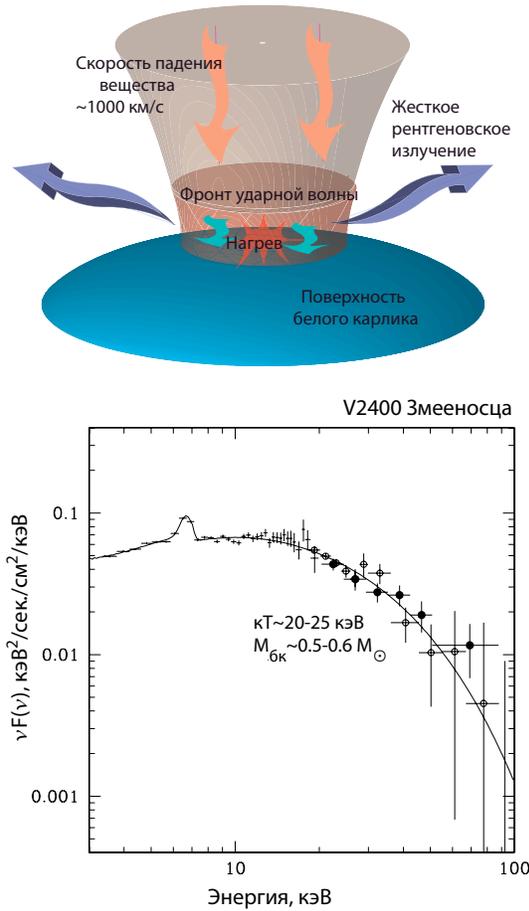


Рис. 1.43: **Сверху:** Схема области излучения аккрецирующего белого карлика с магнитным полем (промежуточные поляры и поляры). Вещество, падающее на поверхность белого карлика, имеет скорости порядка 1000 км/сек. После прохождения фронта ударной волны это вещество разогревается до температур порядка 20-30 кэВ и излучает фотоны жестких рентгеновских энергий. Температура выходящего излучения определяется скоростью падения вещества на поверхность белого карлика, следовательно, его массой. **Снизу:** Спектр излучения промежуточного поляра V2400 Змееносца по данным обсерваторий RXTE и ИНТЕГРАЛ (из работы [13]). Сплошной кривой показана модель излучения области за фронтом ударной волны, в которой параметром, определяющим форму спектра в жестком рентгеновском диапазоне ( $> 10 - 20$  кэВ) является масса белого карлика.

Для более точного измерения спектра (жесткого) рентгеновского фона Галактики недавно был проведен анализ большого количества наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ в области Галактической плоскости [145] и спектр, полученный в этой работе, показан на рис. 1.44.

### **1.4.3 Вклад различных классов источников в ГРФ**

Кумулятивная излучательная способность источников — представителей старого звездного населения — в §1.2 оценена как  $L_x/M \sim (5.3 \pm 1.5) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$  в диапазоне 3-20 кэВ. Светимость единичной звездной массы Галактики в излучении ГРФ в диапазоне 3-20 кэВ, полученная в предыдущей главе  $L_x/M \sim (3.5 \pm 0.5) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$ . Следовательно, полной светимости уже известных классов источников достаточно, чтобы полностью объяснить излучение рентгеновского фона Галактики. Однако, для того, чтобы гипотеза о формировании ГРФ в результате сложения излучения слабых галактических источников была верна, излучение ГРФ должно удовлетворять еще одному требованию — его энергетический спектр должен быть похож на суммарный спектр слабых галактических источников.

Для того, чтобы сделать оценку суммарного спектра излучения источников малой светимости, в идеальном случае нужно было бы сложить спектры всех источников в определенной окрестности Солнца, достаточно большой, чтобы захватить источники, объемная плотность которых невелика. Однако из-за практической невозможности это сделать, для получения суммарного спектра слабых источников в Галактике были выбраны спектры типичных представителей классов источников, чей вклад в кумулятивную излучательную способность единичной звездной массы Галактики был определен в §1.2. Такой подход представляется обоснованным ввиду того, что форма спектров источников внутри одного класса меняется не очень сильно (за исключением рентгеновских звезд малой светимости, чей спектр значительно мягче, чем спектр коронально активных звезд большой светимости, однако их вклад в кумулятивную излучательную способность звездного населения Галактики в интересующем нас энергетическом диапазоне достаточно мал).

Интересной особенностью излучения классов объектов, рассмотренных в §1.2 (аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд), является существование предельной энергии фотонов, вы-

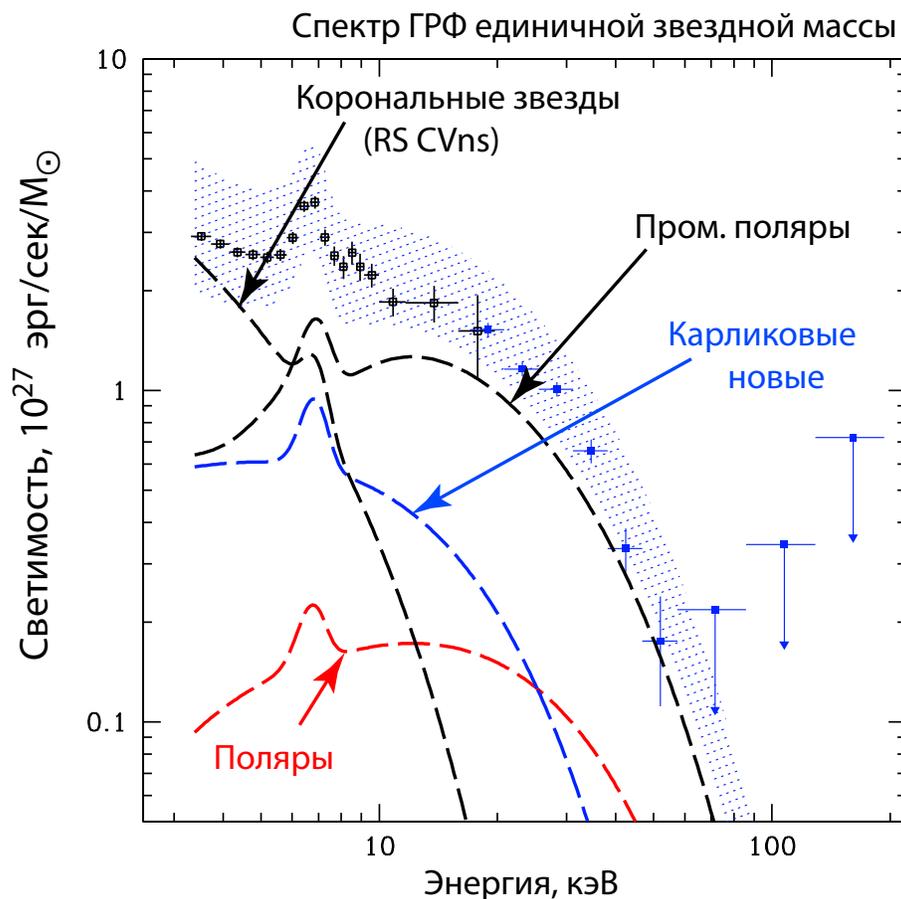


Рис. 1.44: Широкополосный спектр фонового излучения Галактики по данным обсерваторий RXTE (открытые квадраты) и ИНТЕГРАЛ (сплошные квадраты, из работы [145]). Заштрихована область спектральных форм ГРФ, создаваемых классами источников, рассмотренных в §1.2. Типичные спектры этих классов источников были сложены с весами, соответствующими их вкладу в суммарное излучение ГРФ. В качестве весов отдельных классов источников были выбраны значения внутри доверительных интервалов, полученных в §1.2. Вклад отдельных классов источников показан штриховыми кривыми. В качестве типичных представителей различных классов источников были взяты: SU Большой Медведицы (карликовая новая), V711 Тельца (коронально активная звезда в двойной системе), AM Геркулеса (поляр), EX Гидры (промежуточный поляр).

ше которой в спектре их излучения должен неизбежно начаться экспоненциальный обрыв. Коронально активные звезды обычно имеют достаточно “мягкий” спектр, и их вкладом в “фоновое” рентгеновское излучение звездного населения Галактики в жестком рентгеновском диапазоне можно пренебречь.

Основными классами объектов, излучающими жесткие рентгеновские фотоны среди источников малых светимостей являются промежуточные поляры, поляры и карликовые новые, т.е. аккрецирующие белые карлики. Их излучение формируется в результате остывания горячей оптически тонкой плазмы на поверхности белого карлика. Нагрев такой плазмы от величин, характерных для температур звезд, откуда эта плазма аккрецирует на белый карлик, до десятков и сотен миллионов градусов происходит либо в ударной волне над поверхностью белого карлика, если белый карлик имеет достаточно сильное магнитное поле (см., например, обзор [203], такая конфигурация аккреционного потока схематично изображена на рис. 1.43), либо в оптически тонком пограничном слое между внутренним краем аккреционного диска вокруг белого карлика и его поверхностью, в случае если магнитное поле белого карлика мало [202].

Максимальная температура оптически тонкой плазмы, которая может быть достигнута любым из указанных выше способов, не превышает значения вириальной температуры протонов у поверхности белого карлика, т.е. такой температуры, при которой энергия теплового движения протонов равна потенциальной энергии протонов в гравитационном поле белого карлика.

$$kT \sim \frac{m_p GM_{\text{wd}}}{R_{\text{wd}}}$$

Для типичных значений масс ( $\sim 0.5M_{\odot}$ ) и радиусов (порядка размера Земли) белых карликов вириальная температура протонов составляет несколько десятков кэВ. Поскольку спектр излучения оптически тонкой плазмы на энергиях, превышающих значение ее температуры, экспоненциально падает, то можно ожидать, что спектр излучения аккрецирующих белых карликов не может продолжаться до энергий выше нескольких десятков кэВ — должен наступить обрыв (см., например, рис. 1.43, правая панель). Систематические исследования спектров, в частности, аккрецирующих промежуточных полярных показали, что эта

простая модель их излучения довольно точно описывает их спектры в диапазоне энергий 3–100 кэВ [260]. Следовательно, в случае, если модель формирования ГРФ в жестком рентгеновском диапазоне в результате сложения излучения большого количества аккрецирующих белых карликов верна, то спектр ГРФ должен иметь обрыв на энергиях выше нескольких десятков кэВ. Результаты наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ показали, что такой обрыв действительно существует (см. рис. 1.44, [145]).

На рис.1.44 показан широкополосный спектр фонового излучения Галактики в энергетическом диапазоне 3-200 кэВ. Также показан композитный спектр, составленный из спектров излучения различных классов слабых галактических источников, сложенных с весами, соответствующими их вкладу в кумулятивную излучательную способность звездного населения Галактики (штриховая область). Хорошо видно, что все спектральные особенности излучения рентгеновского фона Галактики хорошо воспроизводятся композитным спектром — комплекс эмиссионных линий в области энергий 6.7 кэВ, экспоненциальный обрыв на энергиях выше ~30-40 кэВ.

## 1.5 Перспективы исследований

### 1.5.1 Разрешение потока ГРФ на точечные источники обсерваторией ЧАНДРА

Оценка вклада диффузной составляющей с использованием информации о кумулятивной излучательной способности слабых рентгеновских источников подвержена достаточно большой неопределенности, связанной как с ограниченным числом источников в исследованной подборке (см. §1.2, хотя эта ситуация может существенно измениться при наличии высокочувствительного обзора всего неба в стандартном рентгеновском диапазоне, планируемого с инструментами типа eROSI-TA [212]), так и с возможными вариациями состава звездного населения Галактики, которые могут приводить к вариациям значения кумулятивной излучательной способности слабых рентгеновских источников в разных областях Галактики относительно значения, полученного в §1.2 для окрестности Солнца.

Наиболее прямым способом получить ограничения на вклад истин-

но диффузной компоненты в излучение Галактики, является разрешение как можно большей доли рентгеновского излучения Галактики в определенном направлении на точечные источники. На пути к достижению этой цели существует ряд сложностей.

**Ограничения по поверхностной яркости** Вдали от центра Галактики и галактической плоскости поверхностная яркость ГРФ сильно падает. Например, на галактических долготах  $|l| \sim 15^\circ$  и галактических широтах  $|b| > 5^\circ$  поверхностная яркость ГРФ в 10 раз меньше, чем поверхностная яркость внегалактического рентгеновского фона. Такие значения поверхностной яркости уже могут быть потеряны во флуктуациях (cosmic variance) яркости внегалактического фона, и следовательно при изучении феномена ГРФ необходимо избегать таких областей.

Таким образом, с точки зрения поверхностной яркости ГРФ наиболее разумными представляются исследования центральной части Галактики, в частности, области галактического центра. Однако, в близкой окрестности центра Галактики (объекта Стрелец А\*) поверхностная плотность слабых галактических источников может быть столь велика, что начнет сказываться проблема наложения источников даже для наблюдений инструментами, имеющими самое лучшее угловое разрешение.

**Проблема наложения источников** В областях очень большой поверхностной яркости ГРФ может оказаться, что проблема наложения источников установит предел детектирования слабых объектов. Действительно, инструменты обсерватории ЧАНДРА, имеющие в настоящее время наилучшее угловое разрешение ( $\sim 0.5 - 1''$ ) столкнутся с проблемой наложения источников, когда их поверхностная плотность достигнет значения  $\sim 500$  источников/кв.угл.мин. Для областей на расстояниях меньше  $< 10'$  от центра Галактики (от источника Стрелец А\*) это означает увеличение плотности источников в  $\sim 40$  раз относительно имеющегося сейчас значения [186], что, при наблюдаемой кривой подсчетов, будет достигнуто при приблизительно на порядок более чувствительном пределе детектирования.

**Предел чувствительности** Для наилучшего определения доли истинно диффузной компоненты в излучении ГРФ необходимо достичь чувствительности, которая бы позволила зарегистрировать более 80-90% потока известных классов галактических источников. Используя кумулятивную функцию светимости слабых галактических источников из § 1.2, можно сделать оценку, что для этого необходимо достичь уровня светимости источников  $L_x \sim 10^{30}$  эрг/сек. Для области центра Галактики, в которой большинство источников расположены на расстоянии галактического центра (7-8 кпк), это означает предел чувствительности в единицах потока  $\sim 10^{-16}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>, что приблизительно на порядок ниже, чем предел, достигнутый в работе [186].

Также, можно сделать оценку чувствительности, необходимой для достижения детектирования 80-90% потока галактических точечных источников в области галактического диска, пользуясь моделью Галактики, описанной в § 1.3.1. Для примера можно взять типичную область галактического диска на галактической долготе  $l = 20^\circ$ . Предсказываемая кумулятивная кривая подсчетов и кумулятивная поверхностная яркость точечных источников приведены на рис. 1.45. Приведенные кривые посчитаны для энергетического диапазона 2–10 кэВ, в котором могут работать орбитальные обсерватории ЧАНДРА и ХММ-Newton. Относительный вклад источников различных классов в кумулятивную кривую подсчетов и поверхностную яркость неба сильно зависит от выбранного энергетического диапазона из-за того, что самые слабые рентгеновские источники (коронально активные звезды) имеют, в среднем, спектр значительно мягче, чем более яркие аккрецирующие белые карлики. Таким образом, обзор в более мягком энергетическом диапазоне 2-10 кэВ будет более подвержен влиянию слабых источников, чем обзор в диапазоне 3-20 кэВ. Для более точного предсказания кривой подсчетов в действительности необходимо учитывать реальную зависимость чувствительности конкретного прибора от энергии. Например, учитывать, что инструменты обсерватории ЧАНДРА практически теряют чувствительность на энергиях выше 5-6 кэВ.

Из рис. 1.45 видно, что для того, чтобы разрешить более 80-90% потока точечных источников в направлении галактического диска, необходимо достичь чувствительности порядка  $\sim 10^{-16-16.5}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>. Такая чувствительность не является недостижимой для инструментов обсерватории ЧАНДРА — похожие чувствительности были достигнуты

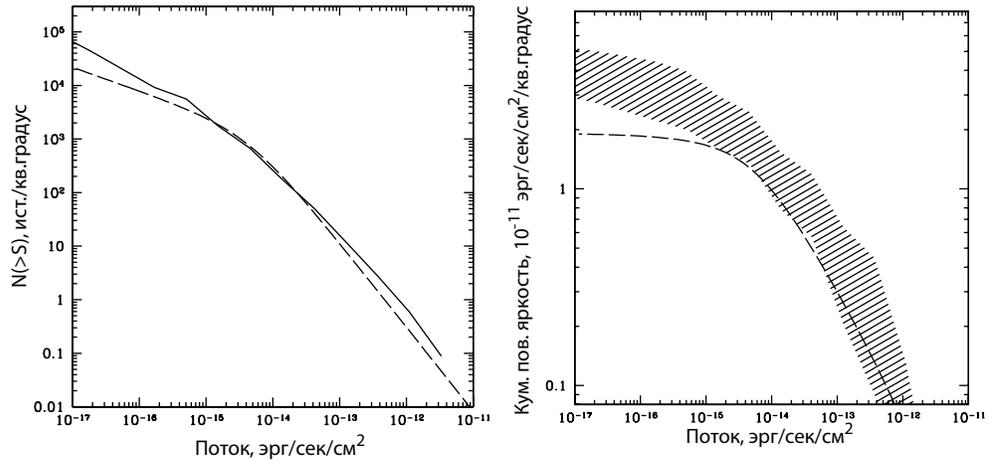


Рис. 1.45: **Слева:** Предсказанная кривая подсчетов галактических (сплошная кривая) и внегалактических (штриховая кривая) источников для диапазона 2–10 кэВ в направлении  $l = 20$ ,  $b = 0.0$ . Кривая подсчетов внегалактических источников взята из работы [184]. **Справа:** Кумулятивная поверхностная яркость точечных источников как функция предела детектирования для тех же популяций источников. Заштрихованная область приблизительно показывает неопределенность значения кумулятивной поверхностной яркости из-за неточности наших знаний о функции светимости слабых галактических источников.

в глубоких обзорах внегалактических областей CHANDRA Deep Field North и CHANDRA Deep Field South [например 48, 100, 184] (инструменты обсерватории XMM-Newton не смогут достичь необходимой чувствительности из-за проблемы наложения источников, предел —  $\sim 10^{-15}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>).

Действительно, в энергетическом диапазоне  $\sim 3 - 8$  кэВ инструментальный фон детекторов ACIS (которые обеспечивают наилучшую чувствительность обсерватории ЧАНДРА)  $\sim 7 \times 10^{-8}$  отсч/сек/пиксел [168]. При таком значении фонового потока до времени экспозиции порядка  $\sim 3 - 3.5$  Мсек предел детектирования точечного источника определяется скоростью счета его фотонов (предполагается, что для детектирования точечного источника используется  $2 \times 2$  ячейка детектора ACIS). Для статистически значимого детектирования точечного источника необходимо накопить  $\sim 4 - 5$  фотонов в ячейке детектирования. Исходя из этого значения, можно сделать оценку времени экспози-

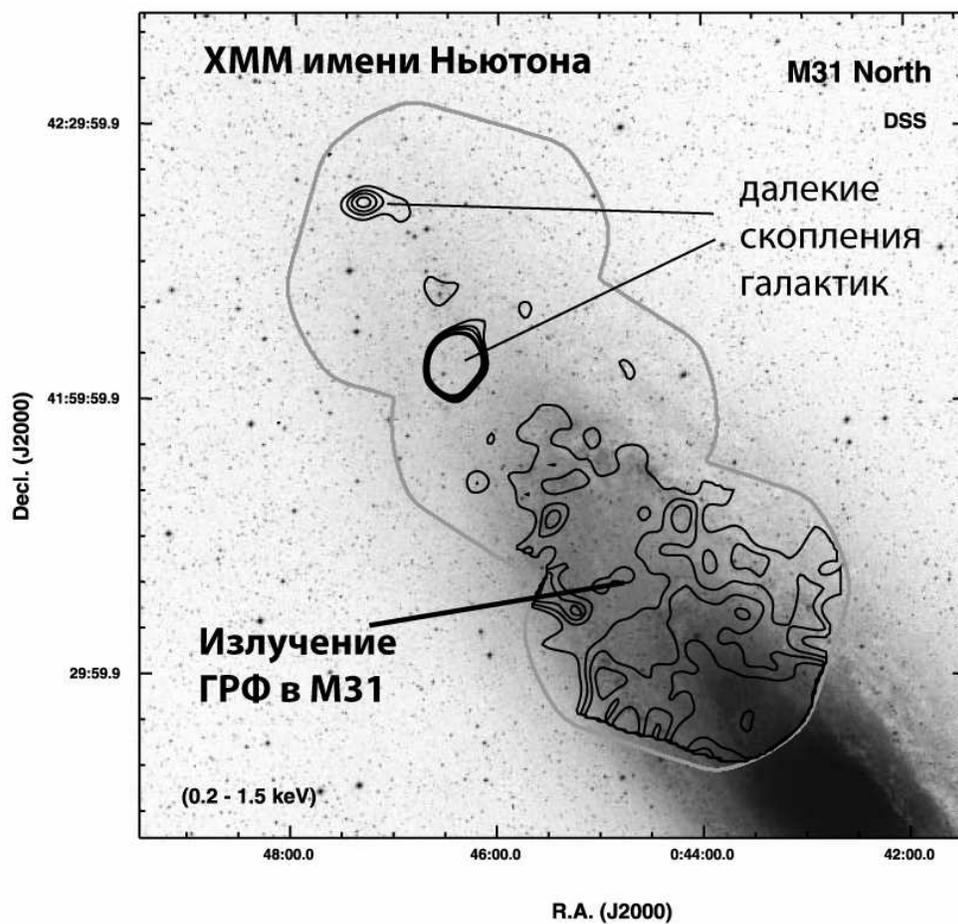


Рис. 1.46: Оптическое изображение галактики М31/Туманность Андромеды (Digital Sky Survey) с наложенными контурами неразрешенного рентгеновского излучения, полученного при помощи измерений обсерватории XMM имени Ньютона (из работы [278]). Вычтен вклад всех источников со светимостями более чем  $\sim 10^{35}$  эрг/сек. Хорошо видно, что поверхностная яркость неразрешенного излучения следует поверхностной яркости излучения звезд.

ции, необходимого для детектирования точечного источника с потоком  $\sim 10^{-16}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>.

Предполагая межзвездное поглощение в исследуемом направлении в Галактике  $N_H = 1.5 \times 10^{22}$  см<sup>-2</sup>, для формы энергетического спектра, характерного для ярких коронально активных звезд (типа V711 Тельца,  $L_x \sim 10^{31}$  эрг/сек) поток  $\sim 10^{-16}$  эрг/сек/см<sup>2</sup> в энергетическом диапазоне 3-20 кэВ соответствует скорости счета фотонов примерно  $\sim 5-6 \times 10^{-6}$  отсч/сек в диапазоне 3-8 кэВ. Следовательно, для накопления 4-5 фотонов необходимо время экспозиции порядка  $\sim 800-1000$  ксек.

Важно отметить, что предсказываемая поверхностная плотность галактических источников на описываемом пределе детектирования  $\sim 5 \times 10^4$  ист./кв.градус для инструментов обсерватории ЧАНДРА еще не приведет к существенному влиянию проблемы наложения источников.

На бóльших энергиях ( $> 20$  кэВ) большой процент разрешения потока слабых галактических источников может быть достигнут при гораздо меньших чувствительностях ввиду того, что на этих энергиях перестают излучать источники со светимостями менее  $\sim 10^{31-32}$  эрг/сек (коронально активные звезды) и основной вклад должен даваться источниками со светимостями  $\sim 10^{33-34}$  эрг/сек (см., например, рис.1.44 и 1.28). Для разрешения более половины потока точечных источников необходима всего лишь чувствительность порядка  $\sim 10^{-14-13.5}$  эрг/сек/см<sup>2</sup>. Такая чувствительность может быть достигнута проектируемыми в настоящее время телескопами косого падения, которые смогут работать в жестком рентгеновском диапазоне, например NuSTAR [122]

### **1.5.2 Излучение ГРФ в других галактиках**

Как было показано выше, сравнение поверхностных яркостей инфракрасного излучения Галактики и излучения ГРФ позволяет измерять кумулятивную излучательную способность звездного населения Галактики, имеющего малые рентгеновские светимости, которая, в свою очередь, зависит от истории образования исследуемого звездного населения. В частности, можно ожидать, что при значительном старении звездного населения значение кумулятивной излучательной способности единичной массы звезд и спектр фонового излучения должны изме-

ниться. Для измерения зависимости излучательной способности звезд от их возраста необходимо провести исследования различных скоплений звезд, желательно большой массы для того, чтобы в этом скоплении присутствовали различные типы источников, чья относительная плотность мала (например плотность аккрецирующих белых карликов со светимостью более  $10^{31}$  эрг/сек в окрестностях Солнца составляет  $\sim 10^{-5}M_{\odot}$ ). Среди таких объектов — богатые шаровые скопления в нашей Галактике, близкие карликовые эллиптические галактики, а также ближайшие галактики, такие как галактика Туманность Андромеды (M31). Исследование излучения ГРФ более далеких галактик при современной чувствительности приборов затруднено в связи с тем, что яркие объекты со светимостями  $10^{35} - 10^{36}$  эрг/сек, не детектируемые по отдельности современными телескопами, могут существенно изменить вид спектра рентгеновского излучения изучаемой галактики.

В качестве демонстрации того, что изучение ГРФ в ближайших галактиках можно успешно наблюдать, на рис. 1.46 приведено оптическое изображение галактики M31 из работы [278], показывающее распределение звезд, а также контурами показана поверхностная яркость неразрешенного рентгеновского излучения (вклад ярких точечных источников  $L_x > 10^{35}$  эрг/сек вычтен). Хорошо видно, что аналогично изображениям, приведенным на рис. 1.41, оптическая и рентгеновская поверхностные яркости галактики очень похожи (см. также более раннюю работу по исследованию неразрешенного рентгеновского излучения M31 [306]).

## 1.6 Заключение

В этой части диссертации была рассмотрена проблема формирования рентгеновского фонового излучения Галактики. Основу подхода, обеспечившего успешное решение поставленной задачи, составили различные исследования рентгеновского излучения Галактики — исследование морфологии фонового излучения, а также составление “переписи” галактических рентгеновских источников малой светимости, позволившей впервые сделать количественную оценку объемных и удельных плотностей различных классов рентгеновских источников.

- Обзор неба, проведенный при помощи данных наблюдений обсер-

ватории RXTE, позволил построить карту поверхностной яркости галактического рентгеновского фона (за исключением области  $\sim 1^\circ$  вокруг центра Галактики, разрешение которой было невозможно при помощи использовавшихся инструментов). Показано, что излучение ГРФ морфологически состоит из балджа/бара и диска, параметры которых в точности повторяют параметры таких же компонент в распределении звезд в Галактике.

- Продемонстрировано, что поверхностная яркость Галактики в излучении ГРФ прямо пропорциональна поверхностной яркости Галактики в ближнем ИК диапазоне, которая является хорошим индикатором распределения звезд в Галактике. Это позволило ввести параметризацию излучательной способности ГРФ в единицах рентгеновской светимости единичной звездной массы ( $L_x/M$ ). Значение удельной рентгеновской светимости ГРФ в диапазоне 3–20 кэВ:  $L_x/M = (3.5 \pm 0.5) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$ . Эти наблюдательные факты являются ключевыми для определения природы галактического фонового излучения. Любая модель, объясняющая его формирование, обязана предсказывать прямую пропорциональность между объемной плотностью звезд в Галактике и объемной излучательной способностью ГРФ, коэффициент пропорциональности должен быть равен значению  $L_x/M$ , приведенному выше.
- При помощи обзоров неба обсерваторий ИНТЕГРАЛ, RXTE и РОСАТ получены каталоги источников различных классов, покрывающих диапазон светимостей от  $10^{27}$  до  $10^{39}$  эрг/сек. Каталог галактических источников на галактических широтах  $|b| > 10^\circ$ , имеющий хорошо определенные статистические свойства, впервые позволил построить функцию светимости галактических источников в диапазоне светимостей  $10^{27} - 10^{34}$  эрг/сек. Показано, что на значениях  $L_x \sim 10^{30} - 10^{31}$  эрг/сек функция светимости галактических источников имеет широкий пик, обусловленный наличием большого числа аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд.
- Получено значение удельной (на единицу звездной массы) кумулятивной излучательной способности слабых галактических рентге-

новских источников в окрестностях Солнца в энергетическом диапазоне 3-20 кэВ:  $L_x/M = (5.3 \pm 1.5) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$  без учета вклада молодых звезд и  $(6.2 \pm 1.5) \times 10^{27}$  эрг/сек/ $M_\odot$  с учетом вклада молодых звезд. Такая излучательная способность галактических источников малой светимости *достаточна для формирования фонового рентгеновского излучения Галактики.*

- Показано, что спектр излучения ГРФ можно составить из спектров излучения известных классов слабых рентгеновских источников — аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд.



## Часть 2

### Хаотическая переменность аккрецирующих источников

Большая часть ярких источников рентгеновского излучения во Вселенной является аккрецирующими системами. Это является результатом того, что именно в процессе аккреции (падения вещества на гравитирующий объект) достигается практически максимально возможная эффективность выделения энергии — при падении на нейтронные звезды или черные дыры вещество выделяет из гравитационного поля компактных объектов энергию, эквивалентную большой доле его энергии покоя:  $0.1 - 0.5 mc^2$ . Нагреваясь, аккрецирующее вещество достигает температур десятки миллионов градусов и излучает рентгеновские фотоны.

Выходящее из таких областей рентгеновское излучение несет в себе “отпечаток” сильного гравитационного поля компактного объекта, и, следовательно, представляет собой природный инструмент измерения параметров таких экзотических объектов во Вселенной, как черные дыры и нейтронные звезды, а также, для изучения поведения вещества при экстремальных параметрах (температуры десятки миллионов градусов, магнитные поля  $10^6 - 10^{13}$  Гаусс, доминирующее давление излучения и т.д.)

Важность исследований переменности потока излучения от компактных объектов на малых временных масштабах для изучения поведения вещества при экстремальных условиях и измерения параметров компактных объектов была подчеркнута теоретиками еще в начале 70х годов (см., например, [25, 213, 16]). Было отмечено, что ввиду экстремальной малости размера галактических черных дыр и нейтронных звезд (менее 10-15 км) временной масштаб поведения аккрецирующе-

го вещества вблизи этих объектов может достигать миллисекунд и менее. Именно на таких временных масштабах можно ожидать проявления фундаментального отличия черных дыр от любых других объектов во Вселенной — отсутствия твердой поверхности.

Первые же исследования компактных объектов в рентгеновском энергетическом диапазоне, где аккрецирующие компактные источники излучают основную энергию, показали, что переменность потока излучения большей части источников является не периодической, а хаотической и распределена по очень большому диапазону временных масштабов (см. например, [195, 196, 126, 270, 257, 51]).

Хаотическая переменность рентгеновского излучения различных частей аккреционного потока вокруг компактного объекта (например, аккреционного диска, оптически тонкой короны над аккреционным диском, пограничного слоя между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды и т.д.) может иметь различные характеристики, например, может иметь выделенные масштабы, или, напротив, быть распределена по большому диапазону фурье-частот. Причем вид зависимости амплитуды переменности от фурье-частоты, значения характерных фурье-частот, могут нести информацию о свойствах как аккреционного потока вещества вокруг центрального гравитирующего объекта, так и о параметрах самого центрального объекта. Предложенное в данной работе использование этой информации позволяет выделять из полного рентгеновского излучения источников спектральные компоненты, возникающие именно в интересующих исследователя областях, что в ряде случаев невозможно сделать другими способами. Фактически, таким образом, можно проводить “томографические” (послойные) исследования аккреционных потоков вокруг компактных объектов, которые могут дать важнейшую информацию о структуре аккреционного потока, поведении в нем вещества и о параметрах компактных объектов в Галактике.

## **2.1 Методы**

### **2.1.1 Введение**

Исследование характеристик переменности рентгеновских источников сопряжено с трудностями, связанными с тем, что практически всегда на интересующем исследователя масштабе времени отдельные измерения

имеют очень малые отношения “сигнал/шум” — в большинстве интервалов длиной, скажем, 1 миллисекунда, прибор будет регистрировать ноль рентгеновских фотонов и лишь в небольшом наборе интервалов будет регистрироваться 1 фотон (еще реже - 2 фотона). Скорость счета фотонов на регистрирующем приборе является случайной величиной, подчиняющейся распределению Пуассона, т.е. вероятность зарегистрировать  $n$  фотонов в интервале длиной  $\Delta t$  можно записать в виде:

$$P_n = \frac{\langle F \rangle^n e^{-\langle F \rangle}}{n!} \quad (2.1)$$

где  $\langle F \rangle$  - математическое ожидание количества фотонов, зарегистрированного за время  $\Delta t$ . Для одного из ярчайших источников на рентгеновском небе — черной дыры Лебедь X-1 — математическое ожидание потока фотонов на Земле равно приблизительно 1 фотон/кв.см. в секунду. Даже при помощи самого большого на настоящий момент рентгеновского инструмента — спектрометра РСА обсерватории ХТЕ имени Росси, имеющего собирающую площадь детекторов  $\sim 6500$  кв.см. за период времени 1 миллисекунда можно в среднем накопить лишь 6 фотонов, при чем в каждый отдельный интервал времени величины скорости счета фотонов будут отличаться от этого значения согласно формуле (2.1) даже если собственное излучение источника Лебедь X-1 является абсолютно постоянным.

Таким образом, практически любые характеристики переменности, измеренные в отдельных интервалах времени на малых временных масштабах имеют большую статистическую неопределенность. Поэтому, для получения статистически достоверных результатов используют усредненные характеристики переменности источников. Самым распространенным методом получения усредненных характеристик переменности рентгеновских источников в настоящее время является метод спектров мощности (см., например, [151, 289]).

### 2.1.2 Спектры мощности

Спектром мощности переменности потока источника называется квадрат модуля фурье-преобразования кривой блеска источника (функции зависимости его потока от времени).

Рассмотрим последовательность, состоящую из  $Nn$  измерений пото-

ка источника, каждое измерение шириной  $t_b$ . Разделим полную последовательность на  $n$  так называемых фурье-интервалов. Каждый интервал при этом будет состоять из  $N$  измерений.

Дискретное преобразование Фурье дает нам  $a_j$  - фурье-амплитуду сигнала в  $j$ -той фурье-гармонике на частоте  $f$ :

$$a_j = \sum_{k=0}^{N-1} x_k e^{2\pi i j k / N} (j = 0, N/2), \quad f = \frac{j}{N t_b} \quad (2.2)$$

здесь  $x_k$  - количество задетектированных фотонов в  $k$ -ом временном интервале,  $N$  - количество измерений в фурье-интервале.

Нормировка фурье-амплитуд, в которой естественным образом можно оценить вклад пуассоновских вариаций количества детектированных фотонов, была введена в работе [151]:

$$P_j = \frac{2|a_j|^2}{N_{\text{ph}}} \quad (2.3)$$

здесь  $N_{\text{ph}}$  - количество фотонов в одном фурье-интервале.

В этой нормировке амплитуда мощности нормируется на дисперсию наблюдаемого сигнала. В такой нормировке фурье-амплитуда сигнала  $P_j$ , возникающего за счет пуассоновских вариаций скорости счета на детекторе, и ее дисперсия  $\sigma_{P_j}$  равны:

$$\langle P_j \rangle = 2, \quad \sigma_{P_j} = 2 \left( 1 + \frac{1}{N_{\text{ph}}} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Поскольку наша исходная кривая блеска была поделена на  $n$  фурье-интервалов, то спектры мощности, полученные по отдельным интервалам, можно усреднить. Также, можно усреднить значения мощности  $m$  последовательных точек на спектре мощности. В таком случае, для полученных значений  $P_j$  можно записать:

$$\langle P_{mn} \rangle = 2, \quad \sigma_{P_{mn}} = \frac{2}{\sqrt{mn}} \left( 1 + \frac{1}{N_{\text{ph}}} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Если детектируемый сигнал содержит хаотическую переменность,

создаваемую самим наблюдаемым источником, то:

$$\langle P_j \rangle \approx \langle P_{j,\text{source}} \rangle + 2, \quad \sigma_{P_j} \approx \frac{2}{\sqrt{mn}} \left( 1 + \frac{1}{N_{\text{ph}}} \right)^{1/2} \left( 1 + \frac{P_{j,\text{source}}}{2} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

В большинстве прикладных случаев наблюдателю нужно знать мощность в относительных единицах, т.е. какова амплитуда переменности потока источника за вычетом вклада пуассоновского шума в наблюдаемую переменность в данном частотном интервале по отношению к его среднему значению. Для этого используется следующая нормировка [182]:

$$P_j[(\text{rms}/\text{mean})^2/\text{Hz}] = \left( \frac{2|a_j|^2}{N_{\text{ph}}} - 2 \right) \frac{1}{r_0} \quad (2.7)$$

здесь,  $P_j$  – амплитуда переменности потока источника в единичном частотном интервале ( $\Delta f = f_{\text{min}} = (Nt_b)^{-1}$ ), выраженная в долях к его среднему потоку  $r_0$  в этом фурье-интервале.

Чтобы вычислить амплитуду переменности источника ( $A$ ) в конечном частотном интервале  $[f_{\text{min}}, f_{\text{max}}]$ , надо извлечь квадратный корень из интеграла величины  $P(f)$ , вычисленного в процентной нормировке в этом интервале частот, т.е.:

$$A = \left[ \int_{f_{\text{min}}}^{f_{\text{max}}} P(f_j) df_j \right]^{1/2} \quad \text{где } f_j = \frac{j}{Nt_b}$$

Получив, после вычислений по приведенной формуле,  $A = 0.2$  можно сказать, что амплитуда переменности источника в этом частотном диапазоне равна 20 %.

### 2.1.3 “Мертвое время” и окна “перегрузки”

У каждого реального детектора преобразование факта попадания в него фотона в цифровой сигнал, содержащий информацию об энергии фотона, времени его детектирования, координате и т.д., занимает конечное так называемое “мертвое” время, в течение которого никакое вновь произошедшее событие не будет зарегистрировано. У различных приборов оно разное и может определяться как скоростью аналого-цифрового преобразователя (АЦП), так и временем, характеризующим

внутренние физические процессы, происходящие в детекторе в момент регистрации фотона (электронные лавины, токовые фронты и т.д.).

Наличие мертвого времени ( $t_d$ ) приводит к тому, что последовательность регистраций отдельных фотонов уже не представляет собой реализацию пуассоновского процесса, а имеет достаточно сложную зависимость между временами прихода фотонов. Это, в свою очередь, приводит к тому, что спектр мощности статистического шума перестает быть величиной, не зависящей от фурье-частоты, следовательно, нельзя учесть вклад “пуассоновских” вариаций кривой блеска просто вычитанием константы, определенной по формуле (2.4). Для правильного анализа данных реального детектора необходимо как можно более точно учесть влияние эффектов так называемого “мертвого” времени на вид получаемого спектра мощности. В первом приближении — на вид спектра мощности “пуассоновских” вариаций скорости счета на детекторе.

Разделяют два типа мертвого времени — “парализующее” и “непарализующее”.

**”Парализующее мертвое время”** — это тип мертвого времени, при котором любое произошедшее событие является причиной возникновения мертвого времени, даже если это событие не было задетектировано (записано). В этом случае зарегистрированная (записанная) скорость счета событий  $r_0$  и реальная (падающая на детектор)  $r_{in}$  связаны соотношением:

$$r_0 = r_{in} e^{-r_{in} t_d} \quad (2.8)$$

При бесконечно малой длине единичного временного интервала кривой блеска ( $t_b \rightarrow 0$ ) формулу, определяющую уровень статистического шума [320] детектируемого сигнала в нормировке (2.3), можно записать в виде:

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4r_{in} t_d e^{-r_{in} t_d} \frac{\sin(2\pi f t_d)}{2\pi f t_d} = 2 - 4r_0 t_d \frac{\sin(2\pi f t_d)}{2\pi f t_d} \quad (2.9)$$

При конечной ширине минимального временного интервала  $t_b$  формула преобразуется в:

$$\langle P_f \rangle = 2 \left[ 1 - 2r_0 t_d \left( 1 - \frac{t_d}{2t_b} \right) \right] - 2r_0 t_d \left( \frac{t_d}{t_b} \right) \cos\left( \frac{\pi f}{f_{Nyq}} \right) \quad (2.10)$$

Табл. 2.1: Таблица характерных времен для детектирующей цепочки детекторов PCA/RXTE

Величина	Время, мксек
Время роста фронта	~3
Мертвое время анодной цепи	~4–6
Мертвое время АЦП	~9
Окно “наслоения” (pile-up $\Delta t_{pu}$ )	~1.8
Окно “перегрузки” ( $t_{vle}$ )	
0	12
1	55
2	150
3	550

здесь  $f_{Nyq} = (2t_b)^{-1}$  - частота Найквиста-Котельникова.

**”Непарализующее мертвое время”** – это тип мертвого времени, при котором только задетектированное событие приводит к возникновению мертвого времени. В этом случае зарегистрированная детектором скорость счета связана с падающей (реальной) соотношением:

$$r_0 = \frac{r_{in}}{1 + r_{in}t_d} \quad (2.11)$$

При бесконечно малой длине единичного временного интервала кривой блеска мощность “пуассоновского” сигнала можно записать в виде [298, 320]:

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4X(f)$$

$$X(f) = \frac{r_{in}^2 [1 - \cos(2\pi f t_d)] + r_{in} 2\pi f \sin(2\pi f t_d)}{r_{in}^2 [1 - \cos(2\pi f t_d)]^2 + [r_{in} \sin(2\pi f t_d) + 2\pi f]^2} \quad (2.12)$$

Для получения результата для конечной ширины временного интервала  $t_b$  необходимо просуммировать ряд:

$$\langle P_f \rangle = 2 - 4 \sin(\pi f t_b)^2 \cdot \sum_{k=-\infty}^{\infty} \frac{X([2\pi f + 2\pi k]/t_b)}{(\pi f t_b + \pi k)^2} \quad (2.13)$$

Табл. 2.2: Ожидаемые (exp) и полученные (fit) из аппроксимации наблюдаемых спектров мощности источника Скорпион X-1 параметры мертвого времени.

	$t_b$ , мксек	$t_d$ , мксек		$r_{pcu}$ , килоотсч/с			$r_{vle}$ , мксек		$r_{vle}$ , отсч./сек.		$\chi^2/ст.св.$
		exp.	fit	Tot <sup>b</sup> .	GX <sup>c</sup>	fit	exp.	fit	exp. <sup>c</sup>	fit	
#1	15.25879	8-10	8.5 ± 0.1	29.2	20.8	17.6 ± 0.3	150	152 ± 1	265	274 ± 2	152/151
#2	15.25879	8-10	8.7 ± 0.1	19.6	15.1	10.0 ± 0.5	60	76 ± 2	239	244 ± 13	180/157

<sup>a</sup> – наблюдаемая полная скорость счета ( Xenon, Propane Counts, Remaining Counts) в одном PCU

<sup>b</sup> – наблюдаемая скорость счета "хороших" событий в одном PCU

<sup>c</sup> – наблюдаемая скорость счета (по данным диагностических файлов FN5{abcde})

Детектирующая цепочка спектрометра PCA/RXTE содержит как парализующее мертвое время так и непарализующее. Событие (например, попадание рентгеновского фотона, попадание частиц космических лучей и т.д.) формирует токовый пик конечной ширины в анодной цепи детектора PCA. Это создает парализующее мертвое время порядка 4-6 мксек на событие. Обработка каждого события, прошедшего предварительную фильтрацию в детектирующей цепочке детектора, и перевод его в цифровой сигнал занимает приблизительно  $\sim 9$  мксек, что формирует непарализующее мертвое время детектора. При очень высокой скорости счета детектора (скоростях счета выше, чем 20-30 000 отсч/сек в каждом детекторе спектрометра PCA) так же становится важным так называемое время "наслоения", в течении которого последующее событие не отбрасывается, а складывается с первым и энергия получившегося события становится равной сумме энергий двух сложившихся событий.

Дополнительным фактором искажения спектра мощности сигнала, приходящего на детектор, является влияние окон "перегрузки". Если анодный слой в результате некоторого события получил энергию больше определенного уровня (примерно  $E > 75$  кэВ), то событие, послужившее этому причиной, получает "флаг" "перегрузки" (Very Large Event). В этом случае электроника детектора ставит защиту - генерируется ряд очень быстро чередующихся импульсов (которые в дальнейшем отбрасываются бортовым компьютером), тем самым блокируя детекти-

рующую схему. Количество блокирующих импульсов может меняться программным образом и имеет 4 значения: 0 (~12 мксек), 1 (~55 мксек), 2 (~150 мксек), 3 (~550 мксек). Все значения времени VLE здесь приблизительные и измеренные в лаборатории на Земле. Измерения показали, что значения на орбите немного отличаются от вышеприведенных [219].

Наличие блокирующих сигналов во временном ряду создает дополнительную шумовую компоненту даже в отсутствии переменности в реальном сигнале.

$$P_{\text{шум}}(f) = 2r_{vle}r_0t_{vle}^2 \left( \frac{\sin \pi t_{vle}f}{\pi t_{vle}f} \right)^2 \quad (2.14)$$

В таблице 2.1 приведены значения времен, определяющих детектирующую цепочку РСА.

Суммируя вышесказанное, можно записать, что спектр мощности статистического шума в сигнале, детектируемом RXTE/РСА равен:

$$P_{\text{шум}} = P_{\text{фотон}}(f, t_d, t_b, R) + P_{vle}(f, t_{vle}, R_{vle})$$

Здесь  $P_{\text{фотон}}$  – пуассоновский шум отсчетов с учетом мертвого времени (2.13),  $P_{vle}$  – шум, возникающий за счет "перегрузочной" модуляции кривой блеска, описываемый формулой (2.14).

Более подробно (см. также [219]):

$$P_{\text{фотон}}(t_d, t_b, r_0) = -4 \cdot \frac{1}{r_0} \cdot \sin(2\pi f t_b / 2)^2 \times \\ \times \sum_{k=-\infty}^{\infty} X[2\pi(f + k/t_b)] / (\pi(f t_b + k))^2 \quad (2.15)$$

где

$$X[f] = \frac{r_{in}^2 [1 - \cos(2\pi f t_d)] + r_{in} 2\pi f \sin(2\pi f t_d)}{r_{in}^2 [1 - \cos(2\pi f t_d)]^2 + [r_{in} \sin(2\pi f t_d) + 2\pi f]^2}; \\ r_{in} = \frac{r_0}{1 - r_0 t_d}$$

здесь  $r_0$  - наблюдаемая скорость счета,  $r_{in}$  – величина потока, падающего на детектор,  $t_d$  – фотонное мертвое время,  $t_b$  – размер временного шага кривой блеска,  $f$  – фурье-частота.

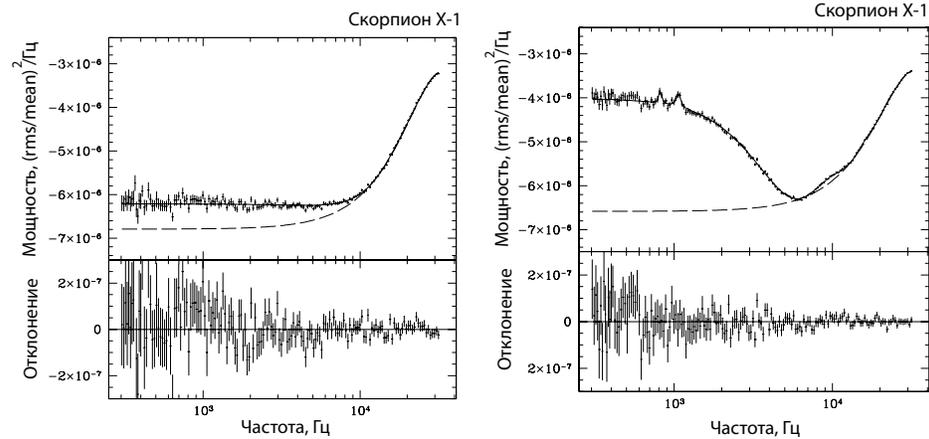


Рис. 2.1: Спектры мощности Sco X-1 с разрешением  $\sim 15$  мксек. Пунктирной линией показана мощность статистического шума только с учетом фотонного мертвого времени (формула 2.15). Сплошной кривой показана мощность статистического шума с учетом фотонного и "перегрузочного" мертвого времени (на правом рисунке в модель также включены два слабых пика квазипериодических осцилляций). Слева: в этом наблюдении параметр "перегрузочного" окна был выставлен в положение "1" (см. таблицу 2.1). Справа: в этом наблюдении параметр "перегрузочного" окна был выставлен в положение "2"

Для демонстрации того, что описанная модель учета влияния инструментальных эффектов на получаемый спектр мощности сигнала верна, на рис. 2.1 приводятся модельные аппроксимации данных, полученных при наблюдении ярчайшего источника на рентгеновском небе — Скорпион X-1 — с временным разрешением  $\sim 15$  мксек. Параметры модельных аппроксимаций приведены в таблице 2.2.

#### 2.1.4 Кросс-спектры: когеррентность и фазовые сдвиги

В работе также используются величины когеррентности сигналов в различных энергетических диапазонах и величины фазовых сдвигов между ними. Для более подробного описания методов исследования кривых блеска источников при помощи кросс-спектров можно, например, обратиться к работам [293, 194].

Основой для интереса к использованию понятия когеррентности и фазовых сдвигов в рентгеновской астрономии служит проверка предпо-

ложения, что кривая блеска источника в одном энергетическом интервале может быть описана как линейное преобразование кривой блеска в другом энергетическом канале. Предположим, что имеются две кривых блеска источника: одна в "мягком" энергетическом диапазоне  $s(t)$ , а другая в "жестком"  $h(t)$ . Линейная зависимость одной кривой блеска от другой означает, что существует функция  $t_r(\tau)$ , при помощи которой можно записать:

$$h(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} t_r(t - \tau) s(\tau) d\tau \quad (2.16)$$

где  $t_r(\tau)$  — ядро линейного преобразования (transfer function). В простейшем случае это ядро может быть дельта-функцией  $\delta(\Delta t)$ . В таком случае кривая блеска  $h(t)$  будет представлять собой обычный сдвиг кривой блеска  $s(t)$  по времени на величину  $\Delta t$ . В общем случае, конечно, связь между кривыми блеска может быть более сложная.

Какая бы ни была связь между кривыми блеска  $s(t)$  и  $h(t)$ , если она может быть выражена формулой (2.16), то в фурье-пространстве связь между фурье-образами кривых блеска можно записать как:

$$H(f) = T_r(f) \cdot S(f)$$

здесь  $S(f)$  и  $H(f)$  — фурье-образы исходных кривых блеска, а  $T_r(f)$  — фурье-образ ядра преобразования, т.е.:

$$S(f) = \int S(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad H(f) = \int H(t) e^{-i2\pi ft} dt, \quad T_r(f) = \int t_r(t) e^{-i2\pi ft} dt$$

Если ядро  $T_r(f)$  одинаково для каждого отрезка времени измерения кривых блеска, то такие кривые блеска называются когерентными. Отличительным свойством таких кривых блеска является принципиальная возможность воспроизвести вторую кривую по известной первой.

Для определения степени когерентности двух наблюдаемых кривых блеска используется следующая функция:

$$\gamma^2(f) = \frac{|\langle S^*(f) H(f) \rangle|^2}{\langle |S(f)|^2 \rangle \langle |H(f)|^2 \rangle} \quad (2.17)$$

Необходимо отметить, что, по определению, когерентность нельзя считать, используя лишь один интервал кривой блеска. В этом случае когерентность, вычисленная по формуле (2.17) будет тождественно равна единице, при этом не означая идеальную когерентность кривых блеска.

Фазовым сдвигом (phase lag) между двумя кривыми блеска  $s(t)$  и  $h(t)$  называется величина:

$$\Delta\phi(f) = \arg[C(f)], \quad C(f) = \langle S^*(f)H(f) \rangle \quad (2.18)$$

Временной сдвиг между этими кривыми блеска может быть получен из фазового простым делением на  $2\pi f$ , т.е.  $\Delta t(f) = \Delta\phi(f)/2\pi f$ .

В случае упомянутого выше примера, в котором одна кривая блеска является простым сдвигом по времени другой (ядро преобразования - простая дельта-функция), можно показать, что в этом случае фазовый сдвиг, посчитанный по формуле (2.18), будет  $\Delta\phi(f) = 2\pi f \Delta t$ , а временной сдвиг  $\Delta t(f) = \Delta t$ .

Аналогично ситуации с вычислением спектра мощности сигнала от источника, определение величин когерентности и фазового сдвига также сильно осложнено влиянием статистического шума в исходной кривой блеска. Теоретическое предсказание влияния наведенного шума в скоростях счета в разных энергетических каналах не всегда возможно, и, в большинстве случаев, используется оценка неопределенности величин когерентности и фазового сдвига, полученная измерением дисперсий этих величин в различных интервалах кривых блеска.

### **2.1.5 Фурье-частотно-разрешенная спектроскопия**

Структуры хаотических вариаций, возникающих в различных областях аккреционного потока вокруг компактных объектов, имеющих различные физические условия, должны отличаться друг от друга. Это дает принципиальную возможность проводить своего рода “томографические” исследования аккреционных потоков, получать параметры отдельных областей, например параметры излучения нейтронной звезды без примеси излучения аккреционного диска. Очевидные преимущества такого метода исследования рентгеновских источников заключаются в том, что появляется возможность *модельно независимым образом* выделить из всего потока источника только ту его часть, которая возни-

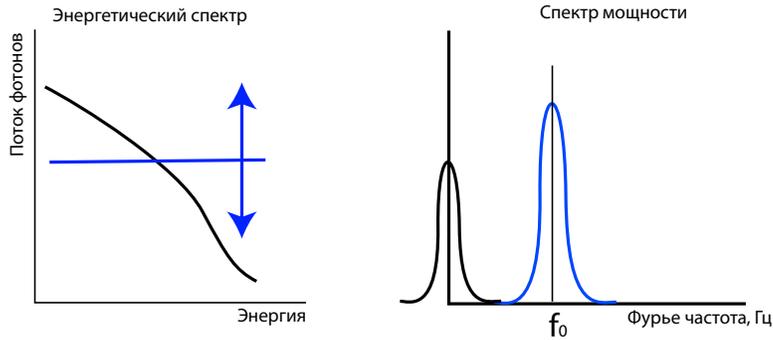


Рис. 2.2: Иллюстрация возможности разделения спектральных компонент, имеющих разную временную переменность. Если в пространстве энергий спектры различных компонент сильно пересекаются, то переход в пространство фурье-частот позволяет их эффективно разделить

кает в определенной области аккреционного потока, например, в аккреционном диске, либо на поверхности нейтронной звезды, и, затем, исследовать его спектральные характеристики. Для реализации таких “томографических” исследований в работе предложен и развит метод фурье-частотно разрешенной спектроскопии, и с его помощью измерены параметры большого ряда аккрецирующих нейтронных звезд в нашей Галактике.

Для того, чтобы проиллюстрировать преимущества метода, рассмотрим простейший пример. Представим себе ситуацию, что излучение исследуемого объекта формируется в двух областях, одна из которых формирует абсолютно постоянный рентгеновский поток, в то время как поток другой области меняется квазипериодическим образом с периодом  $\sim P_0$ , т.е. на фурье-частоте  $\sim f_0 = 1/P_0$ . В таком случае, выделяя из кривой блеска только лишь составляющую, которая варьируется на фурье-частотах  $\sim f_0$ , можно полностью исключить вклад первой (постоянной) излучающей компоненты при дальнейшем анализе. Заменив свойство первой компоненты с постоянства во времени (т.е. переменности на фурье-частоте  $f = 0$ ) на переменность на частоте  $f_1 \neq f_0$ , можно обобщить утверждение — можно отделить друг от друга излучение спектральных компонент, переменное на разных фурье-частотах.

Для определения значений спектральной компоненты  $S(E_i, f_j)$ , переменной на частоте  $f_j$  в наборе энергетических каналов  $E_i$  нужно вычи-

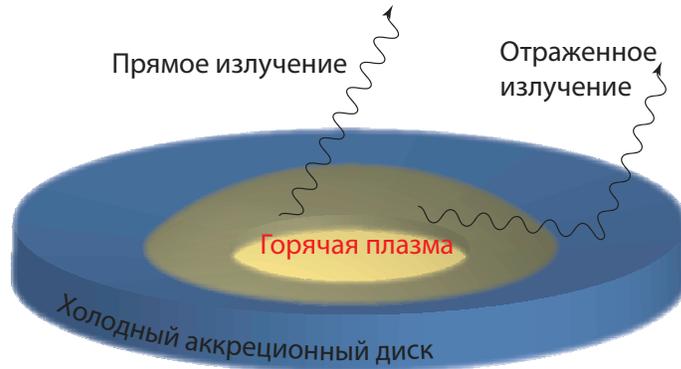


Рис. 2.3: Схема аккреционного потока вокруг черной дыры при малых темпах аккреции. Внутренние горячие области, формирующие оптически тонкое течение, облучают внешний холодный оптически толстый аккреционный диск. Флуоресцентная линия железа рождается в процессе переработки падающего жесткого рентгеновского излучения в холодном диске

слить величины:

$$S(E_i, f_j) = R_i \sqrt{P_i(f_j) \Delta f_j} = \sqrt{\frac{2|a_{ij}|^2}{T} \Delta f_j}$$

Здесь  $a_{ij}$  — фурье-амплитуды кривых блеска источника измеренных в энергетическом канале  $E_i$  на фурье-частоте  $f_j$ , посчитанные по формуле (2.7).

Описанный метод был предложен для исследования свойств переменности флуоресцентной линии в спектре рентгеновского излучения черных дыр Лебедь X-1 [218, 106] и GX 339-4 [220].

Флуоресцентная линия (6.4 кэВ) является результатом отражения жесткого рентгеновского излучения горячих внутренних областей аккреционного потока, обладающего быстрой переменностью, от холодного оптически толстого аккреционного диска, который наоборот, пассивен, не обладает сильной собственной переменностью и имеет большой размер. Таким образом можно ожидать, что излучение, переработанное аккреционным диском будет: а) как минимум, сглажено с временным масштабом, равным времени пролета светом размера отража-

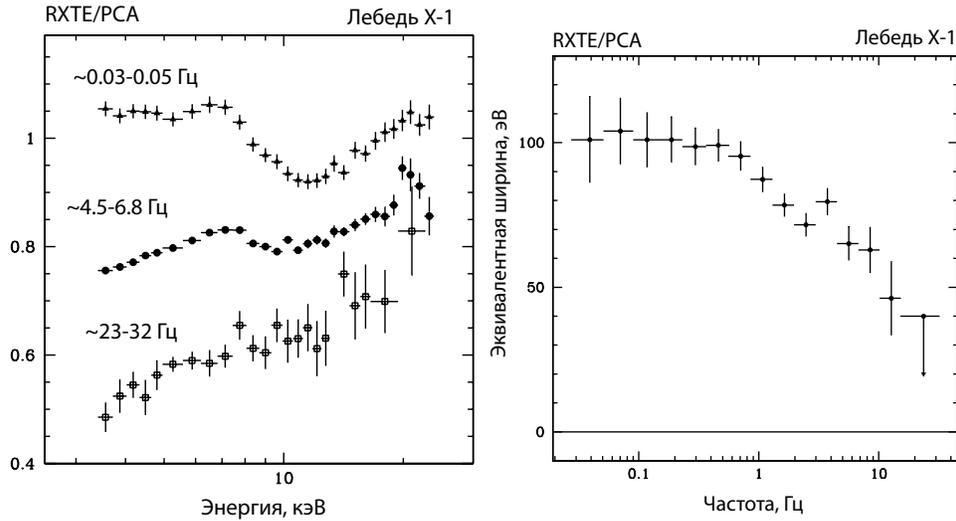


Рис. 2.4: **Слева:** Энергетические спектры черной дыры Лебедь X-1 на различных временных масштабах, полученные методом частотно разрешенной спектроскопии. По оси Y отложено отношение спектра излучения источника Лебедь X-1 к степенному закону с фотонным индексом  $\Gamma = 2$ . Видно, что относительный вклад флуоресцентной линии железа (широкий горб на энергии 6.4 кэВ, хорошо видимый на спектрах низких частот) падает с увеличением фурье-частоты. **Справа:** Зависимость эквивалентной ширины флуоресцентной линии в частотно-разрешенном спектре от фурье-частоты.

ющего аккреционного диска, и б) если геометрия аккреционного потока выдлит так, как показано на рис. 2.3 (т.е. холодный аккреционный диск расположен снаружи оптически тонкой горячей области, см., например [209]), то внутренние, самые горячие области аккреционного потока, фактически экранированы от отражающей поверхности холодного диска и быстрая переменность флуоресцентной линии, которая могла бы возникнуть из-за переработки излучения самых внутренних областей, будет подавлена.

На рис. 2.4(левая панель) показаны энергетические спектры черной дыры Лебедь X-1 в трех фурье-частотных интервалах. Из рисунка видно, что частотно-разрешенный энергетический спектр не является независимым от фурье-частоты — с увеличением частоты спектр становится жестче (фотонный индекс  $\Gamma$  спектра уменьшается) и явно уменьшается относительная амплитуда флуоресцентной линии 6.4 кэВ

(на спектрах на рис. 2.4 флюоресцентная линия выглядит как горб на энергии  $\sim 6.4$  кэВ шириной  $\sim 1$  кэВ из-за энергетического разрешения RXTE/PCA на этих энергиях). Для того, чтобы лучше проиллюстрировать уменьшение вклада флюоресцентной линии в быстропеременное излучение источника на правой панели рис. 2.4 показана зависимость эквивалентной ширины линии 6.4 кэВ от фурье-частоты.

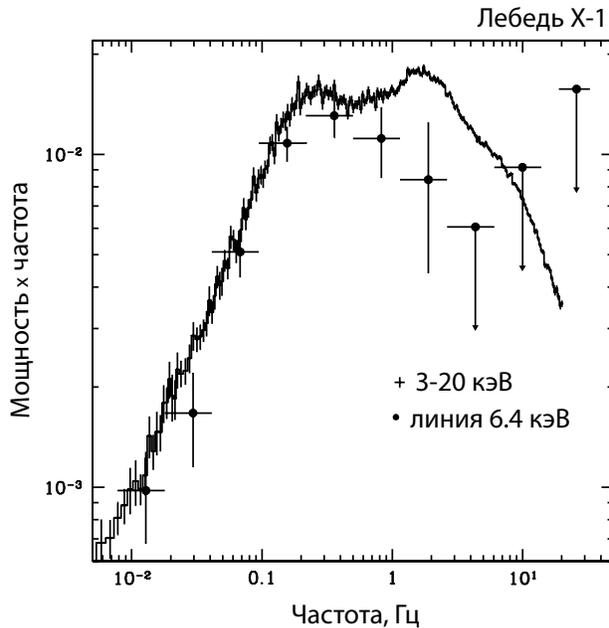


Рис. 2.5: Спектр мощности разных спектральных компонент излучения черной дыры Лебедь X-1. Гистограммой показан спектр мощности источника в энергетическом диапазоне 2–20 кэВ, сплошными кружками — спектр мощности переменности потока флюоресцентной линии железа на энергии 6.4 кэВ. Видно, что переменность флюоресцентной линии на больших частотах (малых временных масштабах) сильно подавлена по сравнению с переменностью континуума, что хорошо согласуется с результатом, приведенном на рис. 2.4, полученным методом частотно разрешенной спектроскопии.

Интересно, что в данном случае, когда одна спектральная компонента (эмиссионная линия) достаточно хорошо отделяется от другой (степенной континуум), можно получить характеристики переменности этих двух компонент прямым образом, т.е. разделив их потоки в каждом ин-

тервале времени. На рис. 2.5 приведены спектры мощности переменности потоков отдельно эмиссионной линии и континуума. Для разделения потоков этих двух основных компонент в каждом  $\sim 15$  мсек интервале времени спектр источника аппроксимировался линейной моделью, состоящей из степенного закона с зафиксированным наклоном и эмиссионной линии с фиксированными энергией центра линии и шириной. Из рисунка видно, что результат, полученный прямым подсчетом спектра мощности переменности потока эмиссионной линии, практически повторяет найденное методом частотно-разрешенной спектроскопии. Однако, следует отметить, что из-за того, что в процессе разделения спектральных компонент в каждом временном интервале к значению нормировки этих компонент прибавляется дополнительная статистическая ошибка по сравнению с ошибкой начального измерения полного потока в этом временном интервале, то метод прямого нахождения спектра мощности отдельной компоненты спектра источника всегда дает большую статистическую неопределенность, чем метод фурье-частотно разрешенных энергетических спектров.

## 2.2 Природа хаотических вариаций излучения аккреционного диска

### 2.2.1 Где возникают вариации рентгеновского потока?

Рентгеновское излучение галактических двойных систем с аккрецирующими компактными объектами формируется не в однородной среде. Как правило, излучение формируется в оптически толстых и оптически тонких областях аккреционного потока, имеющих разную плотность, температуру, плотность энергии магнитного поля и т.д. Сильное изменение светимости объектов (темпа аккреции вещества) обычно приводит к принципиальному изменению характера излучения — при больших темпах аккреции большая часть излучения формируется в оптически толстых областях аккреционного потока, при малых — в оптически тонких (см., например, [269, 132, 82, 102], см. также рис. 2.6). Оптически толстой областью является стандартный геометрически тонкий аккреционный диск [245]. Оптически тонкими областями могут являться различного рода корональные течения [248, 3, 95, 50, 119, 210]. Исследования спектров аккрецирующих черных дыр показали, что в

так называемом “низком” спектральном состоянии (темп аккреции вещества  $\dot{M} \lesssim 0.1 \dot{M}_{\text{Эдд}}$ , где  $\dot{M}_{\text{Эдд}}$  — темп аккреции, соответствующий Эддингтоновской светимости источника, при которой давление излучения сравнивается с силой притяжения центрального источника  $L_{\text{Эдд}} \sim 1.4 \times 10^{38} M/M_{\odot}$  эрг/сек), оптически тонкое течение излучает в результате комптонизации мягких фотонов в тепловой плазме (с температурами электронов 50–100 кэВ), в то время как в “высоком” спектральном состоянии (темп аккреции вещества  $\dot{M} \gtrsim 0.1 \dot{M}_{\text{Эдд}}$ ) значительный вклад в жесткое рентгеновское излучение дается нетепловыми процессами [19, 102, 318]

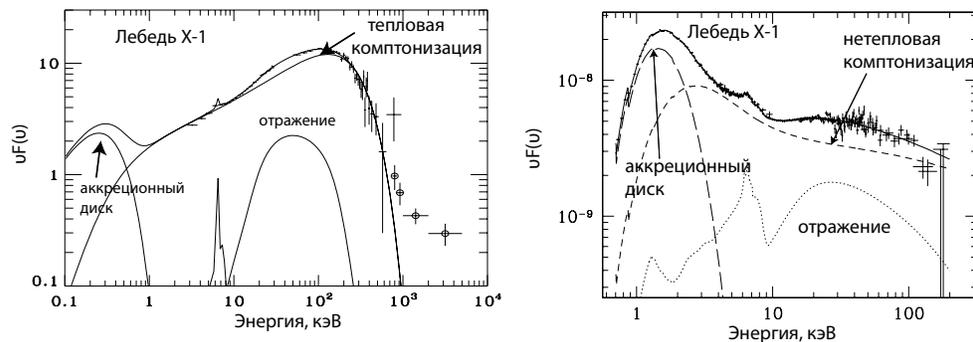


Рис. 2.6: Типичные рентгеновские спектры аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 в двух спектральных состояниях. **Слева:** Типичный спектр в “низком” спектральном состоянии, в котором основная часть полного рентгеновского излучения возникает в результате комптонизации “затравочных” фотонов горячими электронами с температурами 50-100 кэВ (оптически тонкий режим комптонизации). Показан вклад основных спектральных компонент излучения источника (из работы [210]). **Справа:** Типичный спектр в “высоком” состоянии, в котором основной вклад в полное рентгеновское излучение дается излучением оптически толстого многотемпературного аккреционного диска. Показан вклад основных спектральных компонент излучения источника (из работы [102])

В “высоком” спектральном состоянии легко видеть разделение излучения на две основные компоненты — излучение оптически толстого многотемпературного аккреционного диска и излучение оптически тонкого течения/короны (см. рис. 2.6). Эти две компоненты, возникающие в геометрически различных областях аккреционного потока, могут иметь сильно различные характеристики переменности, поэтому

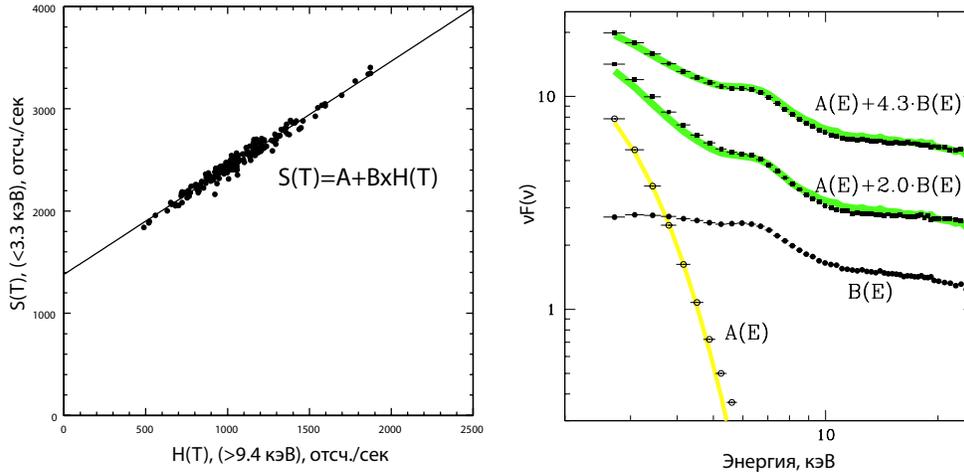


Рис. 2.7: **Слева:** Корреляция между потоками источника Лебедь X-1 в высоком спектральном состоянии на малых ( $< 3.3 \text{ кэВ}$ ) и больших ( $> 9.4 \text{ кэВ}$ ) энергиях. Каждая точка является измерением потока источника за 16-сек интервал времени (наблюдения RXTE/РСА 4 июня 1996г). **Справа:** Спектры “постоянной” (открытые кружки) и “переменной” (сплошные кружки) компонент излучения источника. Нормировка “переменной” компоненты произвольна. Для сравнения толстой сплошной кривой показана модель излучения многотемпературного диска с параметрами, которые согласуются с результатами простых спектральных аппроксимаций (см., например, [71, 102]). Два верхних спектра (сплошные квадраты) являются средними спектрами, накопленными за период больших и малых потоков в жестком энергетическом канале (см. левый рисунок). Сплошные кривые на этих спектрах — приблизительные аппроксимации линейной комбинацией ‘постоянной’ и ‘переменной’ компонент.

для исследования их спектральной переменности практически идеально подходит метод фурье-частотной спектроскопии (§2.1.5). Применение этого метода показало, что вариации потока оптически толстого аккреционного диска (компонента, имеющая пик на энергии  $\sim 1-2 \text{ кэВ}$  на рис. 2.6) практически отсутствуют (см. технические детали этого анализа в работах [106, 55]).

Для того, чтобы это более наглядно продемонстрировать на рис. 2.7(левый рисунок) показана корреляция между потоками источника в диапазонах ниже  $3.3 \text{ кэВ}$   $S(t) = R(t, E < 3.3 \text{ кэВ})$  и выше  $9.4 \text{ кэВ}$   $H(t) = R(t, E > 9.4 \text{ кэВ})$  (данные наблюдений RXTE/РСА 4 июня

1996 г.). Каждая точка представляет собой измерение потока, сделанное за 16-секундный интервал. Из рисунка видно, что корреляция между этими потоками хорошо описывается линейным законом в виде  $S(t) = A + B \times H(t)$ , где  $A > 0$  (показан сплошной прямой на рис. 2.7). Аналогичную корреляцию можно получить для любой пары потоков в любых энергетических каналах. Если бы изменения наблюдаемого спектра источника во времени были бы результатом колебаний нормировки всего спектра, то можно было бы ожидать идеальную линейную корреляцию между потоками источника в разных энергетических каналах, но при этом  $A = 0$ . Существование неотрицательного значения величины  $A$  означает, что в спектре источника существует компонента, которая неизменна в ходе вариаций потока источника. Если выбрать только лишь энергетические каналы на энергиях выше  $\gtrsim 5$  кэВ, то величина  $A$ , полученная для этих каналов, будет близка к нулю. Существенные превышения величины  $A$  над нулем появляются лишь для корреляции с энергетическими каналами ниже 5 кэВ.

Применяя процедуру линейной аппроксимации к корреляциям потоков источника Лебедь X-1  $S(t)$  и  $H(t)$  для каждого энергетического канала и фиксируя в качестве  $H(t)$  скорость счета детектора на энергиях выше 9 кэВ, можно получить спектры постоянной и переменной компоненты:  $S(t, E) = A(E) + B(E) \times H(t)$ , здесь  $A(E)$  и  $B(E)$  — спектры постоянной и переменной компонент (в единицах скорости счета на детекторе).

Спектры, полученные таким способом и поправленные дополнительно на эффективную площадь детекторов RXTE/PCA (при помощи пакета XSPEC), приведены на рис. 2.7(правый рисунок). Видно, что действительно, спектральная компонента, которая не варьируется во времени, имеет очень мягкий спектр. Однако, что еще более важно, “постоянная” спектральная компонента может быть хорошо описана моделью излучения оптически толстого аккреционного диска с параметрами согласующимися с полученными при помощи простых спектральных аппроксимаций наблюдаемого спектра, т.е. без учета временной переменности (см., например, [71, 102]). Это является сильным указанием на то, что именно эта спектральная компонента и является “постоянной” компонентой, полученной в предыдущем анализе.

Таким образом можно сделать вывод, что в “высоком” спектральном состоянии излучение оптически толстого многотемпературного ак-

креционного диска вокруг черной дыры Лебедь X-1 практически не варьируется во времени на малых временных масштабах, следовательно оптически толстый аккреционный диск весьма стабилен по отношению к различного рода неустойчивостям. Ввиду того, что спектральные и временные характеристики различных аккрецирующих черных дыр при одинаковых спектральных состояниях очень похожи, сделанный выше вывод можно обобщить на все аккрецирующие черные дыры (см., например, [216]).

### 2.2.2 Самоподобные вариации в аккреционном диске

Типичный спектр мощности переменности потока аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 в состоянии с высокой рентгеновской светимостью приведен на рис. 2.8. Исследования характеристик рентгеновского излучения аккрецирующих источников с такой большой светимостью (типично  $L_x > 0.1L_{\text{Эдд}}$ ) показали, что в таком состоянии (при таком темпе аккреции вещества) оптически толстый геометрически тонкий аккреционный диск [245] продолжается практически до радиуса последней устойчивой круговой орбиты вокруг черной дыры  $\sim 3R_g$ , где  $R_g = 2GM_{\text{ВН}}/c^2$  — гравитационный (Шварцшильдовский) радиус черной дыры (см., например, [77, 71, 230, 102, 146]). Т.е. область основного энерговыделения в аккреционном потоке ( $\sim 3 - 20R_g$ , [245, 26]) находится внутри такого диска.

Хорошо видно, что спектр мощности черной дыры Лебедь X-1 (рис. 2.8) имеет степенной (самоподобный) вид в широком диапазоне частот<sup>1</sup>. Один и тот же наклон степенного спектра ( $P \propto f^{-1}$ ) в широком диапазоне фурье-частот указывает на то, что, скорее всего, вариации рентгеновского потока во всем этом диапазоне фурье-частот возникают в результате действия одного и того же механизма. Значительная амплитуда вариаций потока (до десятков процентов на энергиях 5-20 кэВ) означает, что излучение должно модулироваться в области, где происходит основное энерговыделение в аккреционном потоке, т.е. на расстояниях  $R_{\text{ин}} \sim 3 - 20R_g$ . Однако, практически любые временные масштабы, на которых эта область могла бы “шуметь”, т.е. изменять па-

<sup>1</sup> В действительности степенной закон зависимости амплитуды переменности излучения аккреционных дисков от фурье-частоты продолжается до еще гораздо более низких частот, порядка  $10^{-6-7}$  Гц, см. [109]

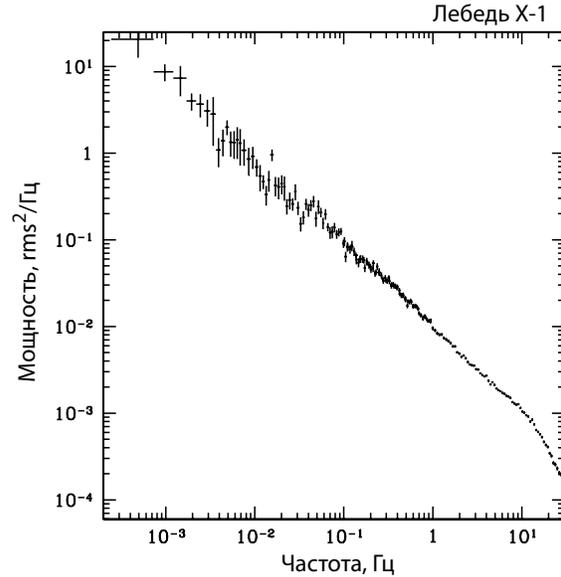


Рис. 2.8: Спектр мощности аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 в состоянии с высокой рентгеновской светимостью (данные RXTE/РСА, июнь 1996 г., энергетический диапазон 6-13 кэВ).

параметры аккреционного потока или изменять светимость (например — время обращения вещества на орбите вокруг черной дыры, время развития тепловых [246], магниторотационных неустойчивостей Велихова-Чандрасекара [4, 52, 123] т.д.), составляют не более  $\sim 1 - 100$  мсек. В таком случае трудно себе представить, что вариации рентгеновского потока на масштабах времени, различающихся на более, чем 5 порядков величины, генерируются в этой области. Более разумным представляется предположение, что неустойчивости на различных временных масштабах развиваются на различных расстояниях от черной дыры ( $R \gg R_{\text{in}}$ ), где характерные временные масштабы любых неустойчивостей могут быть значительно больше, а затем, распространяясь в область основного энерговыделения, где рождается большая часть рентгеновского излучения аккреционного диска, дают наблюдаемые вариации рентгеновского потока.

Математическая конструкция, приводящая к таким вариациям в аккреционном диске, была предложена в работе Любарского [162]. В работе было рассмотрено влияние колебаний параметра вязкости  $\alpha$  в мо-

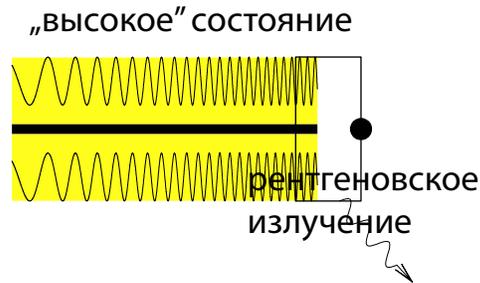


Рис. 2.9: Схематичное изображение аккреционного потока в “высоком” состоянии аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1. Сплошной кружок показывает положение черной дыры, прямоугольником показана область основного энерговыделения в аккреционном потоке. Черным прямоугольником показан геометрически тонкий оптически толстый аккреционный диск. Оптически тонкая корона показана над и под оптически толстым диском. Синусоидальные волны различного масштаба показывают, что на больших расстояниях от черной дыры переменность происходит на больших временных масштабах, чем на малых.

дели  $\alpha$ -дисков [245] на получаемые характеристики переменности темпа аккреции во внутренних частях аккреционного диска и показано, в частности, что если относительная амплитуда колебаний  $\alpha$  не зависит от радиуса, на котором они возникают, то спектр мощности вариаций темпа аккреции вещества в областях вблизи черной дыры будет описываться степенной функцией вида  $P \propto f^{-1}$ . Таким образом, реализуется относительно простой механизм модуляций темпа аккреции вещества на больших расстояниях от компактного объекта, там где динамические времена аккреционного диска большие, а преобразование этих модуляций в колебания рентгеновской светимости объекта происходит во внутренних областях аккреционного диска. В рамках этой модели большой динамический диапазон фурье-частот, на которых может существовать степенная зависимость величины мощности переменности от частоты, естественным образом возникает из динамического диапазона радиусов аккреционного диска, от внутреннего радиуса диска  $\sim 3R_g \sim 50 - 100$  км до внешнего радиуса диска, которых определяется приливными силами в двойной системе (например, [199]), ~десятки и сотни миллионов километров.

Основные наблюдательные факты относительно переменности рентгеновского потока черной дыры Лебедь X-1 можно суммировать следующим образом: а) излучение оптически толстого аккреционного диска не дает вклад в модуляцию рентгеновского потока (см. §2.2.1) и б) вариации рентгеновского потока в жесткой спектральной компоненте (не являющейся результатом излучения оптически толстого аккреционного диска) занимают огромный диапазон временных масштабов, следовательно, для модуляций ее рентгеновского потока необходимы вариации темпа аккреции на больших расстояниях от черной дыры.

Простейшей моделью, в которой наблюдательные результаты а) и б) естественным образом согласуются, является модель многослойного аккреционного потока, в которой, наряду со стандартным оптически толстым диском, существует оптически тонкая корона, занимающая большой диапазон расстояний от черной дыры. Большой диапазон расстояний от черной дыры у различных областей короны необходим для того, чтобы обеспечить большой динамический диапазон временных масштабов переменности.

Структура аккреционного потока, получающаяся в такой модели, схематично показана на рис. 2.9. Черный прямоугольник обозначает оптически толстый аккреционный диск, который практически не переменен на рассматриваемых временных масштабах, сверху и снизу от него располагается оптически тонкая корона. Колебания темпа аккреции через корональное течение обозначено синусоидальной волной, причем уменьшение периода синусоиды по мере приближения к черной дыре показывает уменьшение временных масштабов переменности. Вариации темпа аккреции распространяются в область основного энерговыделения аккреционного потока (показана прямоугольником), где рождается большая часть рентгеновского излучения источника. Таким образом, вариации наблюдаемого рентгеновского потока, возникающие в области основного энерговыделения, зарождаются в аккреционном потоке на гораздо больших радиусах. В описанной схеме ожидается возникновение двух спектральных компонент, одна из которых не переменна (оптически толстый аккреционный диск), а другая переменна на большом интервале фурье-частот (большом интервале временных масштабов). Относительный вклад этих двух компонент в наблюдаемую светимость будет зависеть от относительного энерговыделения в этих двух частях аккреционного потока.

Корональное течение с большим энерговыделением, необходимое для описанной модели, в последнее время приобретает все более подробные очертания в результате численных расчетов физических моделей аккреционных дисков. В частности, было показано, что магнито-ротационная неустойчивость (неустойчивость Велихова-Чандрасекара [4, 52]), возникающая в аккреционном диске — рост величины магнитного поля за счет дифференциального вращения высокопроводящих областей аккреционного диска — способна создать “вязкость”, которая будет ответственна за перенос углового момента в аккреционном диске (см., например, обзор [32]). В численных экспериментах были подтверждены ранние теоретические оценки (см., например [95]), что в ходе генерации магнитного поля в оптически толстом аккреционном диске возникают области большого магнитного давления, которое, вытесняя вещество, создает области пониженной плотности, всплывающие затем на поверхность аккреционного диска и, тем самым, формируют корону (см., например, [180, 163]). Численное моделирование позволило так же проследить за временной эволюцией параметра  $\alpha$ , использовавшегося для параметризации вязкости аккреционного диска в пионерских работах [245, 246] и считавшегося не зависящим от времени. Было показано, что  $\alpha$  не является постоянной величиной, а флуктуирует на масштабах времени, сравнимых со временем обращения вещества на орбите вокруг черной дыры [180, 164, 235]. Таким образом, численные расчеты дают все больше подтверждений предложенной модели формирования самоподобных вариаций рентгеновского потока аккрецирующих источников.

Важно отметить, что описанная выше модель возникновения переменности рентгеновского потока конструирует кривую блеска источника (или темп аккреции вещества во внутренних областях аккреционного потока  $\dot{M}(t)$ ) на основе мультипликативного, а не аддитивного, сложения вариаций на различных частотах, т.е.:

$$\dot{M}(t) \propto \prod_{i=1}^{\infty} \{1 + A_i \sin(2\pi f_i(R_i)t + \phi_i)\}$$

поскольку вариации, внесенные в темп аккреции вещества на данном радиусе  $R_i$ , умножаются на темп аккреции вещества, пришедший к этому радиусу из внешних частей потока. Следствием мультипликативности сложения вариаций являются два факта, важность которых

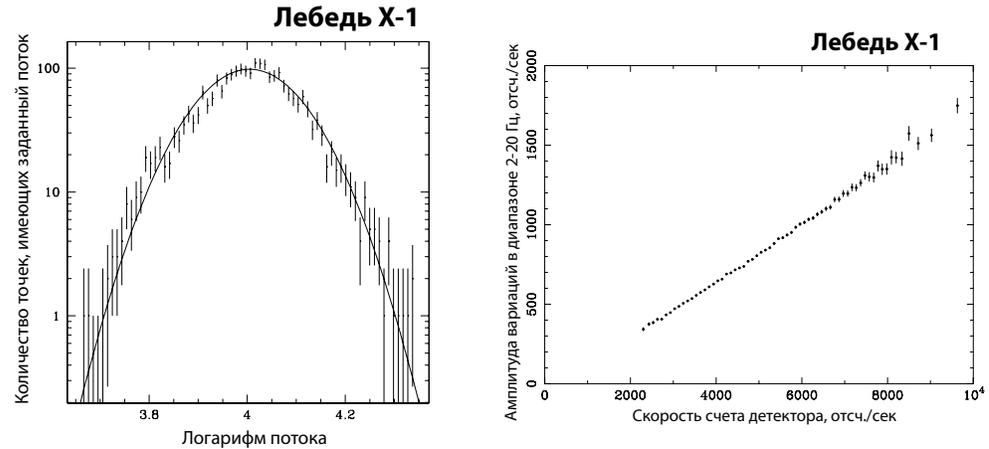


Рис. 2.10: **Слева:** Плотность вероятности значений рентгеновского потока аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1, измеренных за интервалы времени  $\sim 4$  мсек. Сплошной кривой показан логнормальный закон плотности вероятности значений потока. **Справа:** Зависимость амплитуды вариаций потока источника Лебедь X-1 в диапазоне фурье-частот 2-20 Гц как функция среднего значения потока (из работы [285]).

была отмечена в работах [283, 284, 285]: 1) абсолютная амплитуда вариаций потока источника должна быть пропорциональна его среднему потоку и 2) плотность вероятности мгновенного значения потока аккрецирующих источников должна иметь не гауссово (нормальное) распределение, а логнормальное распределение, т.е. логарифм значений потока должен иметь гауссово распределение. Наблюдения показали выполнение этих двух условий с очень хорошей точностью (см., например, рис. 2.10), что является дополнительным подтверждением правильности построенной модели.

### 2.2.3 Многозонная модель аккреционного потока

В низком спектральном состоянии при малых темпах аккреции вещества на черную дыру компонента оптически толстого многотемпературного аккреционного диска либо очень слаба в рентгеновском диапазоне, либо отсутствует, что, по всей видимости, вызвано тем, что внутренний радиус  $R_{in}$  такого аккреционного диска сильно отодвигается от черной дыры по сравнению с ситуацией в “высоком” спектральном состоя-

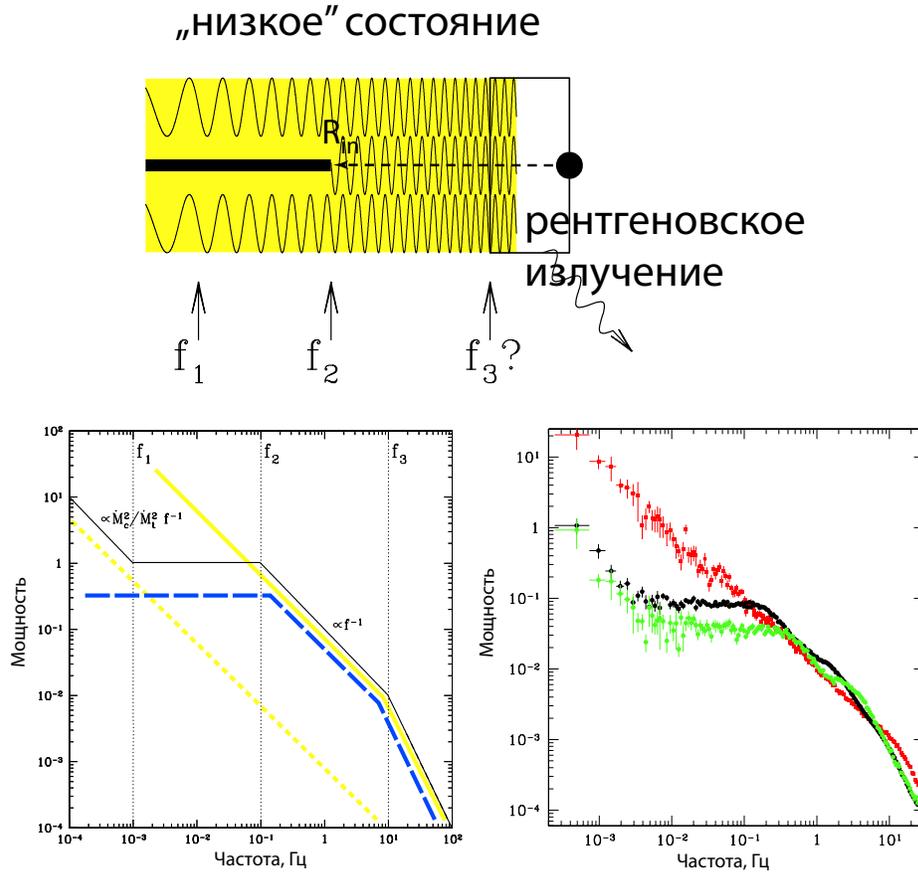


Рис. 2.11: **Сверху:** Схематичное изображение аккреционного потока в “низком” состоянии аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1. Обозначения такие же как на рис. 2.9. В “низком” спектральном состоянии внутренний край оптически толстого аккреционного диска ( $R_{in}$ ) находится далеко от области основного энерговыделения. **Снизу, слева:** Вид спектра мощности переменности источника, генерируемый аккреционным потоком, показанным на схеме сверху (см. текст). **Снизу, справа:** Типичные спектры мощности вариаций рентгеновского потока аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1. Красными значками показан спектр мощности в “высоком” спектральном состоянии, в котором внутренний радиус оптически толстого аккреционного диска находится внутри области основного энерговыделения, черными и зелеными значками показаны спектры мощности, типичные для “низкого” спектрального состояния, в котором  $R_{in}$  находится вне области основного энерговыделения.

нии. Такая конфигурация аккреционного потока показана на рис. 2.11. Здесь оптически толстый диск заканчивается на некотором расстоянии  $R_{in}$  от центрального объекта. На расстояниях  $R < R_{in}$  вместо оптически толстого аккреционного диска формируется оптически тонкое течение, аналогичное тому, которое существует над диском на больших радиусах.

Рассмотрим наблюдательные проявления такой схемы аккреционного потока в рамках построенной модели. Предположим, что темп аккреции вещества через оптически толстый аккреционный диск равен  $\dot{M}_d$ , темп аккреции через корону над диском —  $\dot{M}_c$ , на радиусах  $R < R_{in}$  темп аккреции вещества через оптически тонкое течение равен  $\dot{M}_t = \dot{M}_d + \dot{M}_c$ . В спектре мощности вариаций рентгеновского потока, возникающего в такой системе, можно выделить несколько характерных временных масштабов (фурье-частот  $f_1, f_2, f_3$ ).

- $f > f_3$  Обрыв переменности на высоких частотах ( $f \sim f_3$ , см. рис. 2.11) возникает по тем же самым причинам, что и в случае “высокого” состояния. Более подробно анализ спектров мощности на таких частотах рассмотрен в §2.3.
- $f_2 < f < f_3$  В интервале частот между  $f_2$  и  $f_3$  можно ожидать, что переменность потока в “низком” и “высоком” состояниях будет практически одинакова, т.е. спектр мощности будет приблизительно описываться степенным законом в виде  $P \propto f^{-1}$ . Единственная разница в случае “высокого” состояния на этих фурье-частотах — это присутствие неперемennого потока оптически толстого аккреционного диска. Эта спектральная компонента практически не вносит вклад в поток на энергиях выше чем 5 кэВ и, следовательно, спектры мощности переменности в этих двух состояниях на больших энергиях должны быть похожи, что действительно наблюдается (см. рис. 2.11, нижний правый рисунок). В данном случае  $f_2$  является частотой модуляций темпа аккреции, которую вносит оптически тонкое течение на расстоянии от черной дыры, равном внутреннему радиусу оптически толстого диска ( $R_{in}$ ). Фактически, это минимальная частота модуляции, которую может сгенерировать оптически тонкая область находящаяся внутри  $R_{in}$ . *На частотах меньше этой переменность рентгеновского излучения области внутри  $R_{in}$  может быть лишь случайной (нескоррелированной), следовательно, спектр мощности такой пе-*

ременности должен быть плоский — т.е. значение мощности не должно зависеть от частоты. Спектр мощности этой компоненты схематично показан штриховой кривой на рис. 2.11 (нижний левый рисунок).

- $f_1 < f < f_2$

На частотах  $f < f_2$  в наблюдаемый спектр мощности должны вносить вклад две компоненты: продолжение в сторону низких частот компоненты переменности, возникающей на  $R < R_{\text{in}}$  (штриховая кривая на рис. 2.11, нижний левый рисунок) и компонента переменности, возникающая на  $R > R_{\text{in}}$ . Вторая компонента должна повторять спектр мощности источника в “высоком” спектральном состоянии, поскольку вызывающая ее область является таким же оптически тонким течением (см. рис. 2.9). Однако, теперь только часть полного темпа аккреции идет через эту область, следовательно, амплитуда переменности этой компоненты спектра мощности должна упасть на фактор  $\sim (\dot{M}_c/\dot{M}_t)^2$  так, как примерно показано пунктирной кривой рис. 2.11 (нижний левый рисунок).

- $f < f_1$  Поскольку компонента спектра мощности, обязанная своим происхождением оптически тонким областям на  $R > R_{\text{in}}$  (штриховая кривая на рис. 2.11), растет в сторону низких частот, а компонента, возникающая в оптически тонких областях на  $R < R_{\text{in}}$  (пунктирная кривая на рис. 2.11), на этих частотах постоянна, то ниже некоторой фурье-частоты спектр мощности вариаций полного потока источника должен опять начать расти. Можно оценить, что при спектре мощности пунктирной компоненты в виде  $P \propto f^{-1}$  соотношение частот  $f_1$  и  $f_2$  должно быть примерно  $f_1 \sim f_2 \times (\dot{M}_c/\dot{M}_t)^2$ .

Интересно подчеркнуть, что модель “пассивного” аккреционного диска, окруженного оптически тонким корональным течением в котором производятся основные модуляции рентгеновского излучения, возникшая на основе анализа наблюдений “высокого” состояния источника Лебедь X-1, привела к предсказаниям вида спектра мощности вариаций потока источника в “низком” спектральном состоянии, хорошо

согласующимся с наблюдениями - см. рис. 2.11 (нижний правый рисунок).

В описанной модели значение частоты  $f_2$  напрямую связано с внутренним радиусом оптически толстого аккреционного диска. Уменьшение внутреннего радиуса  $R_{in}$  должно приводить: 1) к увеличению значения  $f_2$ , 2) к уменьшению нормировки компоненты, связанной с оптически тонким течением внутри  $R_{in}$  (штриховая кривая на рис. 2.11). С точки зрения энергетических спектров уменьшение внутреннего радиуса  $R_{in}$  должно приводить к: 3) увеличению амплитуды отраженной компоненты из-за большего телесного угла, который начинает занимать оптически толстый аккреционный диск и 4) увеличению фотонного индекса комптонизационного спектра ввиду того, что появляется большее количество затравочных фотонов, и охлаждение горячей оптически тонкой области становится более эффективным. Корреляции всех этих величин действительно наблюдаются в системах с аккрецирующими черными дырами [40, 317, 105, 220]

Если значение внутреннего радиуса диска  $R_{in}$  уменьшается до размера области основного энерговыделения в аккреционном потоке, то 3 “колена” в спектре мощности должны уменьшиться до одного “колена” (см. рис. 2.8).

## **2.3 Предельно быстрая переменность рентгеновского потока компактных объектов**

### ***2.3.1 Аккрецирующая черная дыра Лебедь X-1***

“Охота” за самыми короткомасштабными вариациями потока компактных источников началась еще в начале 70х годов при помощи наблюдений как с ракет (см., например [231, 103]), так и с орбитальных астрофизических обсерваторий [195, 126, 257, 51, 176]. Однако, самый значительный прогресс, был достигнут в последние годы при помощи специальной обсерватории Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE). Большие собирающие площади главных детекторов обсерватории позволили достичь рекордных чувствительностей при исследовании переменности на масштабах времени от сотен секунд до микросекунд (см., например, [104]).

Для изучения самой короткомасштабной переменности рентгенов-

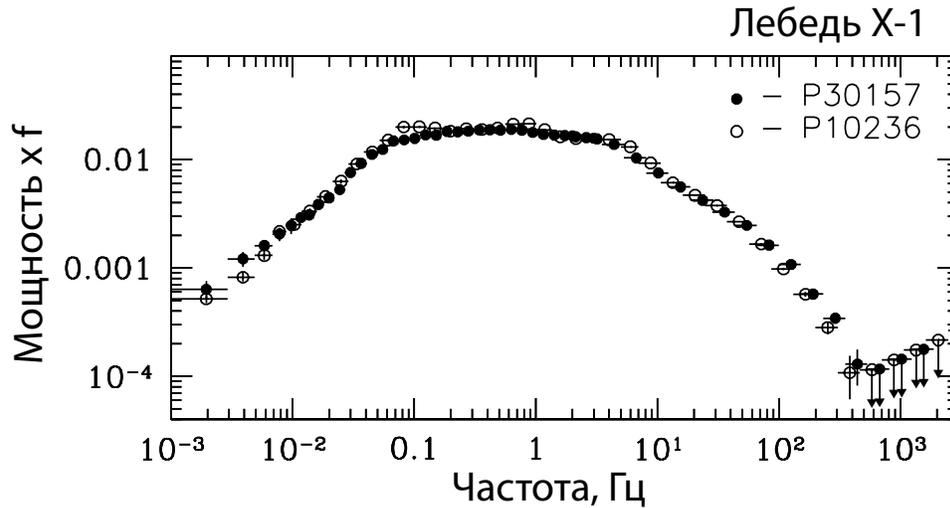


Рис. 2.12: Широкополосный спектр мощности вариаций рентгеновского излучения черной дыры Лебедь X-1 в низком (жестком) спектральном состоянии.

ского излучения аккрецирующей черной дыры в данной работе был выбран источник Лебедь X-1, являющийся практически идеальной мишенью для таких исследований ввиду его большой яркости и постоянного присутствия на рентгеновском небе (источник не является транзиентом).

В дальнейшем использовались наблюдения, проведенные обсерваторией RXTE в период с декабря 1996 г. по декабрь 1998 г. (серии наблюдений P10236 и P30157), в которых источник находился в так называемом “низком” спектральном состоянии (рис. 2.3). В этом случае энергетический спектр источника жесткий (см., например [269, 101], рис. 2.6(левый рисунок)) и амплитуда переменности его потока максимальна (например [194]). Полное время наблюдений составило  $\sim 190$  ксек. Временное разрешение использованных наблюдений  $\approx 122$  мксек.

Исследование переменности проводилось при помощи метода спектров мощности. При анализе спектров мощности вариаций излучения такого яркого источника, как Лебедь X-1, особенно важно учесть влияние различных инструментальных эффектов, таких как, например, эф-

фekt “мертвого времени”, на получаемые значения мощности. Основные характеристики использовавшегося метода и его особенности в применении к анализу данных спектрометра PCA обсерватории RXTE приведены в §§2.1.2 и 2.1.3. Более детальное описание анализа данных приведено в работе [219].

Поправка на вклад пуассоновского шума скорости счета фотонов с учетом искажений, вносимых эффектами мертвого времени и эффектами окон перегрузки, проводилась при помощи формул (2.14) и (2.15). Поскольку временное разрешение используемых данных составляет  $\approx 122$  мксек, определить величины мертвого времени детекторов и времен окон перегрузки из самих данных не представляется возможным, поэтому эти величины были приняты равными:  $t_d = 8.7$  мксек и  $\tau_{\text{vle}} = 76$  мксек (см. таблицу 2.2).

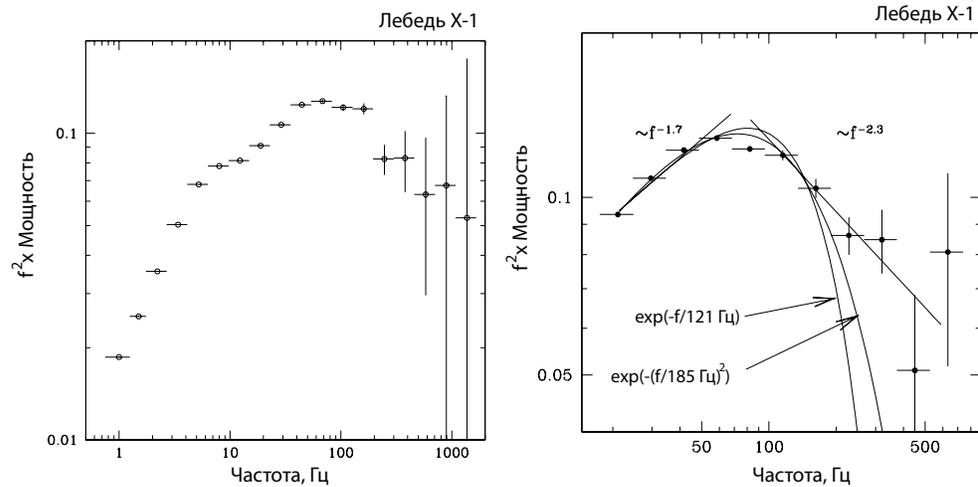


Рис. 2.13: **Слева:** Спектр мощности вариаций рентгеновского излучения черной дыры Лебедь X-1, полученный усреднением по всем использованным наблюдениям (время экспозиции  $\sim 190$  ксек). Значение мощности умножено на квадрат фурье-частоты, для того, чтобы подчеркнуть наличие завала на частотах  $\sim 100$  Гц. **Справа:** Аппроксимация полученного спектра мощности различными моделями, демонстрирующими наличие завала.

Полученный спектр мощности в широком диапазоне фурье-частот приведен на рис. 2.12. Для того, чтобы более наглядно продемонстрировать относительный вклад вариаций на различных временных мас-

штабах в полную переменность потока источника спектр мощности на этом рисунке домножен на частоту. Хорошо видно, что основной вклад в переменность дается вариациями потока на масштабах времени 0.1-10 сек (фурье-частоты 0.1-10 Гц). Использование большого массива данных позволило статистически значимо зарегистрировать вариации потока на частотах  $\sim 100-400$  Гц, амплитуда обнаруженных вариаций в этом частотном диапазоне  $\sim 3\%$ .

Спектр мощности аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 в низком/жестком спектральном состоянии обычно характеризуется степенными зависимостями величины мощности вариаций от частоты ( $P \propto f^{-\alpha}$ ) со значениями наклонов степенного спектра  $\alpha \sim -1$  в диапазоне частот 0.1-10 Гц (в единицах, приведенных на рис. 2.12 спектр мощности с таким наклоном должен не зависеть от частоты). Именно такой наклон спектра мощности должен формироваться в результате реализации механизма самоподобных вариаций темпа аккреции вещества в аккреционном потоке, описанного в §2.2.3. На больших фурье-частотах должна начать сказываться внутренняя структура индивидуальных актов энерговыделения. Наблюдения показали, что степенной наклон спектра мощности в этом диапазоне фурье-частот имеет значение как минимум  $\alpha \sim -2$  (см., например [192, 40, 194]). Однако степенная зависимость мощности от частоты на больших частотах может продолжаться лишь до тех пор, пока мы не начнем разрешать индивидуальные акты энерговыделения. На частотах выше этой должен существовать более резкий “обрыв” спектра мощности.

Для того, чтобы более наглядно представить характер переменности черной дыры Лебедь X-1 на рис. 2.13 спектр мощности домножен на квадрат фурье-частоты, следовательно спектр мощности вида  $P \propto f^{-2}$  в таких единицах перестанет зависеть от частоты. Хорошо видно, что спектр мощности на частотах выше  $\sim 100$  Гц имеет обрыв — аппроксимация степенной моделью показывает, что наклон  $\alpha$  увеличивается от  $\sim 1.7$  до по меньшей мере 2.3-2.4.

Аппроксимируя наблюдаемый спектр мощности источника Лебедь X-1 (рис. 2.13) различными функциями, содержащими характерный максимальный временной масштаб, можно получить оценку этого временного масштаба  $f_{max}^{-1}$ . Ввиду отсутствия в настоящее время точной модели мелкомасштабных вариаций рентгеновского потока аккрецирующих источников точный вид спектра мощности неизвестен, поэто-

му нельзя по виду наблюдаемого спектра мощности точно определить физические параметры аккреционного потока. Однако, аппроксимации спектра мощности простейшими аналитическими функциями с экспоненциальным и гауссовым обрывом значения мощности на высоких частотах ( $\propto \exp(-f/f_{max})$  и  $\propto \exp(-(f/f_{max})^2)$ , соответственно), дают значения максимальных частот  $f_{max} \sim 120-190$  Гц. Интересно, что эти значения максимальной частоты приблизительно совпадают со значением частоты обращения вещества на последней устойчивой круговой орбите вокруг невращающейся черной дыры с массой  $M_{BH} \sim 10M_{\odot}$

$$f \sim \frac{1}{2\pi} \frac{GM_{BH}}{R^3} \sqrt{1 - R_g/R} \sim 200 \text{ Гц} \quad (R = 3R_g = \frac{6GM_{BH}}{c^2}) \quad (2.19)$$

Таким образом, можно сделать заключение, что вид спектра мощности переменности аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 указывает на то, что физические процессы, приводящие к индивидуальным актам энерговыделения во внутренних областях аккреционного потока имеют характерный временной масштаб сравнимый со временем обращения вещества вокруг черной дыры на этих радиусах.

### **2.3.2 Аккрецирующие черные дыры и нейтронные звезды**

Фундаментальной задачей современной астрофизики является накопление наблюдательного материала, который бы позволил проверить различные физические теории в условиях, недостижимых в земных лабораториях. Одной из таких теорий является общая теория относительности, предсказывающая существование черных дыр, т.е. объектов в пространстве-времени, не имеющих твердой поверхности. Отсутствие твердой поверхности является фундаментальным отличием черных дыр от любых других объектов во Вселенной и, следовательно, наблюдательные подтверждения этого факта имеют большую научную ценность.

Самыми близкими к черным дырам по наблюдательным свойствам объектами являются нейтронные звезды — при типичных массах нейтронных звезд  $\sim 1.4M_{\odot}$  они имеют размеры порядка 10-15 км (см. подробнее об измерениях радиусов нейтронных звезд в §2.4), что составляет всего лишь порядка  $\sim 3R_g$ . Однако, наличие твердой поверхности у нейтронных звезд приводит к существованию ряда явлений, которые

указывают на то, что объект несомненно не является черной дырой. К таким явлениям можно отнести нестабильное термоядерное горение на поверхности нейтронной звезды (см., например, обзор [153]) и наличие когеррентных осцилляций (пульсаций) рентгеновского потока. Последнее свойство рассматривается, как указание на то, что магнитного поле вращающегося центрального объекта существенно влияет на аккрецирующий поток, следовательно, центральный объект не может быть черной дырой (теорема “black hole has no hair”). Оба этих признака являются достаточными условиями для того, чтобы утверждать наличие твердой поверхности у компактного объекта, но не являются необходимыми.

Появление качественных данных об энергетических спектрах излучения рентгеновских источников в нашей Галактике позволило предложить несколько дополнительных феноменологических отличительных признаков аккрецирующих черных дыр. В низком спектральном состоянии (в состоянии с малой рентгеновской светимостью) большая часть энергии, выделяемой аккрецирующей черной дырой, излучается на энергиях порядка сотен кэВ [269, 262, 307, 266], в то время как излучение аккрецирующих нейтронных звезд обычно обрывается на более низких энергиях (см, например, [35]). В так называемом высоком состоянии (в состоянии с большой светимостью) температура излучения оптически толстого аккреционного диска в случае аккрецирующих черных дыр обычно ниже, чем температура излучения оптически толстого аккреционного диска вокруг нейтронных звезд (в теории стандартного оптически толстого аккреционного диска его максимальная температура уменьшается при увеличении массы центрального объекта). Кроме того, в высоком спектральном состоянии аккрецирующие черные дыры часто имеют мощную жесткую компоненту, которая имеет вид степенного закона без обрыва на высоких энергиях вплоть до нескольких сотен кэВ [19, 266, 318]. Такая большая доля полного энерговыделения в жесткой степенной компоненте никогда не наблюдается в случае аккрецирующих нейтронных звезд (см., например, [62]). Для применения большей части перечисленных выше спектральных признаков необходима качественная информация об энергетических спектрах источников в жестком рентгеновском диапазоне ( $> 10 - 20$  кэВ), которая не всегда доступна, поэтому область применения этих признаков весьма ограничена. Кроме того, ни один из них не связан напрямую с наличием или

отсутствием твердой поверхности у центрального объекта.

В данной главе показан новый метод определения природы компактного объекта на основании характеристик переменности рентгеновского потока аккрецирующих компактных объектов и показывается, что характеристики переменности рентгеновского потока источников на высоких частотах позволяют сделать вывод и о наличии/отсутствии твердой поверхности у нейтронных звезд/черных дыр.

**Анализ данных** Для получения спектров мощности переменности аккрецирующих компактных объектов были использованы данные наблюдений обсерватории RXTE в период 1996-1998 гг. Отбирались только наблюдения источников, находящихся в низком спектральном состоянии (состоянии с малой рентгеновской светимостью  $L_x \sim 10^{36} - 10^{37}$  эрг/сек  $L < 0.1L_{\text{Эдд}}$ ), в котором амплитуда переменности потока объектов максимальна. Использовались данные всех 5 детекторов спектрометра PCA. Список использованных наблюдений приведен в таблице 2.3.

На рис. 2.14 приведены спектры мощности переменности рентгеновского потока 18 источников, 9 из которых являются аккрецирующими нейтронными звездами (эта классификация основана на обнаружении нестабильного термоядерного горения на поверхности нейтронных звезд в этих системах) и 9 — предположительно черными дырами (для источников Лебедь X-1, GX 339-4, GRS 1915+105 и GRO J1655-40 классификация основана на измерении масс компактных объектов, для остальных объектов классификация основана на спектральных свойствах их излучения)

Хорошо видна схожесть спектров мощности аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр на малых фурье-частотах, что было неоднократно отмечено различными авторами (см., например, [197, 309]). Однако, на высоких частотах  $> 10 - 100$  Гц появляется сильное различие в спектрах мощности переменности потока черных дыр и нейтронных звезд. Даже при отсутствии так называемых килогерцовых квазипериодических осцилляций потока аккрецирующих нейтронных звезд (см. обзор [291]) его переменность на больших частотах в случае нейтронных звезд значительно превышает таковую потока черных дыр и, более того, возможно, формирует дополнительную компоненту переменности. Спектры мощности переменности потока черных дыр обрываются на

Табл. 2.3: Наблюдения обсерватории RXTE, использовавшиеся для построения спектров мощности рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр

Источник	Серия наблюдений	Даты наблюдений
Нейтронные звезды		
GX 354-0*	P10073	22 фев. - 1 марта, 1996
/”низкое” состояние/		
GX 354-0*	P10073	15 фев., 1996
/”высокое” состояние/		
4U0614+091	P30056	13-20 марта, 1998
4U1608-522	P30062	31 марта–2 апреля, 1998
/”низкое” состояние/		
4U1608-522	P30062	24-27 марта, 1998
/”высокое” состояние/		
SAX J1808.4–3658	P30411	апрель, 1998
1E1724–3045/Ter2*	P10090	5-8 ноября, 1996
GS 1826–24	P30054	фев.-июнь 1998
4U1705–44	P20073	1 апреля, 1997
SLX 1735–269	P20170	фев. -
	P20089	-окт. 1997
KS 1731–260	P30061	2-6 окт. 1998
Cyg X-2	P30418	2-6 июля 1998
Черные дыры		
Cyg X-1	P30157	дек.1997-фев.1998
GX 339-4	P20183	1997
GS 1354–644	P20431	19-22 ноября, 1997
GRS 1915+105	P20402	9 февраля, 1997
GRO J1655–40	P20402	14 августа, 1997
4U1630-47	P30172	май-июнь.1998
XTE J1748–288		июль 1998
GRS 1758-258	P10231	1996-
	P10232	-1998
	P20166	
	P30149	
1E1740.7-2942	P10231	1996-
	P10232	-1998
	P20166	
	P30149	

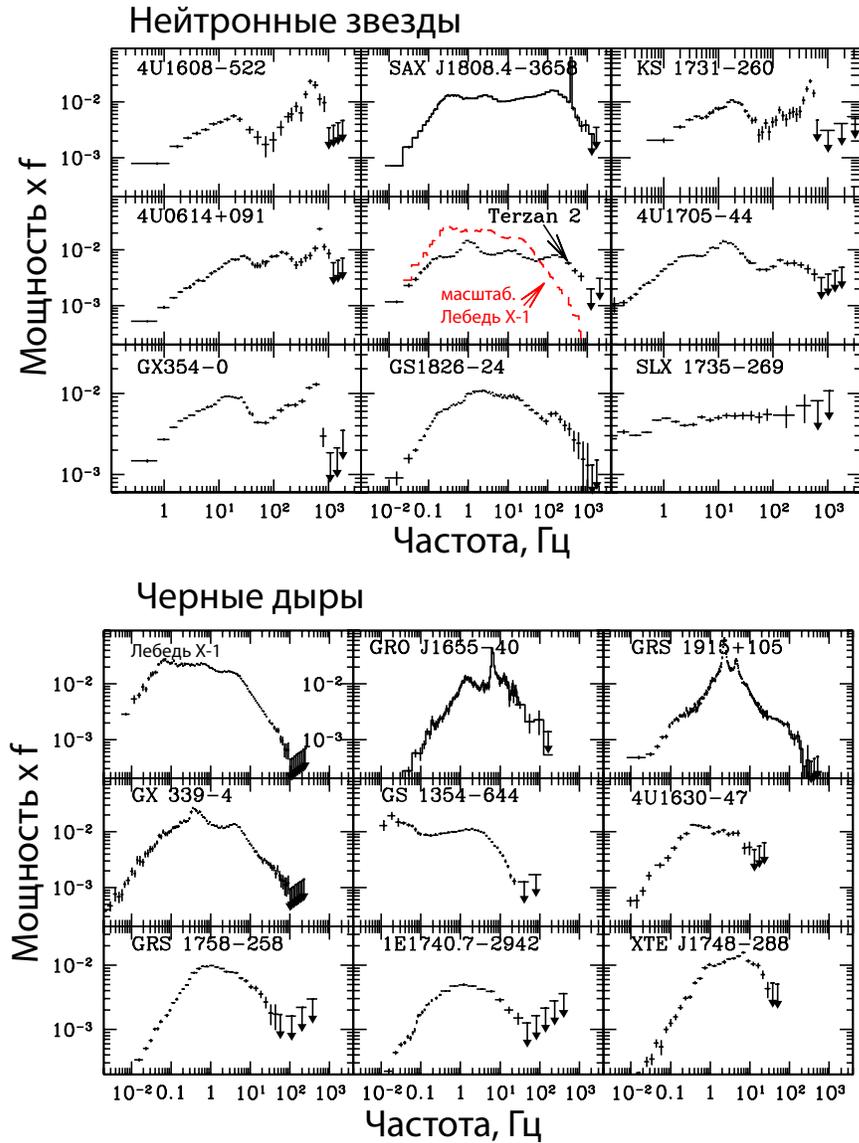


Рис. 2.14: Спектры мощности переменности рентгеновского потока аккрецирующих компактных объектов в низком спектральном состоянии (состоянии с малой рентгеновской светимостью). Штриховой кривой на спектре мощности источника Терзан 2/1E1724-3045 показан спектр мощности переменности потока источника Лебедь X-1, сдвинутый по оси частот в соответствии с отношением масс компактных объектов ( $f_{\text{CygX-1}} \times 7 \rightarrow f_{\text{scaled CygX-1}}$ ). Хорошо видно, что такого сдвига явно не достаточно для объяснения большой амплитуды переменности аккрецирующей нейтронной звезды Терзан 2/1E1724-3045 на высоких фурье-частотах.

частотах выше  $\sim 10$  Гц и на частотах 200-500 Гц значение мощности переменности их потока практически на 2 порядка величины меньше, чем значение мощности переменности потока нейтронных звезд.

Эмпирический факт, продемонстрированный на рис. 2.14 позволяет выдвинуть дополнительный наблюдательный критерий отличия аккрецирующих нейтронных звезд от аккрецирующих черных дыр. *Источник, демонстрирующий большую амплитуду переменности вплоть до фурье-частот в несколько сотен Гц является аккрецирующей нейтронной звездой.*

Согласно полученным наблюдательным данным, сформулированный выше критерий является достаточным, но не необходимым. В определенных состояниях (с определенной рентгеновской светимостью) переменность рентгеновского потока аккрецирующих нейтронных звезд может быть мала так же, как и у аккрецирующих черных дыр. Для демонстрации этого на рис. 2.15 приведены спектры мощности переменности ряда объектов в состоянии с большой рентгеновской светимостью, в котором большая часть излучения формируется в оптически толстом аккреционном диске. При такой конфигурации рентгеновского потока вокруг компактного источника переменность аккрецирующих нейтронных звезд на больших частотах подавлена так же сильно, как и у аккрецирующих черных дыр.

**О причине различия спектров мощности** Процесс аккреции на черную дыру сильно отличается от аккреции на нейтронную звезду. В случае черной дыры все энерговыделение происходит в аккреционном диске. Выделенная энергия либо излучается аккреционным диском и его короной, либо адвектируется под горизонт событий черной дыры. В случае нейтронной звезды со слабым магнитным полем (т.е. таким полем, которое не влияет на конфигурацию аккреционного потока) никакая доля энерговыделения не может быть адвектирована под горизонт событий, и, более того, в дополнение к энерговыделению в аккреционном диске, большая энергия должна выделиться в пограничном слое между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды (см., например, [18, 247]). При медленном вращении нейтронной звезды до  $2/3$  полной энергии, выделившейся при аккреции, должно быть выделено в пограничном слое, и только порядка  $1/3$  — в аккреционном диске. При быстром вращении нейтронной звезды доля пограничного слоя в

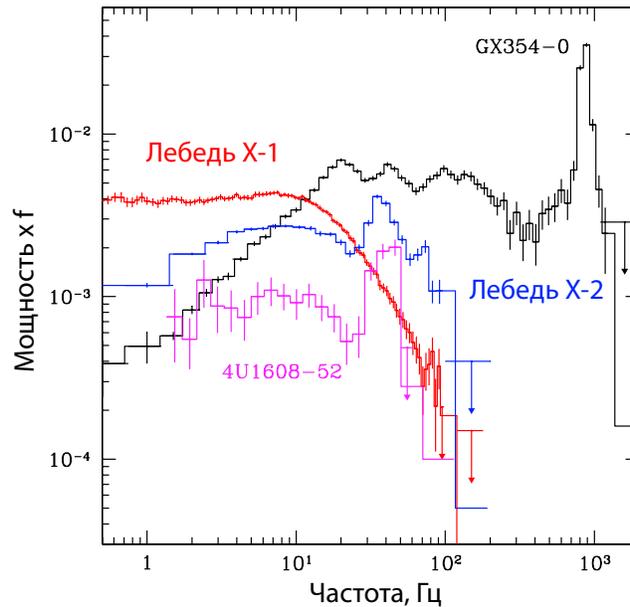


Рис. 2.15: Широкополосный спектр мощности переменности аккрецирующей черной дыры (Лебедь X-1) и нейтронных звезд (GX354-0, Cyg X-2 и 4U1608–522) в состоянии с большой светимостью. Видно сильное отличие спектров мощности 4U1605–522 и Cyg X-2 от показанных на рис. 2.14.

энерговыведению системы уменьшается [15], но для наблюдаемых частот вращений нейтронных звезд эта доля никогда не становится меньше  $1/2$ . Таким образом, поверхность нейтронной звезды всегда является источником большого количества фотонов, которые будут являться “затравочными” для дальнейшей комптонизации в горячих внутренних областях аккреционного потока, следовательно смогут эффективно отводить из них энергию/тепло. Наличие этого дополнительного потока фотонов может являться причиной того, что спектры аккрецирующих черных дыр обычно значительно жестче (большую долю полной светимости излучают в фотонах больших энергий), чем спектры аккрецирующих нейтронных звезд (см., например, [20, 54], а так же рис. 2.16).

В стандартном аккреционном диске область основного энерговыведения может быть резонатором для различных неустойчивостей с характерными частотами порядка  $\omega \sim c_s/H \sim \omega_k$ , где  $H$  — гидростатическая

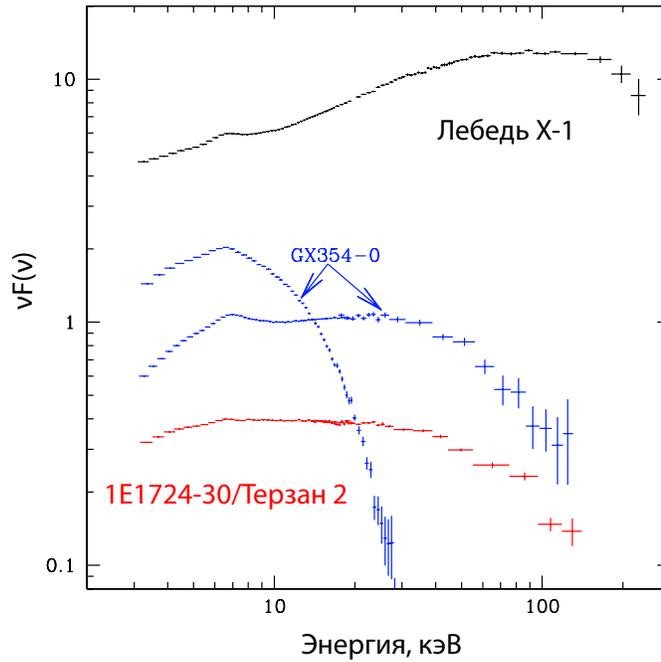


Рис. 2.16: Энергетические спектры излучения рентгеновских двойных систем. Для источника GX354-0 (4U1728-34) показаны спектры в двух спектральных состояниях, в высоком, в котором основное излучение формируется в оптически толстом режиме, и в низком, в котором большая часть энергии излучается в оптически тонком режиме. Видно, что спектры излучения нейтронных звезд даже в низком/жестком состоянии значительно мягче, чем спектр излучения аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1.

высота аккреционного диска,  $c_s$  — скорость звука  $\omega_k$  — кеплеровская частота. В случае аккреционного диска вокруг черной дыры область основного энерговыделения расположена на расстояниях  $\sim 3 - 20R_g$  от черной дыры. Для высот диска  $H < R$  и масс черной дыры  $M_{BH} \sim 10M_\odot$  значения этих частот находятся в диапазоне сотен Гц. Магниторотационная неустойчивость Велихова-Чандрасекара [4, 32, 180], которая в настоящее время рассматривается, как наиболее вероятный механизм генерации эффективной вязкости в аккреционных дисках, и имеющая возможность генерировать вспышки энерговыделения в результате пересоединения магнитных полей в аккреционном диске (см., например [95, 211]), так же должна давать вариации на временных масштабах,

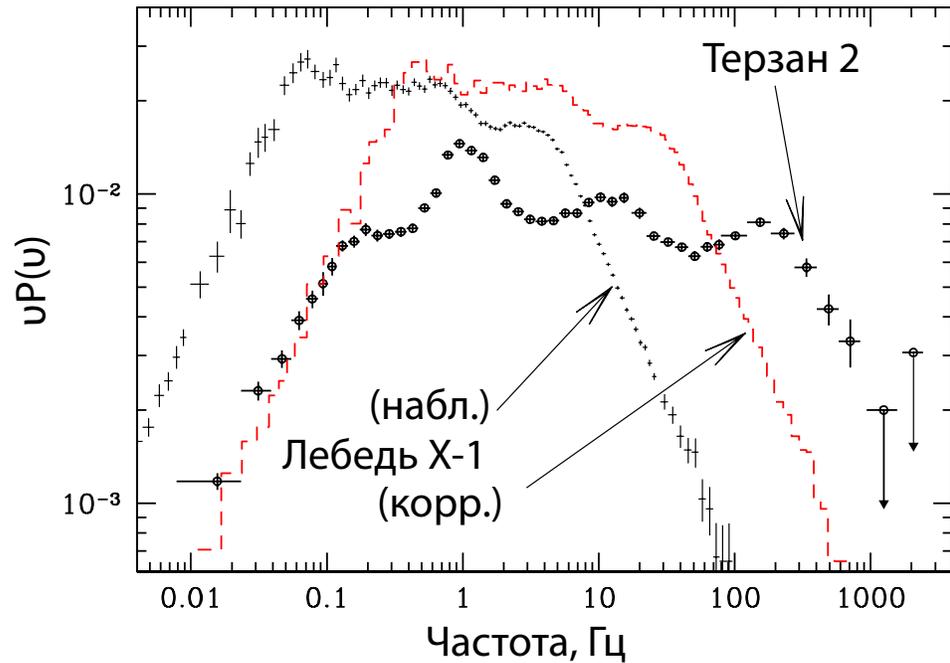


Рис. 2.17: Спектры мощности переменности рентгеновского потока типичных представителей классов аккрецирующих черных дыр (Лебедь X-1) и нейтронных звезд (аккрецирующая нейтронная звезда в шаровом скоплении Терзан 2). Спектр мощности источника Лебедь X-1, скорректированный на соотношение масс компактных объектов в этих системах ( $f_{\text{CygX-1}} \times 7 \rightarrow f_{\text{scaled CygX-1}}$ ) показан штриховой кривой.

сопоставимых с временем обращения вещества на кеплеровских орбитах вокруг черной дыры (см., например, [180]). Таким образом, представляется разумным предположить, что частоты порядка кеплеровской частоты обращения вещества на круговых орбитах в области основного энерговыделения аккреционного диска являются предельными для вариаций потока (энерговыделения) аккреционного диска.

Любые неустойчивости аккреционного потока в диске должны модулировать поток вещества, поступающий на поверхность нейтронной звезды, в пограничный слой. Таким образом, можно ожидать, что большинство мод переменности, возникающих в аккреционном диске вокруг черных дыр, должны также присутствовать в переменности излучения аккрецирующих нейтронных звезд.

В простейшем приближении максимальные временные масштабы переменности потока различных объектов пропорциональны кеплеровской частоте в областях их основного энерговыделения и, следовательно, характерная максимальная частота переменности их потоков должна быть обратно пропорциональна массе компактного объекта:

$$\omega_k \propto \sqrt{\frac{GM}{R_g^3}} \propto M^{-1}, \text{ где } R_g = \frac{2GM}{c^2}$$

Учет такого масштабирования оси частот при сравнении переменности потока аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр не позволяет объяснить наблюдаемую разницу в спектрах мощности. Для того, чтобы это продемонстрировать на рис. 2.17 показаны спектры мощности переменности потоков типичных представителей аккрецирующих черных дыр (источник Лебедь X-1, масса  $M_1 \sim 10M_\odot$ ) и нейтронных звезд (аккрецирующая нейтронная звезда 1E1724–3045 в шаровом скоплении Терзан 2, масса  $M_2 \sim 1.4M_\odot$ ), а также спектр мощности источника Лебедь X-1, в котором шкала частот домножена на отношение  $M_1/M_2$ . Хорошо видно, что амплитуда переменности аккрецирующей нейтронной звезды значительно превышает таковую черной дыры после домножения шкалы частот источника Лебедь X-1 на фактор  $M_1/M_2$ . Таким образом можно сделать предположение, что *поверхность нейтронной звезды/пограничный слой является дополнительным источником высокочастотного “шума”, который отсутствует в аккрецирующих черных дырах из-за отсутствия у них твердой поверхности*. Таким образом отсутствие высокочастотной переменности аккрецирующих черных дыр можно рассматривать как указание на отсутствие у них твердой поверхности, т.е. подтверждение существования черных дыр.

## 2.4 Параметры аккрецирующих нейтронных звезд

Аккрецирующие нейтронные звезды являются самой многочисленной группой среди ярких рентгеновских источников в Галактике.

Аккреция вещества на нейтронную звезду сопровождается образованием двух основных областей энерговыделения — аккреционного диска и поверхности нейтронной звезды (например [24, 214, 215, 94, 247, 6, 206]). Если нейтронная звезда не имеет сильного магнитного по-

ля, которое могло бы повлиять на структуру аккреционного потока вокруг компактного объекта, энерговыделение на поверхности нейтронной звезды должно быть приблизительно равно энерговыделению в аккреционном диске [18, 15]. Таким образом, в рентгеновском излучении таких объектов должна существовать компонента, возникающая на поверхности нейтронной звезды. Исследование свойств этой компоненты представляет большой практический интерес ввиду того, что она должна содержать в себе информацию о параметрах нейтронных звезд.

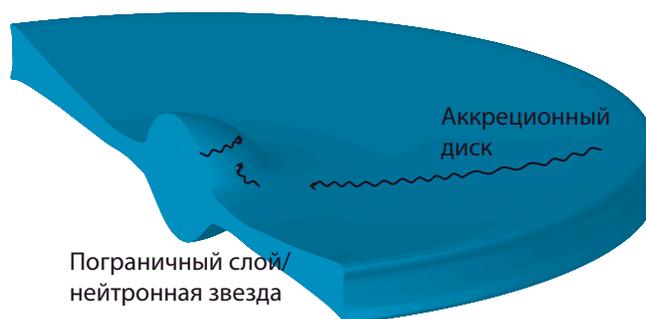


Рис. 2.18: Схематичное изображение аккреционного потока вблизи нейтронной звезды. Аккреционный диск и пограничный слой, где вещество аккреционного диска тормозится до скорости вращения поверхности нейтронной звезды, являются основными областями энерговыделения в такой системе

Исследования энергетических спектров ярких аккрецирующих нейтронных звезд, начавшиеся в 60х годах (см., например [99, 276, 181, 308]), показали, что излучение двух основных компонент, описанных выше, очень сложно различить. Попытки разделить излучение аккреционного диска и поверхности нейтронной звезды, предпринимавшиеся при помощи анализа данных различных обсерваторий, не привели к определенным результатам — разные авторы получали различные разделения, которые часто противоречили друг другу (см., например, [67, 68, 70]).

Основная проблема заключалась в том, что при сравнимом энерговыделении поверхность нейтронной звезды и область основного энерговыделения в аккреционном диске имеют близкие размеры, следовательно характерные температуры плазмы в этих областях не сильно от-

личаются друг от друга, и излучение, формируемое в них, имеет сходные параметры.

В данном разделе предложен и развит метод, который позволил независимо от теоретических моделей спектров различных компонент отделить спектр излучения аккреционного диска от спектра поверхности нейтронной звезды, что, в свою очередь, дало возможность измерить параметры аккрецирующих нейтронных звезд.

Основа метода заключается в использовании фурье-частотно разрешенной спектроскопии (§ 2.1.5), позволяющей отличать излучение компонент, имеющих различные характеристики временной переменности. Необходимо отметить, что в этом разделе рассматриваются только случаи большого темпа аккреции на нейтронные звезды, при котором излучение и поверхности нейтронной звезды и аккреционного диска происходит в оптически толстом режиме.

#### ***2.4.1 Энергетические спектры аккрецирующих нейтронных звезд на разных фурье-частотах***

В § 2.1.5 была описана простейшая ситуация, в которой метод фурье-частотно разрешенной спектроскопии легко применить к разделению спектральных компонент излучения источника. Если поток одной из двух спектральных компонент излучения источника не зависит от времени, а нормировка второй спектральной компоненты меняется во времени при неизменной форме спектра, то в таком случае форма фурье-частотного энергетического спектра, измеренного на частоте переменности второй компоненты, будет в точности повторять форму спектра этой компоненты. Спектр постоянной составляющей излучения можно будет определить, вычитая из среднего по времени спектра источника спектр переменной компоненты, определенный из фурье-частотного спектрального анализа. Важно отметить, что в рассмотренном случае рентгеновский поток на всех энергиях будет меняться когерентно, энергетические спектры источника на всех фурье-частотах будут одинаковы, а величины фазового сдвига между кривыми блеска источника в разных энергетических диапазонах будут равны нулю. Если между кривыми блеска в разных энергетических диапазонах наблюдается значительный фазовый сдвиг, либо спектры источника зависят от фурье-частоты, то это означает, что спектральная переменность источ-

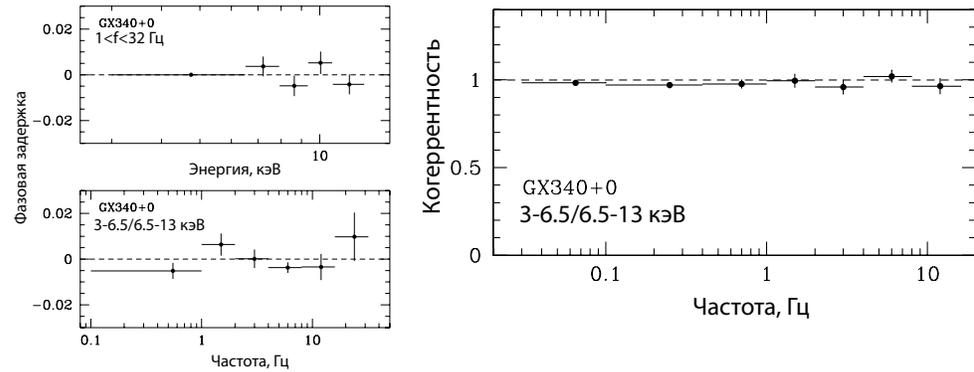


Рис. 2.19: **Левый рисунок:** Фазовые сдвиги между кривыми блеска источника GX340+0 в диапазонах 3–6.5 кэВ и 6.5–13 кэВ на “горизонтальной ветви” диаграммы поток-цвет ( $Z=0-1$ ) как функция энергии (**сверху**) и фурье-частоты (**снизу**). Фазы нормированы на диапазон от 0 до 1. На **правом рисунке** показано значение когерентности, посчитанное для кривых блеска в диапазонах 3–6.5 кэВ и 6.5–13 кэВ на разных фурье-частотах.

ника имеет более сложный вид, чем тот, что описан выше, и применение фурье-частотного спектрального анализа не даст столь очевидных результатов.

В случае аккрецирующих нейтронных звезд когерентности кривых блеска в разных энергетических диапазонах близки к единице (см., например, [292, 294]), а фазовые сдвиги обычно весьма малы  $\Delta\phi < \text{несколько} \times 10^{-2}$  рад. (см., например рис. 2.19), а также есть указания на то, что зависимости амплитуды переменности потока от энергии очень похожи для всех фурье-частот (см., например [288, 217], более подробно это будет показано ниже). Это позволяет успешно применить предложенный метод фурье-частотной спектроскопии к таким источникам.

Апериодическая переменность рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд состоит из широкополосного шума (континуума) на частотах от  $\sim 10^{-3} - 10^2$  Гц, и квазипериодических осцилляций (см., например, обзоры [290, 291], а также схему на рис. 2.20). Для того, чтобы исследовать переменность аккрецирующих нейтронных звезд с максимальной чувствительностью и в максимально возможном диапазоне фурье-частот, были выбраны две системы GX340+0 и 4U1608-62, которые имеют весь набор переменностей, характерных для ярких ак-

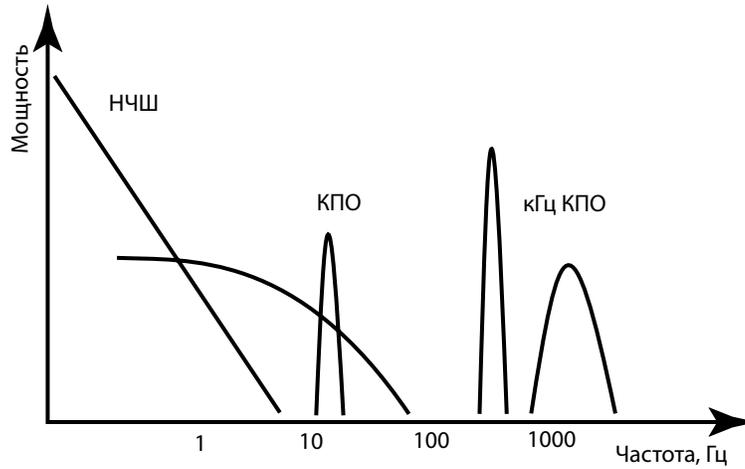


Рис. 2.20: Схематичное изображение спектра мощности аккрецирующих нейтронных звезд с большим темпом аккреции. Показаны основные компоненты шума — низкочастотный шум (НЧШ), обычно имеющий степенную зависимость амплитуды от частоты ( $P \propto f^{-\alpha}$ ), широкополосный шум в диапазоне частот  $\sim 0.1 - 100$  Гц, квазипериодические осцилляции (КПО), в том числе на высоких частотах (квазипериодические осцилляции — кГц КПО)

аккрецирующих нейтронных звезд (см. рис. 2.21), но при этом наблюдательные данные (рассматриваются данные спектрометра PCA обсерватории RXTE, наилучшим образом подходящие для данного исследования) позволяют проводить необходимые спектро-фотометрические исследования.

Типичные наблюдаемые спектры мощности аккрецирующих нейтронных звезд GX 340+0 и 4U1608-62 приведены на рис. 2.21. Для получения большой статистической значимости высокочастотных ( $\sim 600 - 1200$  Гц) квазипериодических осцилляций потока 4U1608-52 был применен метод “сдвига и сложения”, описанный в работах [178, 179]. Более подробный анализ переменности GX340+0 можно найти в работе [135]. В дальнейшем, при анализе энергетических спектров источников будет учитываться межзвездное фотопоглощение в направлении на источники равное  $N_H = 6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  для GX340+0 и  $N_H = 1 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$  для 4U1608-52.

Энергетические спектры источников во всем диапазоне фурье-частот вместе со средними энергетическими спектрами приведены на

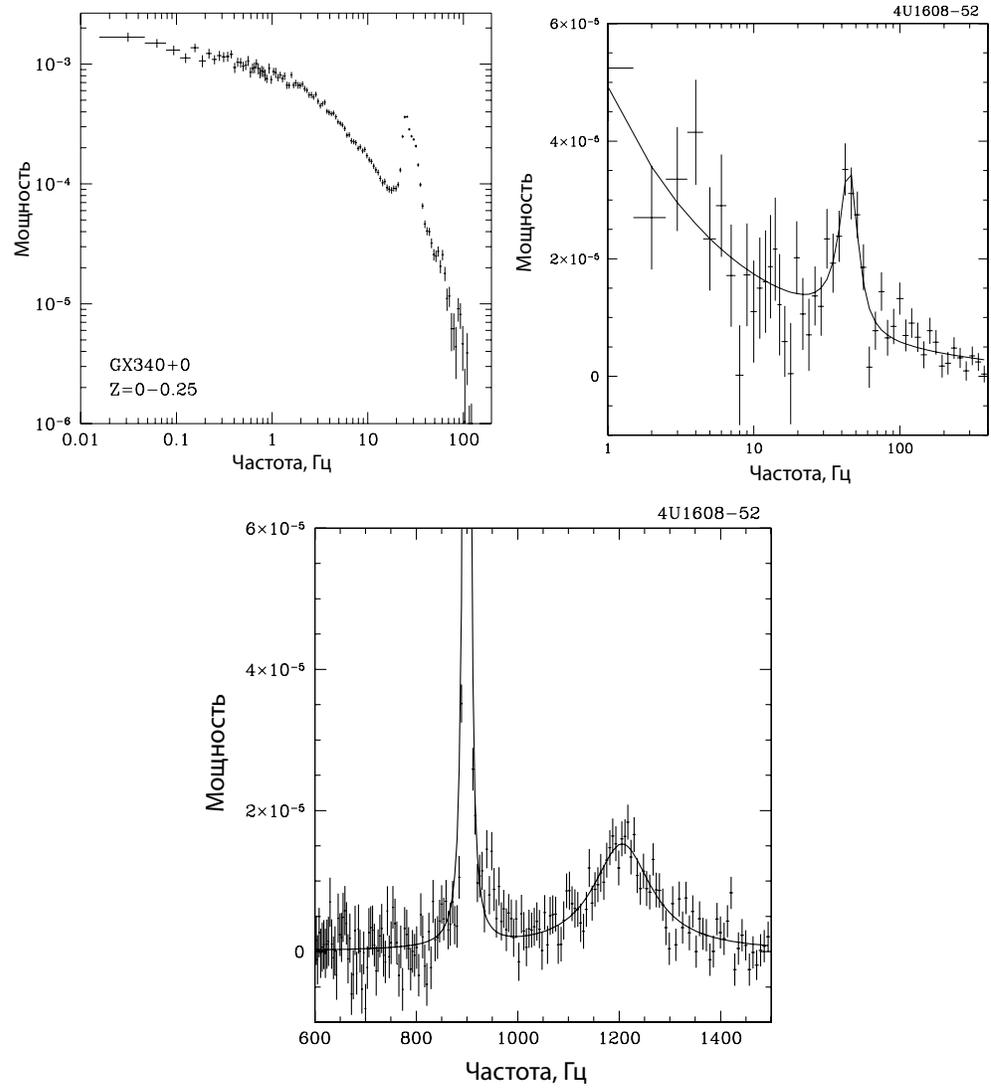


Рис. 2.21: Наблюдаемые спектры мощности рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд большой светимости, иллюстрирующие схему, показанную на рис. 2.20.

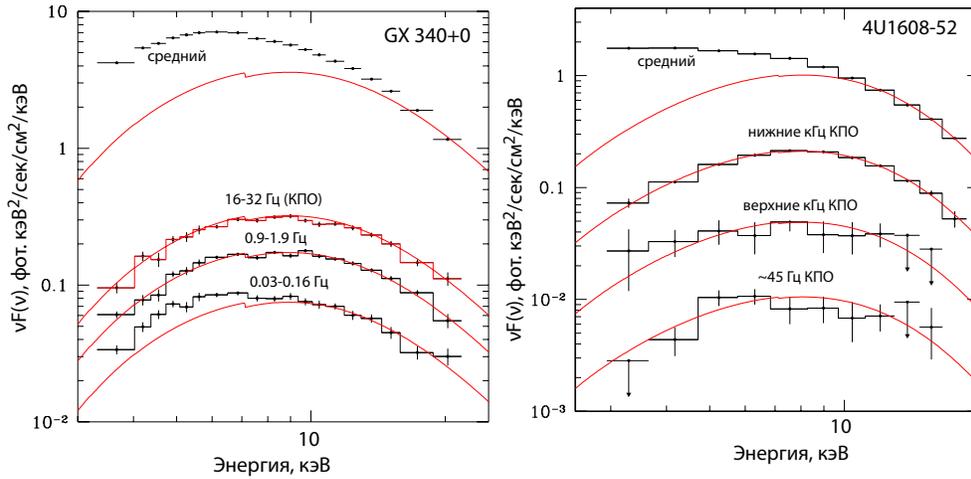


Рис. 2.22: Энергетические спектры GX 340+0 (слева) и 4U1608 (справа). Показаны спектры источников, усредненные по времени (верхний спектр каждого рисунка) и спектры полученные на различных фурье-частотах, от  $\sim 0.1$  Гц до  $\sim 1200$  Гц. Сплошными кривыми показана модельная аппроксимация спектров с использованием одной и той же модели — комптонизация излучения абсолютно черного тела в оптически толстой среде (см. таблицу 2.5).

рис. 2.22. Сплошной кривой на рисунке показана аппроксимация различных спектров одной и той же моделью комптонизированного излучения абсолютно черного тела в облаке с большой оптической толщиной по томсоновскому рассеянию (модель включает в себя модификацию спектра за счет межзвездного поглощения, разное для разных источников). Видно, что энергетические спектры источников на всех фурье-частотах выше  $\sim 1$  Гц совместимы друг с другом и являются гораздо более жесткими, чем их средний спектр.

#### 2.4.2 Ограничения на возможную структуру переменности потока аккрецирующих нейтронных звезд

Независимость формы энергетического спектра источника от фурье-частоты означает, что спектр мощности его переменности  $P(E, \omega)$  можно факторизовать — разложить на произведение двух функций, одна из которых зависит от частоты, но не зависит от энергии, а вторая, наобо-

рот, зависит от энергии, но не зависит от частоты. Удобно (ввиду того, что спектр мощности это — квадрат фурье-амплитуды кривой блеска) записать функцию  $P(E, \omega)$  в виде:

$$P(E, \omega) = S^2(E) \times f^2(\omega) \quad (2.20)$$

где неотрицательные функции  $S(E)$  и  $f(\omega)$  можно непосредственно определить из анализа частотно-разрешенных спектров. Фурье-образом кривой блеска  $F(E, t)$  является функция:

$$\hat{F}(E, \omega) = S(E) \times f(\omega) \times e^{i\phi(E, \omega)} \quad (2.21)$$

В общем случае комплексный аргумент  $\phi(E, \omega)$  может зависеть как от фурье-частоты  $\omega$ , так и от энергии  $E$ . Однако, если фазовые сдвиги между кривыми блеска в разных энергетических диапазонах малы, то  $\phi$  зависит только от фурье-частоты и фурье-образ кривой блеска  $F(E, t)$  можно записать в виде:

$$\hat{F}(E, \omega) = S(E) \times f(\omega) \times e^{i\phi(\omega)} \quad (2.22)$$

Кривую блеска  $F(E, t)$  можно получить, зная ее фурье-образ  $\hat{F}(E, \omega)$ :

$$\begin{aligned} F(E, t) &= \int \hat{F}(E, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \\ &= S(E) \times \int f(\omega) e^{i\phi(\omega)} e^{i\omega t} d\omega = \\ &= S(E) \times f(t) \end{aligned} \quad (2.23)$$

Очевидно, что произвольная функция, зависящая только от энергии, может быть добавлена к предыдущему выражению. Таким образом, получаем, что кривая блеска источника на энергии  $E$  может быть представлена следующим образом:

$$F(E, t) = S_0(E) + S(E) \times f(t) \quad (2.24)$$

т.е. кривые блеска в различных энергетических диапазонах должны быть связаны линейным преобразованием (когерентность, посчитанная для кривых блеска в разных диапазонах энергий должна быть равна единице).

Уравнение (2.24) сильно ограничивает набор возможных моделей спектральной переменности источника.

Представим себе, что спектр источника в каждый момент времени может быть представлен в виде:

$$F(E, t) = S_0(E) + A(t) \times S(E, p(t)) \quad (2.25)$$

где  $A(t)$  представляет собой нормировку спектра, варьирующуюся во времени, а  $p(t)$  обозначает вариации спектрального параметра, от которого поток источника в любом энергетическом диапазоне зависит нелинейным образом (это может быть, например, температура, оптическая толщина и т.д.). Используя разложение в ряд Тейлора, можно получить:

$$\begin{aligned} F(E, t) &= S_0(E) + A(t) \times S(E, p(t)) = \\ &= S_0(E) + A(t) \times S(E, p_0) + \\ &+ A(t) \times \frac{\partial S(E, p_0)}{\partial p} \times (p(t) - p_0) + \\ &+ A(t) \times \frac{1}{2} \frac{\partial^2 S(E, p_0)}{\partial p^2} \times (p(t) - p_0)^2 + \dots \end{aligned} \quad (2.26)$$

Для того, чтобы выполнялось уравнение (2.24) необходимо выполнение одного из двух условий: либо а) спектральный параметр не зависит от времени  $p(t) = p_0 = \text{const}$  (от времени зависит только нормировка спектра  $A(t)$ ), либо б) нормировка спектра не зависит от времени, а переменным является параметр  $p(t)$ , но меняется достаточно мало, чтобы компоненты разложения ряда Тэйлора дальше линейного члена были пренебрежимо малы. Одновременная переменность нормировки спектра и спектрального параметра (или нескольких спектральных параметров) не будет противоречить наблюдаемым характеристикам переменности только если  $A(t) \times (p(t) - p_0) = \text{const}$  или в случае специального вида спектра мощности вариаций  $A(t)$ , например, если спектр мощности не зависит от частоты, т.е. является белым шумом.

Таким образом, получается, что набор свойств переменности рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд большой светимости на временных масштабах от секунд до миллисекунд указывает на то, что структура спектральной переменности в этих объектах достаточно проста: в спектре должна присутствовать компонента, не меняющаяся со временем (член  $S_0(E)$  в уравнении 2.24), а наблюдаемая пере-

менность потоков на различных энергиях должна обеспечиваться либо а) изменением нормировки второй спектральной компоненты, либо б) малыми вариациями спектральных параметров (см., например, [177]).

Если переменность рентгеновского потока источника возникает в результате вариаций нормировки какой-либо спектральной компоненты, то форма спектра этой переменной компоненты будет тождественно равна энергетическому спектру, посчитанному на рассматриваемых фурье-частотах, т.е. может быть получена непосредственно из наблюдений без привлечения каких-либо спектральных моделей.

Во втором случае (малые вариации спектральных параметров), форма энергетического спектра, посчитанного на рассматриваемых фурье-частотах, будет определяться первой производной спектра  $S(E, p)$  по параметру  $p$ ,  $\partial S(E, p)/\partial p$ , и, следовательно, может сильно отличаться от формы начального спектра. Например, в случае вариаций параметра температуры в Виновском спектре  $S(E, T) = E^2 \exp(-E/T)$  (как было предложено в работе [177]) кривые блеска можно записать в виде:

$$\begin{aligned} F(E, t) &= S(E, T_0) + \frac{\partial S(E, T_0)}{\partial T} \times \delta T(t) + \dots = \\ &= S_0(E) + S_0(E) \times \frac{E}{T_0} \times \frac{\delta T(t)}{T_0} + \dots \end{aligned} \quad (2.27)$$

Таким образом в уравнении (2.24) спектр, который может быть получен методом фурье-частотно разрешенной спектроскопии  $S(E) = S_0(E) \times E/T_0$ . Для того, чтобы выполнялось уравнение (2.24) необходимо, чтобы члены второго и далее порядка в разложении (2.26) или (2.27) были пренебрежимо малы, следовательно должно выполняться условие:

$$\frac{E}{T_0} \times \frac{\delta T(t)}{T_0} \ll 1 \quad (2.28)$$

### **2.4.3 Разделение спектров излучения аккреционного диска и поверхности нейтронной звезды**

При аккреции на нейтронную звезду рентгеновское излучение возникает в двух основных областях — аккреционном диске и на поверхности нейтронной звезды. Ограничения, накладываемые на структуру переменности излучения аккрецирующих нейтронных звезд (рассмотренные в §2.4.2), позволяют заключить, что основной вклад в переменность

рентгеновского потока на частотах более  $\sim 1$  Гц могут давать вариации лишь одной компоненты — либо вариации ее нормировки, либо малые вариации ее спектральных параметров. В противном случае трудно представить себе реализацию практически идеальной когерентности кривых блеска источников в различных энергетических диапазонах.

Отбросим на минуту результаты § 2.2.1, где показано, что оптически толстый аккреционный диск практически не переменен на частотах выше  $0.1 - 1$  Гц. Попробуем независимо от этого понять, какая из компонент излучения аккрецирующих нейтронных звезд ответственна за возникновение выстрой переменной рентгеновского потока. Рассмотрим теоретические модели излучения двух основных областей энергосыделения.

Из-за большой сложности проблемы структуры пограничного слоя/слоя растекания на поверхности нейтронной звезды, в настоящее время нет хорошо развитых моделей его излучения (см., например [206, 5]<sup>2</sup>)

Гораздо бóльший прогресс был достигнут в изучении формирования спектров аккреционных дисков (например, [245, 249, 230]). Было показано, что относительно простая модель многотемпературного аккреционного диска [245] с учетом модификаций спектра, вызванных комптоновским рассеянием излучения диска в его приповерхностных слоях, гравитационными эффектами и т.д. хорошо описывает наблюдаемые спектры аккрецирующих черных дыр (см. например, [77, 146]).

Таким образом, можно использовать спектр аккреционного диска, предсказанный по теоретическим моделям, и, вычитая его из средних спектров источников, получить грубые оценки формы спектра излучения поверхности нейтронной звезды. Для того, чтобы сделать это максимально надежным образом, рассматривался интервал значений параметров модели излучения аккреционного диска. В дальнейшем использовалась модель *GRAD* [77] из пакета программ *XSPEC* [30].

При оценке связи между наблюдаемой светимостью  $L_{\text{набл}}$  и темпом аккреции вещества на нейтронную звезду  $\dot{M}$  не учитывалось влияние эффектов абберации, отклонения лучей и эффектов затенения части аккреционного диска нейтронной звездой:

---

<sup>2</sup>Однако в последнее время, в значительной мере в результате работы, описываемой в этой главе, был достигнут значительный прогресс в этом направлении, см. [261]

Табл. 2.4: Значения параметров, использовавшиеся для моделирования спектров аккреционных дисков (см. рис. 2.23)

Параметр	GX340+0	4U1608-52
D, кпк	8.5–10.5	3.5–4.5
$F_{0.1-30 \text{ кэВ}}^1$	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$8.8 \cdot 10^{-9}$
$\cos(i)$	0.3–0.7	
$T_{\text{цвет.}}/T_{\text{эфф.}}$	1.6–2.0	
$\nu_{\text{NS}}, \text{Гц}$	0–700	
$\eta_{\text{полн.}}^2$	0.213–0.116	
$f_{\text{диск}}^2$	0.26–0.57	
$f_{\text{погранслои}}^2$	0.74–0.43	

<sup>1</sup> — приведено значение в единицах эрг/сек/см<sup>2</sup>, поправленное на положение

<sup>2</sup> — полная эффективность аккреции и отношение энерговыделений в аккреционном диске и на поверхности нейтронной звезды взяты из работы [15] (уравнение состояния нейтронной звезды FPS, масса нейтронной звезды  $1.4M_{\odot}$ ). Предполагалось, что угловая частота обращения нейтронной звезды находится в диапазоне значений 0–700 Гц. Предполагалось, что диск и звезда вращаются в одном направлении.

$$L_{\text{набл}} = \left( d(i)f_{\text{диск}} + d\left(\frac{\pi}{2} - i\right)f_{\text{погранслои}} \right) \times \eta_{\text{полн.}} \dot{M} c^2 \quad (2.29)$$

здесь  $d(i)$  диаграмма углового распределения выходящего излучения  $d(i) \approx 3/7(1 + 2.06 \cos i) \cos i$  (диаграмма Чандрасекара-Соболева). Наблюдаемая светимость  $L_{\text{набл}}$  в широком диапазоне энергий 0.1–30 кэВ рассчитывалась, исходя из измерений в диапазоне 3–20 кэВ.

Диапазон параметров, использовавшихся при моделировании спектров аккреционного диска, приведен в таблице 2.4

Спектр аккреционного диска для каждого набора параметров из таблицы 2.4 вычитался из среднего спектра источника, и получившийся остаточный спектр нормировался на полный поток фурье-частотного энергетического спектра. Полученная область возможных форм спек-

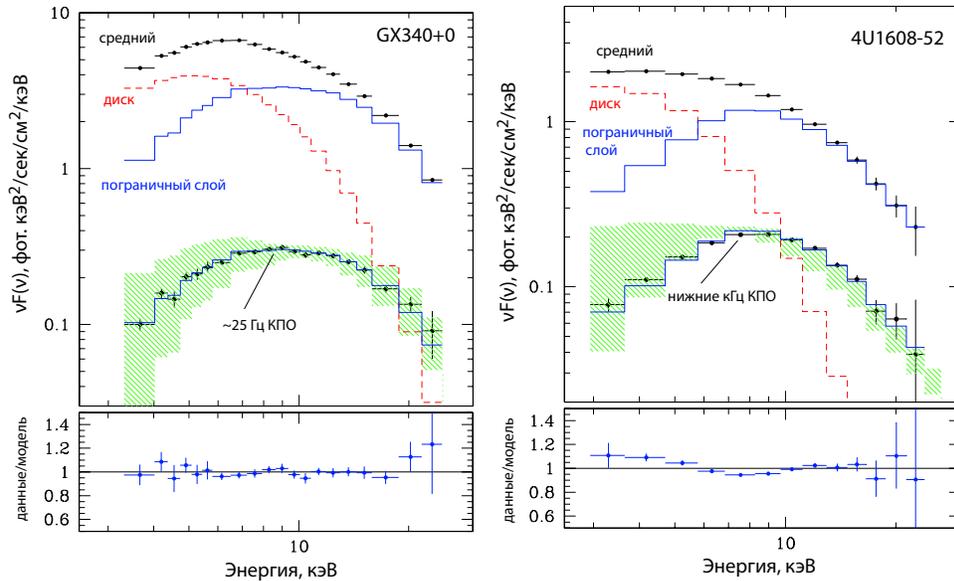


Рис. 2.23: Спектры излучения аккрецирующих нейтронных звезд GX340+0 (слева) и 4U1608–52 (справа). Показаны средние по времени спектры, а также спектры, полученные на фурье-частотах  $>1$  Гц. Штриховой гистограммой показан типичный вклад излучения аккреционного диска в средний спектр источников. Сплошной гистограммой показана разность между средним спектром и спектром аккреционного диска  $\approx$  спектр излучения поверхности нейтронной звезды (пограничного слоя/слоя растекания). Внизу эта же гистограмма сравнивается со энергетическими спектрами источников на фурье-частотах  $>1$  Гц. Заштрихована область возможных форм спектра излучения поверхности нейтронной звезды (пограничного слоя/слоя растекания), полученная вычитанием из среднего спектра источников различных моделей спектра аккреционного диска. На нижних рисунках показано отношение полученных фурье-частотных спектров к ожидаемым спектрам пограничного слоя.

тра поверхности нейтронной звезды (пограничного слоя/слоя растекания) показана заштрихованной областью на рис. 2.23

Близкое соответствие между ожидаемыми спектрами поверхности нейтронной звезды (пограничного слоя/слоя растекания) и полученными фурье-частотными спектрами является сильным указанием на то, что быстрая переменность аккрецирующих нейтронных звезд рождается в результате вариаций потока пограничного слоя. Из рис. 2.23 также следует, что излучение пограничного слоя меняется во времени как целое, т.е. без изменения спектральных параметров.

Из рис. 2.23 хорошо видно, что излучение аккреционного диска значительно мягче, чем фурье-частотный спектр источников, и следовательно вариации нормировки спектра аккреционного диска не могут привести к наблюдаемым свойствам переменности. Изменения спектральных параметров аккреционного диска могут привести к формированию фурье-частотных энергетических спектров, более жестких, чем средний спектр аккреционного диска (см., например, формулу (2.27)), однако, в этом случае будет нарушено условие малости вариаций потока (2.28) на энергиях выше 15-20 кэВ.

Если быстрая переменность рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звезд возникает в результате вариаций потока (нормировки) излучения пограничного слоя при неизменном (на таких временных масштабах) потоке аккреционного диска, то на энергиях, где излучение аккреционного диска становится пренебрежимо малым, можно ожидать исчезновения зависимости относительной амплитуды переменности потока от энергии. Такой эффект действительно наблюдается у источников, в которых амплитуду переменности можно проследить до достаточно высоких энергий (см., например [181, 41]). На рис. 2.24 приведена зависимость относительной амплитуды переменности от энергии для источника 4U1608-52. Стоит отметить, что исчезновения зависимости относительной амплитуды переменности от энергии не должно быть, если вместо вариаций нормировки спектральной компоненты будет изменяться ее спектральный параметр (см. например формулу 2.27).

Таким образом, можно сделать вывод, что основная часть быстрой (на масштабах от долей секунд до миллисекунд) переменности рентгеновского потока аккрецирующих нейтронных звезд возникает в результате вариаций потока излучения поверхности нейтронной звезды. Фор-

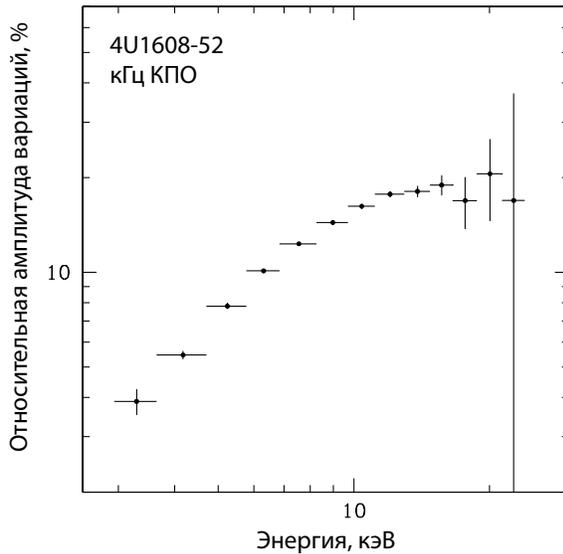


Рис. 2.24: Зависимость относительной амплитуды переменности потока 4U1608–52 на частоте  $\sim 900$  Гц. Хорошо видно исчезновение зависимости на энергиях выше  $\sim 10$  кэВ.

ма спектра излучения поверхности нейтронной звезды не изменяется в ходе этих вариаций. Следовательно форма энергетического спектра аккрецирующих нейтронных звезд, полученного на фурье-частотах выше  $\sim 1$  Гц, повторяет форму спектра излучения поверхности нейтронных звезд/пограничного слоя (с определенной точностью, ввиду того, что наблюдательные данные не позволяют исключить малые изменения формы спектра при вариациях потока) и может быть использована для изучения параметров нейтронных звезд.

Спектр излучения поверхности нейтронной звезды (пограничного слоя/слоя растекания), полученный описанным выше способом, может быть удовлетворительно описан моделью излучения абсолютно черного тела либо спектром Вина с температурами  $kT \sim 2 - 2.2$  кэВ (все спектральные аппроксимации проводились с использованием пакета XSPEC). Однако, при таком описании между измеренными точками и модельным предсказанием остаются значительные статистически значимые расхождения (см. рис. 2.25). Значительно лучше наблюдательные точки описывает модель комптонизации излучения абсолютно чер-

Табл. 2.5: Параметры, полученные при аппроксимации спектров

Параметр	GX340+0	4U1608-52
Расстояние, кпк	8.5	4.0
NH, см <sup>-2</sup>	$5 \cdot 10^{22}$	$1 \cdot 10^{22}$
$F_{3-20 \text{ кэВ}}^1$ эрг/сек/см <sup>2</sup>	$1.4 \cdot 10^{-8}$	$4.2 \cdot 10^{-9}$
$F_{0.1-30 \text{ кэВ}}^2$ эрг/сек/см <sup>2</sup>	$2.7 \cdot 10^{-8}$	$8.8 \cdot 10^{-9}$
$L_{0.1-30 \text{ кэВ}}^2$ эрг/сек	$2.3 \cdot 10^{38}$	$1.7 \cdot 10^{37}$
$\dot{M}^3$ , г/сек	$3.1 \cdot 10^{18}$	$2.0 \cdot 10^{17}$
Спектр на фурье-частотах $> 1$ Гц ( $\approx$ спектр пограничного слоя)		
степенной закон с экспоненциальным завалом (phabs×cutoffpl)		
$\alpha$	$-0.55 \pm 0.16$	$-1.28 \pm 0.13$
$E_f$ , кэВ	$3.3 \pm 0.2$	$2.4 \pm 0.1$
$\chi^2/\text{ст.св.}$	13.9/16	4.8/9
Комптонизационная модель (phabs×comptt)		
$kT_{\text{bb}}$ , кэВ	$1.3 \pm 0.2$	$1.4 \pm 0.4$
$kT_e$ , кэВ	$3.1^{+0.9}_{-0.3}$	$2.6^{+\infty}_{-0.3}$
$\tau$	$6.0^{+1.8}_{-2.1}$	$6.7^{+5.7}_{-5.3}$
$\chi^2/\text{ст.св.}$	11.3/15	4.0/8
Средние спектры		
phabs×grad		
наклонение ( $i$ ) <sup>4</sup>	60°	70°
$T_{\text{цвет.}}/T_{\text{эфф.}}$ <sup>5</sup>	1.7	1.8
$\dot{M}$ , $10^{18}$ г/сек	$3.0 \pm 0.04$	$0.34 \pm 0.01$
$\dot{M}/\dot{M}_{\text{эдд.}}$ <sup>6</sup>	$\approx 0.9$	$\approx 0.1$
$L_{\text{погранслой}}/L_{\text{полн.}}$ , 3–20 кэВ	47%	57%

1 – измеренная величина; 2 – величина, поправленная на межзвездное поглощение; 3 – значение, вычисленное из полной светимости источника, предполагая эффективность аккреции на нейтронную звезду с частотой вращения  $\nu_{\text{NS}} = 500$  [15] и используя формулу (2.29). 4 – зафиксированно на этом значении. 5 – предполагая  $\dot{M}_{\text{эдд.}} = 2 \cdot 10^{38} / c^2 \eta_{\text{диск}} \approx 3.5 \cdot 10^{18}$  г/сек, где  $\eta_{\text{диск}} = 0.066$  – эффективность аккреции для аккреционного диска вокруг нейтронной звезды массой  $M_{\text{NS}} = 1.4M_{\odot}$  и частотой вращения  $\nu_{\text{NS}} = 500$  Гц.

ного тела с большой оптической толщиной по комптоновскому рассеянию [263, 274, 208]. Также, удобной моделью аналитического описания полученного спектра излучения поверхности нейтронной звезды является модель степенной зависимости плотности потока фотонов от энергии с экспоненциальным завалом на больших энергиях  $dN/dE \propto E^{-\alpha} \exp(-E/E_f)$ . Параметры различных спектральных моделей, полученные при аппроксимации наблюдательных данных, приведены в таблице 2.5.

Зафиксировав форму спектра излучения поверхности нейтронной звезды на результате, полученном на этом этапе, были найдены наилучшие аппроксимации среднего спектра исследуемых источников. Для этого средний спектр источника был представлен в виде суммы спектров излучения поверхности нейтронной звезды (определен выше) и аккреционного диска (модель *GRAD* [77] пакета XSPEC). Все параметры модели *GRAD* были зафиксированы, за исключением параметра темпа аккреции  $\dot{M}$ . Полученные параметры аппроксимации приведены в таблице 2.5. Модели при этих значениях параметров показаны на рис. 2.23 и 2.25.

Интересно, что параметры темпа аккреции вещества, полученные при аппроксимации наблюдаемых спектров моделью *GRAD*, в пределах фактора  $< 1.7$  согласуются с величинами, вычисленными из значений наблюдаемой светимости, несмотря на то, что темпы аккреции двух источников отличаются почти в 10 раз. Такая разница в темпах аккреции вещества в рамках стандартной теории оптически толстых геометрически тонких аккреционных дисков означает, что характерные температуры аккреционных дисков в этих двух случаях должны различаться в  $\sim 1.7 - 1.8$  раз, что хорошо видно на рис. 2.25.

Несмотря на большую разницу в темпах аккреции вещества в источниках GX340+0 и 4U1608-52 спектр излучения поверхности нейтронной звезды практически постоянен.

#### 2.4.4 Переменность излучения аккреционного диска

Как было показано выше, излучение аккреционного диска значительно менее переменное, чем излучение поверхности нейтронной звезды, на частотах  $f > 0.5 - 1$  Гц. Этот вывод хорошо согласуется с результатом, полученным в § 2.2.1, где было продемонстрировано, что излучение

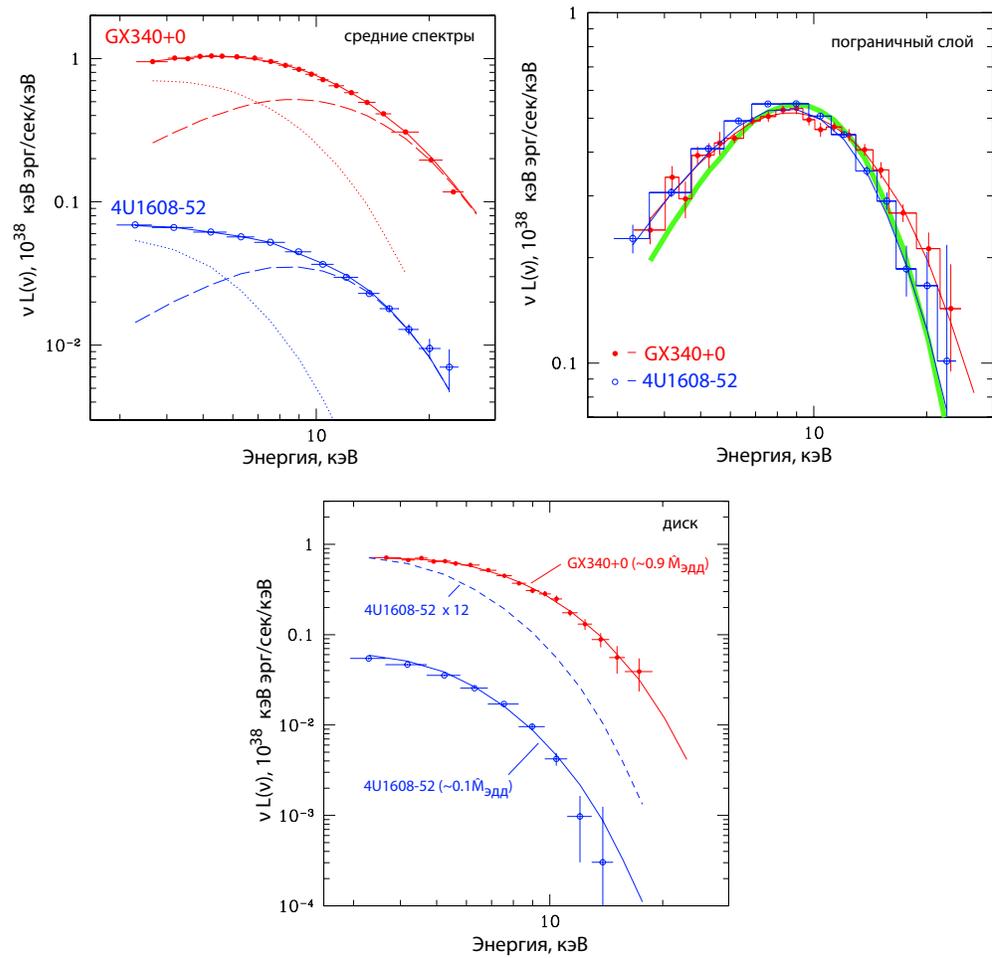


Рис. 2.25: Спектры усредненного по времени излучения (**сверху слева**), спектры излучения пограничного слоя (**сверху справа**) и аккреционного диска (**снизу**) источников GX340+0 и 4U1608–52. Сплошные, штриховые и пунктирные кривые на верхнем левом рисунке показывают модели средних спектров, спектров пограничного слоя и аккреционного диска соответственно. Сплошные кривые на верхнем правом рисунке показывают наилучшую аппроксимацию наблюдаемых точек моделью комптонизированного спектра, толстая сплошная кривая — аппроксимация данных моделью Виновского спектра с температурой  $kT = 2.1$  кэВ. Фурье-частотные спектры на этом рисунке домножены на коэффициент, для того, чтобы иметь один и тот же поток. Сплошные кривые на нижнем рисунке показывают модель излучения аккреционного диска в двух источниках. Штриховой кривой показана модель аккреционного диска 4U1608–52, домноженная на 12. Параметры моделей приведены в таблице 2.5.

оптически толстого аккреционного диска вокруг черной дыры Лебедь X-1 практически не варьируется на масштабах времени менее  $\sim 16$  сек. Это показывает, что стабильность излучения оптически толстого аккреционного диска является его внутренним свойством, не зависящим от природы гравитирующего объекта.

Вклад вариаций потока аккреционного диска в наблюдаемую переменность аккрецирующих нейтронных звезд становится значителен на частотах менее  $\sim 0.5$  Гц, что видно из формы фурье-частотных энергетических спектров (см., например, рис. 2.22). Можно использовать форму энергетических спектров источников на различных фурье-частотах для того, чтобы определить характер переменности потока аккреционного диска.

Для того, чтобы сделать грубую оценку, предположим, что вариации потока аккреционного диска подчиняются таким же линейным формулам (2.24):

$$F(e, t) = F_{\text{диск}}(E, t) + F_{\text{погранслоя}}(E, t) \approx \quad (2.30) \\ \approx S_{\text{диск}}(E) \times f_{\text{диск}}(t) + S_{\text{погранслоя}}(E) \times f_{\text{погранслоя}}(t)$$

Если вариации потоков аккреционного диска и пограничного слоя нескоррелированы, то спектр мощности переменности полного наблюдаемого потока от источника (являющегося суммой излучения двух компонент) будет равен:

$$P(E, \omega) \propto S_{\text{диск}}(E)^2 \times |\hat{f}_{\text{диск}}(\omega)|^2 + S_{\text{погранслоя}}(E)^2 \times |\hat{f}_{\text{погранслоя}}(\omega)|^2$$

где в качестве  $S_{\text{диск}}(E)$  и  $S_{\text{погранслоя}}(E)$  можно взять модельные спектры, приведенные в таблице 2.5. Функции  $|\hat{f}_{\text{диск}}(\omega)|^2$  и  $|\hat{f}_{\text{погранслоя}}(\omega)|^2$ , после соответствующей перенормировки, будут являться спектрами мощности переменности потоков аккреционного диска и пограничного слоя (поверхности нейтронной звезды). Значения функций  $|\hat{f}_{\text{диск}}(\omega)|^2$  и  $|\hat{f}_{\text{погранслоя}}(\omega)|^2$  могут быть определены линейным разложением квадрата энергетических спектров на различных фурье-частотах. Полученные таким образом спектры мощности вариаций потока аккреционного диска и пограничного слоя приведены на рис. 2.26 (диапазон энергий 3-7 кэВ). Видно, что спектр мощности вариаций потока аккреционного диска сильно отличается от спектра мощности переменности потока

пограничного слоя и может быть хорошо описан степенным законом с наклоном  $-1$  в виде:

$$P_{\text{диск}}(f) \propto f^{-1}$$

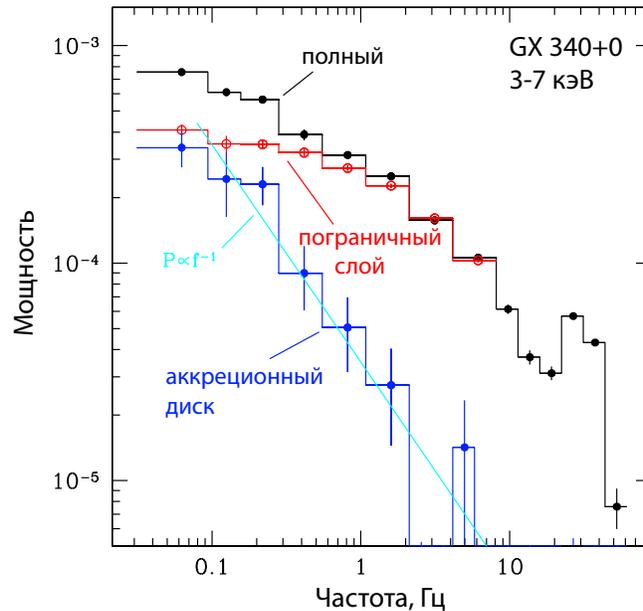


Рис. 2.26: Спектр мощности источника GX340+0 в энергетическом диапазоне 3–7 кэВ, разложенный на компоненты переменности, возникающие из-за вариаций излучения аккреционного диска и пограничного слоя (формула 2.31). Прямая линия показывает степенную зависимость мощности вариаций потока от частоты  $P(f) = 3.5 \times 10^{-5} \times f^{-1}$ .

#### **2.4.5 Измерение масс и радиусов аккрецирующих нейтронных звезд**

Используя результаты, полученные в предыдущих главах, можно сделать вывод, что энергетические спектры аккрецирующих нейтронных звезд на *любых фурье-частотах более нескольких Гц* можно использовать для получения спектра излучения пограничного слоя. Использование этой информации позволяет существенно ослабить условия отбора

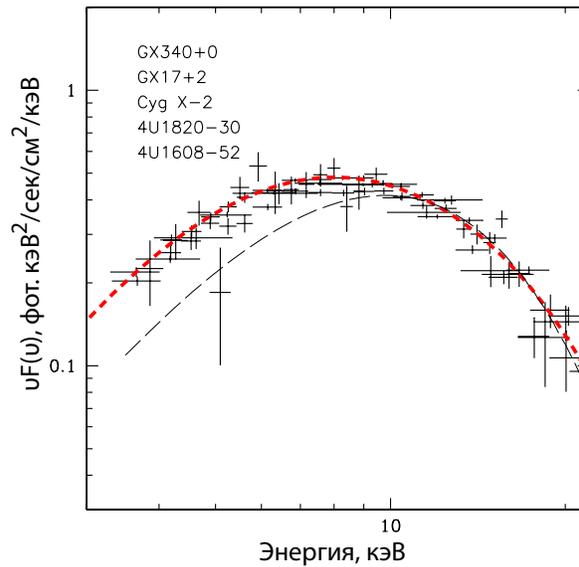


Рис. 2.27: Энергетические спектры аккрецирующих нейтронных звезд на фурье-частотах выше 1 Гц ( $\approx$ спектры пограничных слоев/слоев растекания на поверхности нейтронных звезд) для всех источников из архива данных обсерватории RXTE, для которых формат данных позволяет провести необходимый анализ. Все спектры поправлены на межзвездное поглощение. Пунктирной кривой показана спектральная модель комптонизированного излучения абсолютно черного тела с параметрами  $kT_{\text{bb}} = 1.5$  кэВ,  $kT_e = 3.3$  кэВ,  $\tau = 5$ . Штриховая кривая показывает модель излучения абсолютно черного тела с температурой  $kT_{\text{bb}} = 2.4$  кэВ.

данных для анализа и расширить набор источников, для которых можно получить спектр пограничного слоя.

На рис. 2.27 приведены фурье-частотные спектры ( $\approx$ спектры пограничного слоя/слоя растекания) аккрецирующих нейтронных звезд в “высоком” спектральном состоянии, в котором основное рентгеновское излучение формируется в оптически толстых областях аккреционного диска и пограничного слоя. Были отобраны все источники, для которых существующие данные в архиве обсерватории RXTE позволили провести соответствующий анализ (технические детали анализа изложены в работе [225]). Спектры пограничных слоев всех источников были нормированы на поток спектра пограничного слоя GX 340+0.

Видно, что все полученные спектры излучения пограничных слоев на поверхностях нейтронных звезд одинаковы, несмотря на то, что разные источники имеют темпы аккреции, отличающиеся более, чем в  $\sim 10 - 20$  раз, от  $\sim 0.05 - 0.1 \dot{M}_{\text{Эдд}}$  до  $\sim 1 \dot{M}_{\text{Эдд}}$ .

Форма всех спектров может быть хорошо описана в рамках модели “насыщенной” комптонизации излучения абсолютно черного тела. Одновременная аппроксимация всех спектров в диапазоне 3–20 кэВ комптонизационной моделью *COMPTT* [274] пакета *XSPEC* дает следующие значения параметров: температура “затравочных” фотонов (температура излучения абсолютно черного тела)  $kT_{\text{bb}} = 1.5 \pm 0.1$  кэВ, температура комптонизирующих электронов  $kT_e = 3.3 \pm 0.4$  кэВ, оптическая толщина по комптоновскому рассеянию  $\tau = 5 \pm 1$  в предположении плоской (slab) геометрии (модельный спектр показан на рис. 2.27 пунктирной кривой). Температура модели излучения абсолютно черного тела, которая хорошо описывает наблюдаемые точки на энергиях  $> 13$  кэВ, равна  $kT_{\text{bb}} = 2.4 \pm 0.1$  кэВ (модель показана штриховой кривой).

Практическое отсутствие зависимости формы спектра излучения пограничного слоя от светимости источников (их темпа аккреции) является свойством, которое можно естественно ожидать в случае, если давление излучения в пограничном слое существенно превосходит тепловое давление плазмы. Действительно, если давление излучения сильно превышает тепловое и магнитное давление плазмы, то в стационарном случае на поверхности пограничного слоя силу давления излучения должна уравновешивать сила притяжения нейтронной звезды:  $F_{\text{изл.}} \approx F_{\text{грав.}}$  (см. иллюстрацию на рис. 2.28, слева). А значение этой силы зависит только от свойств нейтронной звезды, от ее гравитации, и практически не зависит от параметров аккреционного потока.

Такая ситуация принципиально отличается от случая аккреционного диска, в котором преобладает давление излучения. В аккреционном диске с преобладающим давлением излучения существует дополнительный параметр подстройки его структуры, который позволяет ему изменять форму своего излучения (фактически — температуру). Действительно, в таком аккреционном диске силой, уравновешивающей давление излучения, является проекция силы притяжения компактного объекта на перпендикуляр к плоскости диска, т.е. сила гравитации, действующая на внешние слои диска, зависит от его толщины  $H$ . Следовательно, при изменении темпа аккреции вещества через диск, т.е. изменении энерго-

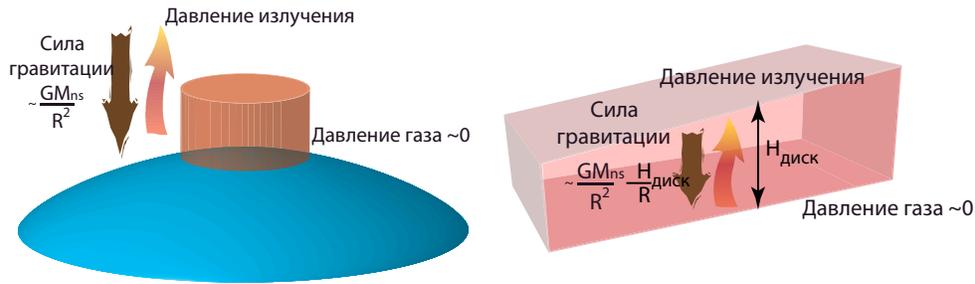


Рис. 2.28: Основные силы, действующие на пограничный слой (**слева**) и аккреционный диск (**справа**), в случае преобладающего давления излучения. Сила гравитации, действующая на поверхностные слои аккреционного диска, зависит от его толщины  $H$ . Поэтому поток излучения с единицы поверхности аккреционного диска может изменяться в ходе изменения темпа аккреции. На поверхности нейтронной звезды сила гравитации не зависит от структуры пограничного слоя/слоя растекания, поэтому поток излучения с его единичной поверхности должен быть всегда одинаков, и зависеть только от силы притяжения нейтронной звезды

выделения в диске, толщина аккреционного диска увеличивается, увеличивая силу гравитации, действующую на внешние слои диска, что позволяет компенсировать возросшее давление потока излучения (см. иллюстрацию на рис. 2.28, справа).

На поверхности нейтронной звезды изменение толщины пограничного слоя не приводит к увеличению силы притяжения, поэтому увеличение потока излучения с единицы поверхности нейтронной звезды может привести лишь к нестационарной ситуации - разрушению слоя. Единственным параметром подстройки своей структуры для пограничного слоя является площадь его поверхности. При малых темпах аккреции слой растекания занимает небольшую часть  $\epsilon$  поверхности нейтронной звезды, при этом полная светимость пограничного слоя составляет соответствующую долю от Эддингтоновской светимости  $\sim \epsilon L_{\text{Эдд}}$ , а при приближении величины темпа аккреции к критическому  $L_{\text{Эдд}} \sim 2 \times 10^{38}$  эрг/сек (для массы нейтронной звезды  $1.4M_{\odot}$ ) слой растекания должен занять практически всю поверхность нейтронной звезды (см. работу [6]).

В случае, если бы форма спектра излучения слоя растекания на поверхности нейтронной звезды описывалось бы законом излучения аб-

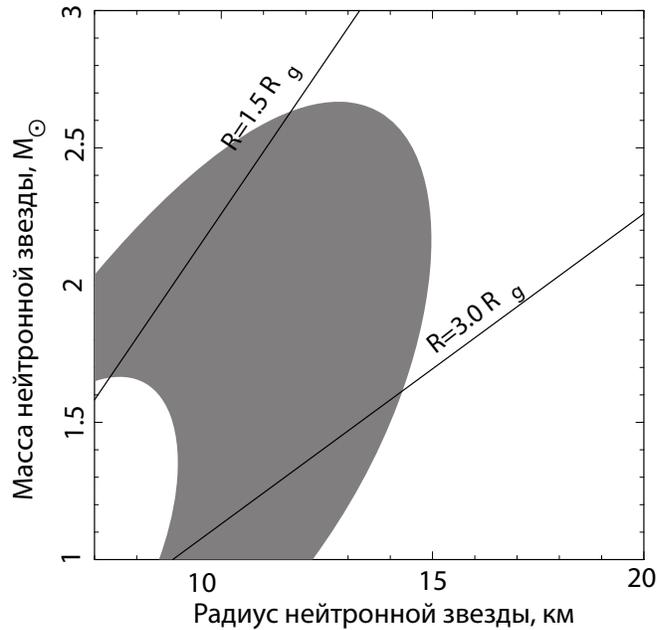


Рис. 2.29: Ограничения на массы и радиусы нейтронных звезд в проанализированной подборке источников (см. рис. 2.27). Прямые линии показывают области, в которых радиус нейтронной звезды равен  $1.5R_g$  (радиус замкнутых фотонных орбит в Шварцшильдовской метрике) и  $3.0R_g$  (радиус последней устойчивой круговой орбиты в Шварцшильдовской метрике)

совершенно черного тела, то поток энергии излучения с единицы его поверхности определялся бы только его температурой согласно закону Стефана-Больцмана. В таком случае, температура излучения могла бы быть использована для определения значения Эддингтоновского потока с единичной излучающей площади, и, следовательно, для определения значений массы и радиуса нейтронной звезды.

Для полностью ионизированной водородной атмосферы нейтронной звезды массой  $M$  и радиуса  $R$  можно записать:

$$\frac{\sigma T^4}{c} \frac{\sigma_T}{m_p} = \frac{GM(1 - R_g/R)^{3/2}}{R^2} \quad (2.31)$$

где  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана,  $\sigma_T$  — томсоновское сечение

рассеяния,  $T$  — температура излучения абсолютно черного тела,  $m_p$  масса протона,  $R_g = 2GM/c^2$  шварцшильдовский радиус нейтронной звезды.

Такой подход к измерению параметров нейтронных звезд не нов, он широко применялся при анализе излучения рентгеновских всплесков первого типа (всплесков нестационарного термоядерного горения) на поверхности нейтронных звезд, в которых наблюдалось расширение фотосферы (см., например, [112, 170, 153, 275]). Расширение фотосферы во время рентгеновского всплеска является хорошим индикатором того, что вещество на поверхности звезды поднимается давлением излучения, а, значит, поток энергии излучения в данный момент превосходит Эддингтоновское значение. Однако, при таком подходе любые измерения параметров нейтронных звезд подвержены очень большой систематической неопределенности, связанной с тем, что расширяющаяся фотосфера не является стационарной и, следовательно, уравнения гидростатического равновесия к ней уже не применимы. В случае же излучения пограничного слоя/слоя растекания мы имеем дело именно со стационарной атмосферой.

В реальном случае излучения пограничного слоя (или атмосферы нейтронной звезды) модификация спектра излучения комптоновским рассеянием неизбежна [158, 153]. Влияние комптоновского рассеяния на формируемый спектр излучения оптически толстых областей, в том числе излучения поверхности нейтронной звезды, изучалось в многочисленных работах (см., например [17, 158, 274, 249, 230]). Было показано, что, в основном, изменение спектра излучения таких областей заключается в небольшом увеличении “цветовой”, наблюдаемой, температуры спектра относительно эффективной, т.е. температуры, про которой излучение абсолютно черного тела производило бы необходимый энергетический поток. Было найдено, что типичным значением фактора “ужестчения” — отношения цветовой, наблюдаемой, температуры выходящего спектра к эффективной температуре, является  $\sim 1.7$  при относительно небольшом разбросе значений, возникающих при различных структурах атмосферы.

Таким образом, можно использовать хорошо известный фактор ужестчения видимой температуры излучения, по сравнению с температурой излучения в модели абсолютно черного тела для определения значения Эддингтоновского потока энергии с единицы поверхности слоя

растекания, а значит — для определения ограничений на массы и радиусы нейтронных звезд. На рис. 2.29 серым показана область разрешенных значений для масс и радиусов нейтронных звезд в проанализированной подборке. В качестве цветовой температуры излучения взято значение  $kT = 2.4$  кэВ, фактор “ужестчения” взят в диапазоне значений 1.6-1.8. При получении ограничений на значения масс и радиусов было учтено, что, согласно гидродинамическим расчетам структуры слоя растекания [6], центробежная сила, действующая на быстровращающиеся части слоя растекания, несколько уменьшает (примерно на 20%) значение потока энергии излучения, которое необходимо, чтобы давление излучения сравнялось с силой гравитации. Также, из полученного значения радиуса была вычтена толщина слоя растекания  $\sim 1$  км, полученная в модели [6]. Расчеты проводились в модели Шварцшильдовского гравитационного поля нейтронной звезды в предположении водородной атмосферы<sup>3</sup>. Одинаковость формы спектра излучения пограничного слоя/слоя растекания различных нейтронных звезд указывает на то, что все исследованные нейтронные звезды имеют близкие значения масс и радиусов.

---

<sup>3</sup>Более детальные расчеты модели излучения слоя растекания на поверхности нейтронной звезды, проведенные в работе [261] с учетом результатов гидродинамических расчетов из работы [6], подтвердили результат, полученный в данной главе

## Заключение

Одним из основных результатов, полученных в диссертации, является решение проблемы происхождения рентгеновского фонового излучения Галактики. Обнаруженное в 70-х годах прошлого века рентгеновское излучение, распределенное вдоль галактического диска, и имеющее спектральные свойства, характерные для излучения горячей оптически тонкой плазмы, оно долгое время представляло собой загадку для астрономов. В работе показано, что рентгеновский фон Галактики обязан своим происхождением суммарному излучению большого количества рентгеновских источников с малой светимостью — аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд. Решение этой проблемы было бы невозможно без обзоров всего неба, которые были проведены при помощи обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE.

Вторым основным результатом диссертации является объяснение природы хаотической переменности рентгеновского излучения аккрецирующих двойных систем и измерение с ее помощью параметров компактных объектов. Показано, что рентгеновское излучение аккрецирующих нейтронных звезд переменна на меньших временных масштабах, чем излучение аккрецирующих черных дыр, что можно интерпретировать, как свидетельство отсутствия у последних твердой поверхности. Предложен и развит метод фурье-частотно разрешенной спектроскопии рентгеновских источников, применение которого предоставляет широкие возможности разделения рентгеновского излучения от различных частей аккреционных потоков вокруг черных дыр и нейтронных звезд. Применение предложенного метода позволило измерить массы и радиусы аккрецирующих нейтронных звезд.

Более подробно, в диссертации получены следующие результаты:

1. Выполнены обзоры неба с обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE в рентгеновском и жестком рентгеновском диапазонах.

2. Измерен спектр внегалактического рентгеновского фона в энергетическом диапазоне 3–20 кэВ, полученный усреднением по большей части неба.
3. Построена функция рентгеновской светимости слабых галактических источников (диапазон светимостей  $10^{27} - 10^{34}$  эрг/сек).
4. Решен вопрос о природе фонового рентгеновского излучения Галактики. Показано, что он в основном состоит из суммарного излучения большого количества аккрецирующих белых карликов и коронально активных звезд.
5. Предложена модель возникновения хаотических вариаций рентгеновского потока аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр. Показано, что эти вариации на различных временных масштабах возникают в результате самоподобных модуляций темпа аккреции вещества в аккреционном потоке на различных расстояниях от компактного объекта.
6. Исследована переменность рентгеновского потока аккрецирующих компактных объектов на самых коротких временных масштабах. Показано, что рентгеновский поток от аккрецирующих нейтронных звезд варьируется на меньших временных масштабах, чем рентгеновский поток от аккрецирующих черных дыр. Это можно интерпретировать как указание на отсутствие твердой поверхности у черных дыр в отличие от нейтронных звезд.
7. Предложен новый метод исследования характеристик излучения рентгеновских источников — фурье-частотная спектроскопия. Этот метод дал принципиально новую возможность отделять излучение геометрически различных областей аккреционных потоков на основании информации об их временной переменности. С помощью предложенного метода показано кардинальное различие в структуре переменности оптически толстых и оптически тонких аккреционных течений.
8. Получены ограничения на величины масс и радиусов аккрецирующих нейтронных звезд по измерениям энергетических спектров пограничных слоев/слоев растекания на их поверхностях.

## Список литературы

- [1] Бикмаев И.Ф., Сюняев Р.А., Ревнивцев М.Г., Буренин Р.А., *Новые активные ядра галактик из обзоров неба обсерваторий ИНТЕГРАЛ и RXTE*, Письма в *Астрономический Журнал*, 32, 250 (2006)
- [2] Бикмаев И.Ф., Ревнивцев М.Г., Буренин Р.А., Сюняев Р.А., *XSS J00564+4548 и IGR J00234+6141 – новые катаклизмические переменные из обзоров RXTE и ИНТЕГРАЛ*, Письма в *Астрономический Журнал*, в печати, arXiv:astro-ph/0603715 (2006)
- [3] Бисноватый-Коган Г.С., Блинников С.И., *Модель горячей короны вокруг аккреционного диска для источника Лебедь X-1*, Письма в *Астрономический Журнал*, 2, 191 (1976)
- [4] Велихов Е.П., *ЖЭТФ*, 35, 1398 (1959)
- [5] Гребенев С.А., Сюняев Р.А., *Формирование рентгеновского излучения пограничного слоя при дисковой аккреции на нейтронную звезду*, Письма в *Астрономический Журнал*, 28, 175 (2002)
- [6] Иногамов Н.А., Сюняев Р.А., *Слой растекания на поверхности нейтронной звезды в случае дисковой аккреции*, Письма в *Астрономический Журнал*, 25, 323 (1999)
- [7] Лонгейр М.С., Сюняев Р.А., *Фоновое электромагнитное излучение Вселенной*, *УФН*, 14, 569 (1972)
- [8] Мольков С.В., Черепашук А.М., Лутовинов А.А., Ревнивцев М.Г., Постнов К.А., Сюняев Р.А., *A Hard X-ray Survey of the Sagittarius Arm Tangent with the IBIS Telescope of the INTEGRAL Observatory: A Catalog of Sources*, *Astronomy Letters*, 30, 534 (2004)

- [9] Попов С.Б., Липунов В.М., Прохоров М.Е., Постнов К.А., *Влияние начальной функции масс звезд на популяцию рентгеновских двойных систем после всплеска звездообразования*, *Астрономический Журнал*, 42, 29 (1998)
- [10] Ревнивцев М.Г. *Наблюдения сильнопоглощенных источников IGR J16318-4848 и IGR J16358-4726 обсерваторией RXTE*, *Письма в Астрономический Журнал*, 29, 644 (2003)
- [11] Ревнивцев М.Г., Сазонов С.Ю., Гильфанов М.Р., Сюняев Р.А., *IGR J16318-4848: рентгеновский источник в плотной оболочке?*, *Письма в Астрономический Журнал*, 29, 664 (2003)
- [12] Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Варшалович Д.А. и др. *Обзор области Галактического Центра в жестких рентгеновских лучах телескопом IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ. Каталог источников*, *Письма в Астрономический Журнал*, 30, 430 (2004)
- [13] Ревнивцев М.Г., Лутовинов А.А., Сулейманов В.Ф., Мольков С.В., Сюняев Р.А., *Широкополосный рентгеновский спектр промежуточного поляр V2400 Ori*, *Письма в Астрономический Журнал*, 30, 848 (2004)
- [14] Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Гильфанов М.Р., Чуразов Е.М., Голдвурм А., Поль Ж., Мандру П., Рок Ж.П., *Обзор жесткого рентгеновского неба телескопа СИГМА обсерватории ГРАНАТ*, *Письма в Астрономический Журнал*, 30, 582 (2004)
- [15] Сибгатуллин Н.Р., Сюняев Р.А., *Энерговыделение при дисковой аккреции на быстровращающуюся нейтронную звезду*, *Письма в Астрономический Журнал*, 26, 813 (2000)
- [16] Сюняев Р.А., *Переменность рентгеновского излучения черных дыр с аккреционными дисками*, *Астрономический Журнал*, 49, 1153 (1972)
- [17] Сюняев Р.А., Шакура Н.И., *Излучение фотосфер with scattering-dominated opacity*, *Астрономический Журнал*, 51, 102 (1974)

- [18] Сюняев Р.А., Шакура Н.И., *Дисковая аккреция на нейтронную звезду со слабым магнитным полем – отношение светимостей пограничного слоя и аккреционного диска*, Письма в *Астрономический Журнал*, 12, 286 (1986)
- [19] Сюняев Р.А., Лапшов И.Ю., Гребенев С.А. и др., *Обнаружение жесткой компоненты в спектре излучения рентгеновской новой в созвездии Лисички – предварительные результаты модуля КВАНТ*, Письма в *Астрономический Журнал*, 14, 771 (1988)
- [20] Сюняев Р., Арефьев В., Бороздин К. и др. *Широкополосные рентгеновские спектры кандидатов в черные дыры, рентгеновских пульсаров и маломассивных двойных рентгеновских систем – результаты модуля КВАНТ*, Письма в *Астрономический Журнал*, 17, 975 (1991)
- [21] Сюняев Р.А., Павлинский М.Н., Гильфанов М.Р. и др., *Наблюдения центрального градуса Галактики в диапазоне энергий 4-30 кэВ телескопом АРТ-II обсерватории ГРАНАТ*, Письма в *Астрономический Журнал*, 17, 99 (1991)
- [22] Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., *Эволюция звезд с массами приблизительно равными или больше чем 50 солнечных масс*, Письма в *Астрономический Журнал*, 6, 491 (1980)
- [23] Тутуков А.В., Юнгельсон Л.Р., *Образование нейтронных звезд в двойных системах*, *Астрономический Журнал*, 70, 812 (1993)
- [24] Шакура Н.И., *Модель дисковой аккреции газа на релятивистскую звезду в компактной двойной системе*, *Астрономический Журнал*, 49, 921 (1972)
- [25] Шварцман В.Ф. *Свечение вокруг "черных дыр"*, *Астрономический Журнал*, 48, 478 (1971)
- [26] Agol E., Krolik J. H., *Magnetic Stress at the Marginally Stable Orbit: Altered Disk Structure, Radiation, and Black Hole Spin Evolution*, *Astrophys.J.*, 528, 161 (2000)

- [27] Alcalá J. M., Krautter J., Schmitt J. H. M. M., Covino E., Wichmann R., Mundt R., *A study of the Chamaeleon star forming region from the ROSAT all-sky survey. I. X-ray observations and optical identifications.*, *Astron.Astroph.Suppl.*, 114, 109 (1995)
- [28] Aharonian F., Akhperjanian A. G., Bazer-Bachi A. R., et al., *Discovery of very-high-energy  $\gamma$ -rays from the Galactic Centre ridge*, *Nature*, 439, 695 (2006)
- [29] Araujo-Betancor S., Gänsicke B. T., Long K. S., Beuermann K., de Martino D., Sion E. M., Szkody P., *Far-Ultraviolet Spectroscopy of Magnetic Cataclysmic Variables*, *Astrophys.J.*, 622, 589 (2005)
- [30] Arnaud K. A., *XSPEC: The First Ten Years*, ASP Conf. Ser. 101: Astronomical Data Analysis Software and Systems V, 101, 17 (1996)
- [31] Bahcall J. N., Soneira R. M., *The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts*, *Astrophys.J.Suppl.*, 44, 73 (1980)
- [32] Balbus S. A., Hawley J. F., *Instability, turbulence, and enhanced transport in accretion disks*, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1 (1998)
- [33] Barcons X., Mateos S., Ceballos M. T., *On the intensity of the extragalactic X-ray background*, *MNRAS*, 316, L13 (2000)
- [34] Barrett P., Singh K. P., Mitchell S., *The Soft X-Ray Luminosity Function of Polars*, ASP Conf. Ser. 157: Annapolis Workshop on Magnetic Cataclysmic Variables, 157, 180 (1999)
- [35] Barret D., Olive J. F., Boirin L., Done C., Skinner G. K., Grindlay J. E., *Hard X-Ray Emission from Low-Mass X-Ray Binaries*, *Astrophys.J.*, 533, 329 (2000)
- [36] Basko M. M., Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., *Reflection and reprocessing of X-ray source radiation by the atmosphere of the normal star in a binary system.*, *Astron.Astroph.*, 31, 249 (1974)
- [37] Becker R. H., Pravdo S. H., Rothschild R. E., Boldt E. A., Holt S. S., Serlemitsos P. J., Swank J. H., *Extended observations of VELA X-1 by OSO 8*, *Astrophys.J.*, 221, 912 (1978)

- [38] Bélanger G., Goldwurm A., Goldoni P., et al., *Detection of Hard X-Ray Emission from the Galactic Nuclear Region with INTEGRAL*, *Astrophys.J.Lett.*, 601, L163 (2004)
- [39] Bélanger G., Goldwurm A., Renaud M., et al., *A Persistent High-Energy Flux from the Heart of the Milky Way: INTEGRAL's View of the Galactic Center*, *Astrophys.J.*, 636, 275 (2006)
- [40] Belloni T., Hasinger G., *Variability in the noise properties of Cygnus X-1*, *Astron.Astroph.*, 227, L33 (1990)
- [41] Berger M., van der Klis M., van Paradijs J., et al., *Discovery of 800 HZ Quasi-Periodic Oscillations in 4U 1608-52*, *Astrophys.J.Lett.*, 469, L13 (1996)
- [42] Beuermann K., Harrison T. E., McArthur B. E., Benedict G. F., Gänsicke B. T., *An HST parallax of the distant cataclysmic variable V1223 Sgr, its system parameters, and accretion rate*, *Astron.Astroph.*, 419, 291 (2004)
- [43] Binney J., Gerhard O., Spergel D., *The photometric structure of the inner Galaxy*, *MNRAS*, 288, 365 (1997)
- [44] Bleach R. D., Boldt E. A., Holt S. S., Schwartz D. A., Serlemitsos P. J., *X-Ray Emission from the Galactic Disk*, *Astrophys.J.Lett.*, 174, L101 (1972)
- [45] Blitz L., Spergel D. N., *Direct evidence for a bar at the Galactic center*, *Astrophys.J.*, 379, 631 (1991)
- [46] Boldt E., *The cosmic x-ray background*, *Physics Reports*, 146, 215 (1987)
- [47] Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H., *X-ray timing explorer mission*, *Astron.Astroph.Suppl.*, 97, 355 (1993)
- [48] Brandt W. N., Alexander D. M., Hornschemeier A. E., et al., *The Chandra Deep Field North Survey. V. 1 Ms Source Catalogs*, *Astron.J.*, 122, 2810 (2001)

- [49] Brinkmann W., Siebert J., Feigelson E. D., et al., *Radio-loud active galaxies in the northern ROSAT All-Sky Survey. II. Multi-frequency properties of unidentified sources.*, Astron.Astroph., 323, 739 (1997)
- [50] Burm H., *Magnetic loops in accretion disk coronae*, Astron.Astroph., 165, 120 (1986)
- [51] Canizares C. R., Oda M., *Observations of rapid X-ray flaring from Cygnus X-1*, Astrophys.J.Lett., 214, L119 (1977)
- [52] Chandrasekhar S., *Hydrodynamic and hydromagnetic stability*, International Series of Monographs on Physics, Oxford: Clarendon, 1961, (1961)
- [53] Churazov E., Gilfanov M., Sunyaev R., et al., *Review of GRANAT/SIGMA observations of the Galactic center region*, Astrophys.J.Suppl., 92, 381 (1994)
- [54] Churazov E., Gilfanov M., Sunyaev R., et al., *LMXBS and black hole candidates in the Galactic Center Region*, Advances in Space Research, 19, 55 (1997)
- [55] Churazov E., Gilfanov M., Revnivtsev M., *Soft state of Cygnus X-1: stable disc and unstable corona*, MNRAS, 321, 759 (2001)
- [56] Churazov E., Sazonov S., Sunyaev R., Revnivtsev M., *Earth X-ray albedo for CXB radiation in the 1-1000 keV band*, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0608252 (2006)
- [57] Cooke B. A., Griffith R. E., Pounds K. A., *Evidence for a Galactic Component of the Diffuse X-Ray Background*, Nature, 224, 134 (1969)
- [58] Cooke B. A., Ricketts M. J., Maccacaro T., et al., *The Ariel V /SSI/ catalogue of high galactic latitude /absolute value of B greater than 10 deg/ X-ray sources*, MNRAS, 182, 489 (1978)
- [59] Courvoisier T. J.-L., Walter R., Rodriguez J., Bouchet L., Lutovinov A. A., *Igr J16318-4848*, Циркуляр международного астрономического сообщества, 8063, 3 (2003)
- [60] Cropper M., *The Polars*, Space Science Reviews, 54, 195 (1990)

- [61] Cropper M., Ramsay G., Wu K., *White dwarf masses in magnetic cataclysmic variables - Multi-temperature FITS to GINGA data*, MNRAS, 293, 222 (1998)
- [62] D'Amico F., Heindl W. A., Rothschild R. E., Gruber D. E., *High-Energy X-Ray Timing Experiment Detections of Hard X-Ray Tails in Scorpius X-1*, Astrophys.J.Lett., 547, L147 (2001)
- [63] Dehnen W., Binney J., *Mass models of the Milky Way*, MNRAS, 294, 429 (1998)
- [64] della Ceca R., Palumbo G. G. C., Persic M., Boldt E. A., Marshall E. E., de Zotti G., *A catalog of X-ray measurements of selected samples of active galaxies and nuclei*, Astrophys.J.Suppl., 72, 471 (1990)
- [65] De Luca A., Molendi S., *The 2-8 keV cosmic X-ray background spectrum as observed with XMM-Newton*, Astron.Astroph., 419, 837 (2004)
- [66] Dempsey R. C., Linsky J. L., Schmitt J. H. M. M., Fleming T. A., *The ROSAT All-Sky Survey of active binary coronae. II - Coronal temperatures of the RS Canum Venaticorum systems*, Astrophys.J, 413, 333 (1993)
- [67] Di Salvo T., Robba N. R., Iaria R., Stella L., Burderi L., Israel G. L., *Detection of a Hard Tail in the X-Ray Spectrum of the Z Source GX 349+2*, Astrophys.J, 554, 49 (2001)
- [68] Di Salvo T., Farinelli R., Burderi L., et al., *On the spectral evolution of Cygnus X-2 along its color-color diagram.*, Astron.Astroph., 386, 535 (2002)
- [69] Djorgovski S., Sosin C., *The warp of the Galactic stellar disk detected in IRAS source counts*, Astrophys.J.Lett., 341, L13 (1989)
- [70] Done C., Życki P. T., Smith D. A., *The X-ray spectrum of Cyg X-2*, MNRAS, 331, 453 (2002)
- [71] Dotani T., Inoue H., Mitsuda K., et al., *ASCA Observation of Cygnus X-1 in the Soft State: Mass of the Compact Object*, Astrophys.J.Lett., 485, L87 (1997)

- [72] Drimmel R., Spergel D. N., *Three-dimensional Structure of the Milky Way Disk: The Distribution of Stars and Dust beyond 0.35  $R_{\text{solar}}$* , *Astrophys.J.*, 556, 181 (2001)
- [73] Dwek E., Arendt R. G., Hauser M. G., et al., *Morphology, near-infrared luminosity, and mass of the Galactic bulge from COBE DIRBE observations*, *Astrophys.J.*, 445, 716 (1995)
- [74] Ebeling H., Edge A. C., Allen S. W., Crawford C. S., Fabian A. C., Huchra J. P., *The ROSAT Brightest Cluster Sample - IV. The extended sample*, *MNRAS*, 318, 333 (2000)
- [75] Ebeling H., Mullis C. R., Tully R. B., *A Systematic X-Ray Search for Clusters of Galaxies behind the Milky Way*, *Astrophys.J.*, 580, 774 (2002)
- [76] Ebeling H., Kocevski D., Tully R. B., Mullis C. R., *CIZA: X-ray Selected Galaxy Clusters as Tracers of Large-Scale Structure and Streaming Motions behind the Galactic Plane*, *ASP Conf. Ser. 329: Nearby Large-Scale Structures and the Zone of Avoidance*, 329, 83 (2005)
- [77] Ebisawa K., Mitsuda K., Hanawa T., *Application of a general relativistic accretion disk model to LMC X-1, LMC X-3, X1608 - 522, and X1636 - 536*, *Astrophys.J.*, 367, 213 (1991)
- [78] Ebisawa K., Maeda Y., Kaneda H., Yamauchi S., *Origin of the Hard X-ray Emission from the Galactic Plane*, *Science*, 293, 1633 (2001)
- [79] Ebisawa K., Tsujimoto M., Paizis A., et al., *Chandra Deep X-Ray Observation of a Typical Galactic Plane Region and Near-Infrared Identification*, *Astrophys.J.*, 635, 214 (2005)
- [80] Eisenbart S., Beuermann K., Reinsch K., Gänsicke B. T., *Multi-wavelength spectrophotometry of EX Hydrae*, *Astron.Astroph.*, 382, 984 (2002)
- [81] Endo T., Ishida M., Masai K., Kunieda H., Inoue H., Nagase F., *Broadening of Nearly Neutral Iron Emission Line of GX 301-2 Observed with ASCA*, *Astrophys.J.*, 574, 879 (2002)

- [82] Esin A. A., McClintock J. E., Narayan R., *Advection-dominated Accretion and the Spectral States of Black Hole X-Ray Binaries: Application to Nova MUSCAE 1991*, *Astrophys.J.*, 489, 865 (1997)
- [83] Fabian A. C., Rees M. J., Stella L., White N. E., *X-ray fluorescence from the inner disc in Cygnus X-1*, *MNRAS*, 238, 729 (1989)
- [84] Philipp S., Zylka R., Mezger P. G., Duschl W. J., Herbst T., Tuffs R. J., *The nuclear bulge. I. K band observations of the central 30 PC*, *Astron.Astroph.*, 348, 768 (1999)
- [85] Filliatre P., Chaty S., *The Optical/Near-Infrared Counterpart of the INTEGRAL Obscured Source IGR J16318-4848: An sgB[e] in a High-Mass X-Ray Binary?*, *Astrophys.J.*, 616, 469 (2004)
- [86] Fischer J.-U., Hasinger G., Schwope A. D., Brunner H., Boller T., Trumper J., Voges W., Neizvestny S., *The ROSAT Bright Survey: I. Identification of an AGN sample with hard ROSAT X-ray spectra.*, *Astronomische Nachrichten*, 319, 347 (1998)
- [87] Fleming T. A., Gioia I. M., Maccacaro T., *X-ray-selected candidates for the RS CVn and W UMa classes of binary stars*, *Astron.J.*, 98, 692 (1989)
- [88] Fleming T. A., Molendi S., Maccacaro T., Wolter A., *The Einstein Extended Medium-Sensitivity Survey Second Epoch: Results for the Stars*, *Astrophys.J.Suppl.*, 99, 701 (1995)
- [89] Forman W., Jones C., Cominsky L., Julien P., Murray S., Peters G., Tananbaum H., Giacconi R., *The fourth UHURU catalog of X-ray sources.*, *Astrophys.J.Suppl.*, 38, 357 (1978)
- [90] Foschini L., Rodriguez J., Walter R., *IGR J16318-4848*, *Циркуляр международного астрономического сообщества*, 8076, 2 (2003)
- [91] Freudenreich H. T., Berriman G. B., Dwek E., et al., *DIRBE evidence for a warp in the interstellar dust layer and stellar disk of the galaxy*, *Astrophys.J.Lett.*, 429, L69 (1994)
- [92] Freudenreich H. T., *The Shape and Color of the Galactic Disk*, *Astrophys.J.*, 468, 663 (1996)

- [93] Freudenreich H. T., *A COBE Model of the Galactic Bar and Disk*, *Astrophys.J.*, 492, 495 (1998)
- [94] Fujimoto M. Y., Hoshi R., *Surface conditions in accreting neutron stars*, *Astrophys.J.*, 293, 268 (1985)
- [95] Galeev A. A., Rosner R., Vaiana G. S., *Structured coronae of accretion disks*, *Astrophys.J.*, 229, 318 (1979)
- [96] Gänsicke B. T., Marsh T. R., Edge A., et al., *Cataclysmic variables from a ROSAT/2MASS selection - I. Four new intermediate polars*, *MNRAS*, 361, 141 (2005)
- [97] Gendreau K. C., Mushotzky R., Fabian A. C., et al., *ASCA Observations of the Spectrum of the X-Ray Background*, *PASJ*, 47, L5 (1995)
- [98] Genzel R., Townes C. H., *Physical conditions, dynamics, and mass distribution in the center of the Galaxy*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 25, 377 (1987)
- [99] Giacconi R., Gursky H., Paolini F. R., Rossi B. B., *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*, *Physical Review Letters*, 9, 439 (1962)
- [100] Giacconi R., Zirm A., Wang J., et al., *Chandra Deep Field South: The 1 Ms Catalog*, *Astrophys.J.Suppl.*, 139, 369 (2002)
- [101] Gierlinski M., Zdziarski A. A., Done C., Johnson W. N., Ebisawa K., Ueda Y., Haardt F., Philips B. F., *Simultaneous X-ray and gamma-ray observations of CYG X-1 in the hard state by GINGA and OSSE*, *MNRAS*, 288, 958 (1997)
- [102] Gierliński M., Zdziarski A. A., Poutanen J., Coppi P. S., Ebisawa K., Johnson W. N., *Radiation mechanisms and geometry of Cygnus X-1 in the soft state*, *MNRAS*, 309, 496 (1999)
- [103] Giles A. B., *Observations of sub-millisecond bursts from Cygnus X-1*, *MNRAS*, 195, 721 (1981)
- [104] Giles A. B., Jahoda K., Strohmayer T., *PCA observations of Cyg X-1 from RXTE using fast timing and high telemetry rates*, *Advances in Space Research*, 22, 965 (1998)

- [105] Gilfanov M., Churazov E., Revnitsev M., *Reflection and noise in Cygnus X-1*, Astron.Astroph., 352, 182 (1999)
- [106] Gilfanov M., Churazov E., Revnitsev M., *Frequency-resolved spectroscopy of Cyg X-1: fast variability of the reflected emission in the soft state*, MNRAS, 316, 923 (2000)
- [107] Gilfanov M., *Low-mass X-ray binaries as a stellar mass indicator for the host galaxy*, MNRAS, 349, 146 (2004)
- [108] Gilfanov M., Grimm H.-J., Sunyaev R.,  *$L_X - SFR$  relation in star-forming galaxies*, MNRAS, 347, L57 (2004)
- [109] Gilfanov M., Arefiev V., *X-ray variability, viscous time scale and Lindblad resonances in LMXBs*, Электронный архив препринтов, arXiv:astro-ph/0501215 (2005)
- [110] Giommi P., Perri M., Fiore F., *The BeppoSAX 2-10 keV survey*, Astron.Astroph., 362, 799 (2000)
- [111] Gliese W., Jahreiß H., *Preliminary Version of the Third Catalogue of Nearby Stars*, On: The Astronomical Data Center CD-ROM: Selected Astronomical Catalogs, Vol. I; L.E. Brodzmann, S.E. Gesser (eds.), NASA/Astronomical Data Center, Goddard Space Flight Center, Greenbelt, MD, (1991)
- [112] Goldman I., *General relativistic effects and the radius and mass of X-ray bursters*, Astron.Astroph., 78, L15 (1979)
- [113] Gonzalez R. A., Graham J. R., *Tracing the Dynamics of Disk Galaxies with Optical and Infrared Surface Photometry: Color Gradients in M99*, Astrophys.J, 460, 651 (1996)
- [114] Gorenstein P., Kellogg E. M., Gursky H., *The Spectrum of Diffuse Cosmic X-Rays 1-13 keV*, Astrophys.J, 156, 315 (1969)
- [115] Grebenev S. A., Pavlinsky M. N., Sunyaev R., *Population of X-ray sources near the Galactic center according to ART-P/GRANAT*, Roentgenstrahlung from the Universe, 141 (1996)

- [116] Grimm H.-J., Gilfanov M., Sunyaev R., *The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data*, Astron.Astroph., 391, 923 (2002)
- [117] 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)
- [118] Güdel M., *X-ray astronomy of stellar coronae*, Astron.Astroph.Review, 12, 71 (2004)
- [119] Haardt F., Maraschi L., *X-ray spectra from two-phase accretion disks*, Astrophys.J, 413, 507 (1993)
- [120] Hacking P., Houck J. R., *A very deep IRAS survey at L = 97 deg, B = 30 deg*, Astrophys.J.Suppl., 63, 311 (1987)
- [121] Hands A. D. P., Warwick R. S., Watson M. G., Helfand D. J., *X-ray source populations in the Galactic plane*, MNRAS, 351, 31 (2004)
- [122] Harrison F., NuSTAR Science Team, *Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) mission: Imaging the Hard X-ray Sky*, Bulletin of the American Astronomical Society, 36, 1207 (2004)
- [123] Hawley J. F., Balbus S. A., *The Dynamical Structure of Nonradiative Black Hole Accretion Flows*, Astrophys.J, 573, 738 (2002)
- [124] Hessman F. V., *Time-resolved spectroscopy of the cataclysmic variable V426 Ophiuchi*, Astron.Astroph.Suppl., 72, 515 (1988)
- [125] Hickox R. C., Markevitch M., *Absolute measurement of the unresolved cosmic X-ray background in the 0.5-8 keV band with Chandra*, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv:astro-ph/0512542 (2005)
- [126] Holt S. S., Boldt E. A., Schwartz D. A., Serlemitsos P. J., Bleach R. D., *Evidence for Multiple Periodicity in the X-Ray Emission from Cygnus X-1*, Astrophys.J.Lett., 166, L65 (1971)
- [127] Hünsch M., Schmitt J. H. M. M., Sterzik M. F., Voges W., *The ROSAT all-sky survey catalogue of the nearby stars*, Astron.Astroph.Suppl., 135, 319 (1999)

- [128] Ikebe Y., Reiprich T. H., Böhringer H., Tanaka Y., Kitayama T., *A new measurement of the X-ray temperature function of clusters of galaxies*, *Astron.Astroph.*, 383, 773 (2002)
- [129] Imanishi K., Koyama K., Tsuboi Y., *Chandra Observation of the  $\rho$ -Ophiuchi Cloud*, *Astrophys.J.*, 557, 747 (2001)
- [130] Indebetouw R., Mathis J. S., Babler B. L., et al., *The Wavelength Dependence of Interstellar Extinction from 1.25 to 8.0  $\mu\text{m}$  Using GLIMPSE Data*, *Astrophys.J.*, 619, 931 (2005)
- [131] Irwin J. A., Athey A. E., Bregman J. N., *X-Ray Spectral Properties of Low-Mass X-Ray Binaries in Nearby Galaxies*, *Astrophys.J.*, 587, 356 (2003)
- [132] Ichimaru S., *Bimodal behavior of accretion disks - Theory and application to Cygnus X-1 transitions*, *Astrophys.J.*, 214, 840 (1977)
- [133] Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmayer T. E., Zhang W., *Calibration of the Rossi X-Ray Timing Explorer Proportional Counter Array*, *Astrophys.J.Suppl.*, 163, 401 (2006)
- [134] Jahreiß H., Wielen R., *The impact of HIPPARCOS on the Catalogue of Nearby Stars. The stellar luminosity function and local kinematics*, ESA SP-402: Hipparcos - Venice '97, 675 (1997)
- [135] Jonker P. G., van der Klis M., Wijnands R., et al., *The Power Spectral Properties of the Z Source GX 340+0*, *Astrophys.J.*, 537, 374 (2000)
- [136] Kaneda H., Makishima K., Yamauchi S., Koyama K., Matsuzaki K., Yamasaki N. Y., *Complex Spectra of the Galactic Ridge X-Rays Observed with ASCA*, *Astrophys.J.*, 491, 638 (1997)
- [137] Karataş Y., Bilir S., Eker Z., Demircan O., *Kinematics of chromospherically active binaries and evidence of an orbital period decrease in binary evolution*, *MNRAS*, 349, 1069 (2004)
- [138] Kawai N., Fenimore E. E., Middleditch J., Cruddace R. G., Fritz G. G., Snyder W. A., Ulmer M. P., *X-ray observations of the Galactic center by SPARTAN 1*, *Astrophys.J.*, 330, 130 (1988)

- [139] Kellogg E., Gursky H., Murray S., Tananbaum H., Giacconi R., *X-Ray Sources Near the Galactic Center Observed by UHURU*, *Astrophys.J.Lett.*, 169, L99 (1971)
- [140] Kent S. M., Dame T. M., Fazio G., *Galactic structure from the Spacelab infrared telescope. II - Luminosity models of the Milky Way*, *Astrophys.J.*, 378, 131 (1991)
- [141] Kirsch M. G., Briel U. G., Burrows D., et al., *Crab: the standard x-ray candle with all (modern) x-ray satellites*, *SPIE*, 5898, 22 (2005)
- [142] Koyama K., Makishima K., Tanaka Y., Tsunemi H., *Thermal X-ray emission with intense 6.7-keV iron line from the Galactic ridge*, *PASJ*, 38, 121 (1986)
- [143] Koyama K., *TENMA observation of diffuse Galactic X-ray emission*, *PASJ*, 41, 665 (1989)
- [144] Koyama K., Awaki H., Kunieda H., Takano S., Tawara Y., *Intense 6.7-keV iron line emission from the Galactic Centre*, *Nature*, 339, 603 (1989)
- [145] Krivonos R., Revnivtsev M., Churazov E., Sazonov S., Grebenev S., Sunyaev R., *Hard X-ray emission from the Galactic ridge*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0605420 (2006)
- [146] Kubota A., Done C., *The very high state accretion disc structure from the Galactic black hole transient XTE J1550 - 564*, *MNRAS*, 353, 980 (2004)
- [147] Kushino A., Ishisaki Y., Morita U., Yamasaki N. Y., Ishida M., Ohashi T., Ueda Y., *Study of the X-Ray Background Spectrum and Its Large-Scale Fluctuation with ASCA*, *PASJ*, 54, 327 (2002)
- [148] Lara L., Márquez I., Cotton W. D., Feretti L., Giovannini G., Marcaide J. M., Venturi T., *The broad-line radio galaxy J2114+820*, *New Astronomy Review*, 43, 643 (1999)
- [149] Launhardt R., Zylka R., Mezger P. G., *The nuclear bulge of the Galaxy. III. Large-scale physical characteristics of stars and interstellar matter*, *Astron.Astroph.*, 384, 112 (2002)

- [150] Laurent-Muehleisen S. A., Kollgaard R. I., Ryan P. J., Feigelson E. D., Brinkmann W., Siebert J., *Radio-loud active galaxies in the northern ROSAT All-Sky Survey. I. Radio identifications*, Astron.Astroph.Suppl., 122, 235 (1997)
- [151] Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E., *On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources - NGC 1851, 6441, 6624, and 6712*, Astrophys.J, 266, 160 (1983)
- [152] Lebrun F., Terrier R., Bazzano A., et al., *Compact sources as the origin of the soft  $\gamma$ -ray emission of the Milky Way*, Nature, 428, 293 (2004)
- [153] Lewin W. H. G., van Paradijs J., Taam R. E., *X-Ray Bursts*, Space Science Reviews, 62, 223 (1993)
- [154] Lindqvist M., Habing H. J., Winnberg A., *OH/IR stars close to the Galactic Centre. II - Their spatial and kinematic properties and the mass distribution within 5-100 PC from the galactic centre*, Astron.Astroph., 259, 118 (1992)
- [155] Littlefair S. P., Dhillon V. S., Marsh T. R., *K-band spectroscopy of the intermediate polar XY Ari*, MNRAS, 327, 669 (2001)
- [156] Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., *A catalogue of high-mass X-ray binaries*, Astron.Astroph.Suppl., 147, 25 (2000)
- [157] Liu Q. Z., van Paradijs J., van den Heuvel E. P. J., *A catalogue of low-mass X-ray binaries*, Astron.Astroph., 368, 1021 (2001)
- [158] London R. A., Taam R. E., Howard W. M., *Model atmospheres for X-ray bursting neutron stars*, Astrophys.J, 306, 170 (1986)
- [159] Lumb D. H., Warwick R. S., Page M., De Luca A., *X-ray background measurements with XMM-Newton EPIC*, Astron.Astroph., 389, 93 (2002)
- [160] Lutovinov A., Revnivtsev M., Gilfanov M., Shtykovskiy P., Molkov S., Sunyaev R., *INTEGRAL insight into the inner parts of the Galaxy. High mass X-ray binaries*, Astron.Astroph., 444, 821 (2005)

- [161] Lutz D., Feuchtgruber H., Genzel R., et al., *SWS observations of the Galactic center.*, *Astron.Astroph.*, 315, L269 (1996)
- [162] Lyubarskii Y. E., *Flicker noise in accretion discs*, *MNRAS*, 292, 679 (1997)
- [163] Machida M., Hayashi M. R., Matsumoto R., *Global Simulations of Differentially Rotating Magnetized Disks: Formation of Low- $\beta$  Filaments and Structured Coronae*, *Astrophys.J.Lett.*, 532, L67 (2000)
- [164] Machida M., Matsumoto R., *Global Three-dimensional Magnetohydrodynamic Simulations of Black Hole Accretion Disks: X-Ray Flares in the Plunging Region*, *Astrophys.J.*, 585, 429 (2003)
- [165] Makarov V. V., *The 100 Brightest X-Ray Stars within 50 Parsecs of the Sun*, *Astron.J.*, 126, 1996 (2003)
- [166] Malhotra S., Spergel D. N., Rhoads J. E., Li J., *The Milky Way, Local Galaxies, and the Infrared Tully-Fisher Relation*, *Astrophys.J.*, 473, 687 (1996)
- [167] Markevitch M., *The L X-T Relation and Temperature Function for Nearby Clusters Revisited*, *Astrophys.J.*, 504, 27 (1998)
- [168] Markevitch M., Bautz M. W., Biller B., et al., *Chandra Spectra of the Soft X-Ray Diffuse Background*, *Astrophys.J.*, 583, 70 (2003)
- [169] Marshall F. E., Boldt E. A., Holt S. S., Miller R. B., Mushotzky R. F., Rose L. A., Rothschild R. E., Serlemitsos P. J., *The diffuse X-ray background spectrum from 3 to 50 keV*, *Astrophys.J.*, 235, 4 (1980)
- [170] Marshall H. L., *Constraints on the parameters of X-ray burster emission regions*, *Astrophys.J.*, 260, 815 (1982)
- [171] Masetti N., Palazzi E., Bassani L., Malizia A., Stephen J. B., *Unveiling the nature of three INTEGRAL sources through optical spectroscopy*, *Astron.Astroph.*, 426, L41 (2004)
- [172] Masetti N., Morelli L., Palazzi E., Stephen J., Bazzano A., Dean A. J., Walter R., Minniti D., *Optical classification of 8 INTEGRAL sources*, *The Astronomer's Telegram*, 783, 1 (2006)

- [173] Matt G., Guainazzi M., *The properties of the absorbing and line-emitting material in IGR J16318 - 4848*, MNRAS, 341, L13 (2003)
- [174] McArthur B. E., Benedict G. F., Lee J., et al., *Interferometric Astrometry with Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor 3: The Parallax of the Cataclysmic Variable TV Columbae*, Astrophys.J, 560, 907 (2001)
- [175] McCammon D., Burrows D. N., Sanders W. T., Kraushaar W. L., *The soft X-ray diffuse background*, Astrophys.J, 269, 107 (1983)
- [176] Meekins J. F., Wood K. S., Hedler R. L., Byram E. T., Yentis D. J., Chubb T. A., Friedman H., *Millisecond variability of Cygnus X-1*, Astrophys.J, 278, 288 (1984)
- [177] Mendez M., van der Klis M., van Paradijs J., Lewin W. H. G., Lamb F. K., Vaughan B. A., Kuulkers E., Psaltis D., *Kilohertz Quasi-periodic Oscillation and Atoll Source States in 4U 0614+09*, Astrophys.J.Lett., 485, L37 (1997)
- [178] Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., Wijnands R., van Paradijs J., *Dependence of the Frequency of the Kilohertz Quasi-periodic Oscillations on X-Ray Count Rate and Colors in 4U 1608-52*, Astrophys.J.Lett., 511, L49 (1999)
- [179] Méndez M., van der Klis M., Ford E. C., *The Amplitude of the Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in 4U 1728-34, 4U 1608-52, and Aquila X-1, as a Function of X-Ray Intensity*, Astrophys.J, 561, 1016 (2001)
- [180] Miller K. A., Stone J. M., *The Formation and Structure of a Strongly Magnetized Corona above a Weakly Magnetized Accretion Disk*, Astrophys.J, 534, 398 (2000)
- [181] Mitsuda K., Inoue H., Koyama K., et al., *Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA*, PASJ, 36, 741 (1984)
- [182] Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S., Dotani T., Ebisawa K., *X-ray variability of GX 339 - 4 in its very high state*, Astrophys.J, 383, 784 (1991)

- [183] Miyaji T., Ishisaki Y., Ogasaka Y., Ueda Y., Freyberg M. J., Hasinger G., Tanaka Y., *The cosmic X-ray background spectrum observed with ROSAT and ASCA*, *Astron.Astroph.*, 334, L13 (1998)
- [184] Moretti A., Campana S., Lazzati D., Tagliaferri G., *The Resolved Fraction of the Cosmic X-Ray Background*, *Astrophys.J.*, 588, 696 (2003)
- [185] Mukai K., Shiokawa K., *The EXOSAT Medium Energy (ME) Sample of Dwarf Novae*, *Astrophys.J.*, 418, 863 (1993)
- [186] Munro M. P., Baganoff F. K., Bautz M. W., et al., *A Deep Chandra Catalog of X-Ray Point Sources toward the Galactic Center*, *Astrophys.J.*, 589, 225 (2003)
- [187] Munro M. P., Baganoff F. K., Bautz M. W., et al., *Diffuse X-Ray Emission in a Deep Chandra Image of the Galactic Center*, *Astrophys.J.*, 613, 326 (2004)
- [188] Nagase F., Zylstra G., Sonobe T., Kotani T., Inoue H., Woo J., *Line-dominated eclipse spectrum of VELA X-1*, *Astrophys.J.Lett.*, 436, L1 (1994)
- [189] Negueruela I., Coe M. J., *The population of massive X-ray binaries. I. The Large Magellanic Cloud*, *Astron.Astroph.*, 385, 517 (2002)
- [190] Negueruela I., *Populations of Massive X-ray binaries*, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 20, 55 (2004)
- [191] Neronov A., Chernyakova M., Courvoisier T. J. -, Walter R., *Hard X-ray diffuse emission from the Galactic Center seen by INTEGRAL*, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv:astro-ph/0506437 (2005)
- [192] Nolan P. L., Cruber D. E., Matteson J. L., Peterson L. E., Rothschild R. E., Doty J. P., Levine A. M., Primini F. A., *Rapid variability of 10-140 keV X-rays from Cygnus X-1*, *Advances in Space Research*, 1, 215 (1981)
- [193] Nottingham M. R., Skinner G. K., Willmore A. P., Borozdin K. N., Churazov E., Siunjaev R. A., *Observations of the Galactic centre with the TTM instrument*, *Astron.Astroph.Suppl.*, 97, 165 (1993)

- [194] Nowak M. A., Vaughan B. A., Wilms J., Dove J. B., Begelman M. C., *Rossi X-Ray Timing Explorer Observation of Cygnus X-1. II. Timing Analysis*, *Astrophys.J.*, 510, 874 (1999)
- [195] Oda M., Gorenstein P., Gursky H., Kellogg E., Schreier E., Tananbaum H., Giacconi R., *X-Ray Pulsations from Cygnus X-1 Observed from UHURU*, *Astrophys.J.Lett.*, 166, L1 (1971)
- [196] Oda M., Wada M., Matsuoka M., Miyamoto S., Muranaka N., Ogawara Y., *Dynamic Spectrum Analysis of Cygnus X-1.*, *Astrophys.J.Lett.*, 172, L13 (1972)
- [197] Olive J. F., Barret D., Boirin L., Grindlay J. E., Swank J. H., Smale A. P., *RXTE observation of the X-ray burster 1E 1724-3045. I. Timing study of the persistent X-ray emission with the PCA*, *Astron.Astroph.*, 333, 942 (1998)
- [198] Ottmann R., Schmitt J. H. M. M., *The contributions of RSCVn systems to the diffuse X-ray background*, *Astron.Astroph.*, 256, 421 (1992)
- [199] Paczynski B., *A model of accretion disks in close binaries*, *Astrophys.J.*, 216, 822 (1977)
- [200] Palmieri T. M., Burginyon G. A., Grader R. J., Hill R. W., Seward F. D., Stoering J. P., *Diffuse Cosmic X-Ray Flux from 0.2 to 2 keV*, *Astrophys.J.*, 169, 33 (1971)
- [201] Patterson J., *The evolution of cataclysmic and low-mass X-ray binaries*, *Astrophys.J.Suppl.*, 54, 443 (1984)
- [202] Patterson J., Raymond J. C., *X-ray emission from cataclysmic variables with accretion disks. I - Hard X-rays. II - EUV/soft X-ray radiation*, *Astrophys.J.*, 292, 535 (1985)
- [203] Patterson J., *The DQ Herculis stars*, *PASP*, 106, 209 (1994)
- [204] Pellegrini S., Cappi M., Bassani L., della Ceca R., Palumbo G. G. C., *The 0.1-100 keV view of NGC3998: an AGN origin for the LINER activity*, *Astron.Astroph.*, 360, 878 (2000)

- [205] Piccinotti G., Mushotzky R. F., Boldt E. A., Holt S. S., Marshall F. E., Serlemitsos P. J., Shafer R. A., *A complete X-ray sample of the high-latitude /absolute value of B greater than 20 deg/ sky from HEAO 1 A-2 - Log N-log S and luminosity functions*, *Astrophys.J.*, 253, 485 (1982)
- [206] Popham R., Sunyaev R., *Accretion Disk Boundary Layers around Neutron Stars: X-Ray Production in Low-Mass X-Ray Binaries*, *Astrophys.J.*, 547, 355 (2001)
- [207] Porcel C., Battaner E., Jimenez-Vicente J., *Geometric differences between the gaseous and stellar WARPS in the Milky Way.*, *Astron.Astroph.*, 322, 103 (1997)
- [208] Poutanen J., Svensson R., *The Two-Phase Pair Corona Model for Active Galactic Nuclei and X-Ray Binaries: How to Obtain Exact Solutions*, *Astrophys.J.*, 470, 249 (1996)
- [209] Poutanen J., Krolik J. H., Ryde F., *The nature of spectral transitions in accreting black holes - The case of CYG X-1*, *MNRAS*, 292, L21 (1997)
- [210] Poutanen J., *Accretion disc-corona models and X/ $\gamma$ -ray spectra of accreting black holes*, *Theory of Black Hole Accretion Disks*, 100 (1998)
- [211] Poutanen J., Fabian A. C., *Spectral evolution of magnetic flares and time lags in accreting black hole sources*, *MNRAS*, 306, L31 (1999)
- [212] Predehl P., Friedrich P., Hasinger G., *ROSITA: scientific goal and mission concept*, *SPIE*, 4851, 314 (2003)
- [213] Pringle J. E., Rees M. J., *Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources*, *Astron.Astroph.*, 21, 1 (1972)
- [214] Pringle J. E., *Soft X-ray emission from dwarf novae*, *MNRAS*, 178, 195 (1977)
- [215] Regev O., *The disk-star boundary layer and its effect on the accretion disk structure*, *Astron.Astroph.*, 126, 146 (1983)

- [216] Reig P., Papadakis I. E., Shrader C. R., Kazanas D., *Fourier-resolved Spectroscopy of 4U 1543-47 during the 2002 Outburst*, *Astrophys.J.*, 644, 424 (2006)
- [217] Revnitsev M., Borozdin K., Emelyanov A., *Timing analysis of the X-ray transient source XTE J1806-246 (2S1803-245)*, *Astron.Astroph.*, 344, L25 (1999)
- [218] Revnitsev M., Gilfanov M., Churazov E., *The frequency resolved spectroscopy of CYG X-1: fast variability of the Fe K $\alpha$  line*, *Astron.Astroph.*, 347, L23 (1999)
- [219] Revnitsev M., Gilfanov M., Churazov E., *High frequencies in the power spectrum of Cyg X-1 in the hard and soft spectral states*, *Astron.Astroph.*, 363, 1013 (2000)
- [220] Revnitsev M., Gilfanov M., Churazov E., *Reflection and noise in the low spectral state of GX 339-4*, *Astron.Astroph.*, 380, 520 (2001)
- [221] Revnitsev M., *Distribution of the Galactic bulge emission at  $|b| > 2^\circ$  according to the RXTE Galactic Center scans*, *Astron.Astroph.*, 410, 865 (2003)
- [222] Revnitsev M., Gilfanov M., Sunyaev R., Jahoda K., Markwardt C., *The spectrum of the cosmic X-ray background observed by RXTE/PCA*, *Astron.Astroph.*, 411, 329 (2003)
- [223] Revnitsev M., Sazonov S., Jahoda K., Gilfanov M., *RXTE all-sky slew survey. Catalog of X-ray sources at  $|b| > 10^\circ$* , *Astron.Astroph.*, 418, 927 (2004)
- [224] Revnitsev M., Gilfanov M., Jahoda K., Sunyaev R., *Intensity of the cosmic X-ray background from HEAO1/A2 experiment*, *Astron.Astroph.*, 444, 381 (2005)
- [225] Revnitsev M., Gilfanov M., *Boundary layer emission and Z-track in the color-color diagram of luminous LMXBs*, *Astron.Astroph.*, 453, 253 (2006)

- [226] Revnivtsev M., Sazonov S., Churazov E., Trudolyubov S., *Identification of four RXTE Slew Survey sources with nearby luminous active galactic nuclei*, Astron.Astroph., 448, L49 (2006)
- [227] Revnivtsev M., Sazonov S., Gilfanov M., Churazov E., Sunyaev R., *Origin of the Galactic ridge X-ray emission*, Astron.Astroph., 452, 169 (2006)
- [228] Robin A. C., Reylé C., Derrière S., Picaud S., *A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way*, Astron.Astroph., 409, 523 (2003)
- [229] Rodriguez J., Tomsick J. A., Foschini L., Walter R., Goldwurm A., Corbel S., Kaaret P., *An XMM-Newton observation of IGR J16320-4751 = AX J1631.9-4752*, Astron.Astroph., 407, L41 (2003)
- [230] Ross R. R., Fabian A. C., *The spectra of accretion discs in low-mass X-ray binaries*, MNRAS, 281, 637 (1996)
- [231] Rothschild R. E., Boldt E. A., Holt S. S., Serlemitsos P. J., *Millisecond Temporal Structure in Cygnus X-1*, Astrophys.J.Lett., 189, L13 (1974)
- [232] Rothschild R. E., Boldt E. A., Holt S. S., Serlemitsos P. J., Garmire G., Agrawal P., Riegler, G., Bowyer S., Lampton M., *The Cosmic X-ray Experiment aboard HEAO1*, Space Science Instrumentation 4, 269 (1979)
- [233] Sakano M., Koyama K., Murakami H., Maeda Y., Yamauchi S., *ASCA X-Ray Source Catalog in the Galactic Center Region*, Astrophys.J.Suppl., 138, 19 (2002)
- [234] Samus N. N., Durlevich O. V., et al., *Combined General Catalogue of Variable Stars (Samus+ 2004)*, VizieR Online Data Catalog, 2250, (2004)
- [235] Sano T., Inutsuka S.-i., Turner N. J., Stone J. M., *Angular Momentum Transport by Magnetohydrodynamic Turbulence in Accretion Disks: Gas Pressure Dependence of the Saturation Level of the Magnetorotational Instability*, Astrophys.J, 605, 321 (2004)

- [236] Sazonov S. Y., Revnivtsev M. G., *Statistical properties of local active galactic nuclei inferred from the RXTE 3-20 keV all-sky survey*, Astron.Astroph., 423, 469 (2004)
- [237] Sazonov S., Churazov E., Revnivtsev M., Vikhlinin A., Sunyaev R., *Identification of 8 INTEGRAL hard X-ray sources with Chandra*, Astron.Astroph., 444, L37 (2005)
- [238] Schmid H. M., Appenzeller I., Burch U., *Spectropolarimetry of the borderline Seyfert 1 galaxy ESO 323-G077*, Astron.Astroph., 404, 505 (2003)
- [239] Schmidt M., *Space Distribution and Luminosity Functions of Quasi-Stellar Radio Sources*, Astrophys.J, 151, 393 (1968)
- [240] Schmitt J. H. M. M., Collura A., Sciortino S., Vaiana G. S., Harnden F. R., Jr., Rosner R., *Einstein Observatory coronal temperatures of late-type stars*, Astrophys.J, 365, 704 (1990)
- [241] Schwobe A., Hasinger G., Lehmann I., et al., *The ROSAT Bright Survey: II. Catalogue of all high-galactic latitude RASS sources with PSPC countrate  $CR > 0.2 \text{ s}^{-1}$* , Astronomische Nachrichten, 321, 1 (2000)
- [242] Schwobe A. D., Brunner H., Buckley D., Greiner J., Heyden K. v. d., Neizvestny S., Potter S., Schwarz R., *The census of cataclysmic variables in the ROSAT Bright Survey*, Astron.Astroph., 396, 895 (2002)
- [243] Setti G., Rees M. J., *Origin of the Cosmic X-Ray Background (invited Discourse)*, IAU Symp. 37: Non-Solar X- and Gamma-Ray Astronomy, 37, 352 (1970)
- [244] Setti G., Woltjer L., *Quasar number counts and the X-ray background*, Astron.Astroph., 76, L1 (1979)
- [245] Shakura N. I., Sunyaev R. A., *Black holes in binary systems. Observational appearance.*, Astron.Astroph., 24, 337 (1973)
- [246] Shakura N. I., Sunyaev R. A., *A theory of the instability of disk accretion on to black holes and the variability of binary X-ray sources, galactic nuclei and quasars*, MNRAS, 175, 613 (1976)

- [247] Shakura N. I., Sunyaev R. A., *The theory of an accretion disk/neutron star boundary layer*, Advances in Space Research, 8, 135 (1988)
- [248] Shapiro S. L., Lightman A. P., Eardley D. M., *A two-temperature accretion disk model for Cygnus X-1 - Structure and spectrum*, Astrophys.J, 204, 187 (1976)
- [249] Shimura T., Takahara F., *On the spectral hardening factor of the X-ray emission from accretion disks in black hole candidates*, Astrophys.J, 445, 780 (1995)
- [250] Silber A. D., Remillard R. A., Horne K., Bradt H. V., *1H 1752 + 081: an eclipsing cataclysmic variable with a small accretion disk*, Astrophys.J, 424, 955 (1994)
- [251] Simpson C., Ward M., Clements D. L., Rawlings S., *Emission-line ratios in a radio-selected sample of active galactic nuclei.*, MNRAS, 281, 509 (1996)
- [252] Singh K. P., Drake S. A., White N. E., *RS CVn Versus Algol-Type Binaries: A Comparative Study of Their X-Ray Emission*, Astron.J, 111, 2415 (1996)
- [253] Skibo J. G., Johnson W. N., Kurfess J. D., et al., *OSSE Observations of the Soft Gamma-Ray Continuum from the Galactic Plane at Longitude 95 degrees*, Astrophys.J.Lett., 483, L95 (1997)
- [254] Skinner G. K., *X- and gamma-rays from the Galactic centre*, Astron.Astroph.Suppl., 97, 149 (1993)
- [255] Smith D. A., Dhillon V. S., *The secondary stars in cataclysmic variables and low-mass X-ray binaries*, MNRAS, 301, 767 (1998)
- [256] Sokoloski J. L., Kenyon S. J., *CH Cygni. I. Observational Evidence for a Disk-Jet Connection*, Astrophys.J, 584, 1021 (2003)
- [257] Spada G., Bradt H., Doxsey R., Levine A., Rappaport S., *Limits on Rapid X-Ray Pulsing in X-Ray Binaries*, Astrophys.J.Lett., 190, L113 (1974)

- [258] Strassmeier K. G., Hall D. S., Fekel F. C., Scheck M., *A catalog of chromospherically active binary stars (second edition)*, Astron.Astroph.Suppl., 100, 173 (1993)
- [259] Sugizaki M., Mitsuda K., Kaneda H., Matsuzaki K., Yamauchi S., Koyama K., *Faint X-Ray Sources Resolved in the ASCA Galactic Plane Survey and Their Contribution to the Galactic Ridge X-Ray Emission*, Astrophys.J.Suppl., 134, 77 (2001)
- [260] Suleimanov V., Revnivtsev M., Ritter H., *RXTE broadband X-ray spectra of intermediate polars and white dwarf mass estimates*, Astron.Astroph., 435, 191 (2005)
- [261] Suleimanov V., Poutanen J., *Spectra of the spreading layers on the neutron star surface and constraints on the neutron star equation of state*, MNRAS, в печати (2006), astro-ph/0601689
- [262] Sunyaev R. A., Truemper J., *Hard X-ray spectrum of CYG X-1*, Nature, 279, 506 (1979)
- [263] Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*, Astron.Astroph., 86, 121 (1980)
- [264] Siuniaev R. A., Churazov E. M., Gil'Fanov M. R., et al., *Imaging of the Galactic center field by Kvant and Granat*, Advances in Space Research, 11, 177 (1991)
- [265] 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)
- [266] Tanaka Y., Shibasaki N., *X-ray Novae*, Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 34, 607 (1996)
- [267] Tanaka Y., Miyaji T., Hasinger G., *Origin of the Galactic ridge X-ray emission*, Astronomische Nachrichten, 320, 181 (1999)
- [268] Tanaka Y., *ASCA observation of X-ray emission from the Galactic ridge*, Astron.Astroph., 382, 1052 (2002)

- [269] Tananbaum H., Gursky H., Kellogg E., Giacconi R., Jones C., *Observation of a Correlated X-Ray Transition in Cygnus X-1*, *Astrophys.J.Lett.*, 177, L5 (1972)
- [270] Terrell N. J. J., *Shot-Noise Character of Cygnus X-1 Pulsations*, *Astrophys.J.Lett.*, 174, L35 (1972)
- [271] Terrier R., Lebrun F., Bélanger G., et al., *Contribution of Point Sources to the Soft Gamma-Ray Galactic Emission*, ESA SP-552: 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, 513 (2004)
- [272] Thorstensen J. R., *Parallaxes and Distance Estimates for 14 Cataclysmic Variable Stars*, *Astron.J.*, 126, 3017 (2003)
- [273] Tinney C. G., Reid I. N., Mould J. R., *The faintest stars - From Schmidt plates to luminosity functions*, *Astrophys.J.*, 414, 254 (1993)
- [274] Titarchuk L., *Generalized Comptonization models and application to the recent high-energy observations*, *Astrophys.J.*, 434, 570 (1994)
- [275] Titarchuk L., Shaposhnikov N., *Three Type I X-Ray Bursts from Cygnus X-2: Application of Analytical Models for Neutron Star Mass and Radius Determination*, *Astrophys.J.Lett.*, 570, L25 (2002)
- [276] Toor A., Seward F. D., Cathey L. R., Kunkel W. E., *A Measurement of the Optical and X-Ray Emission from Scorpius X-1 and the X-Ray Diffuse Background*, *Astrophys.J.*, 160, 209 (1970)
- [277] Tovmassian G. H., Greiner J., Kroll P., et al., *A new cataclysmic variable RX J0757.0+6306: candidate for the shortest period intermediate polar*, *Astron.Astroph.*, 335, 227 (1998)
- [278] Trudolyubov S., Kotov O., Priedhorsky W., Cordova F., Mason K., *XMM-Newton Observations of the M31 Northern Disk: Properties of Selected X-Ray Sources and Unresolved Emission*, *Astrophys.J.*, 634, 314 (2005)
- [279] Turner N. J., *On the Vertical Structure of Radiation-dominated Accretion Disks*, *Astrophys.J.Lett.*, 605, L45 (2004)

- [280] Ubertini P., Lebrun F., Di Cocco G., et al., *IBIS: The Imager on-board INTEGRAL*, *Astron.Astroph.*, 411, L131 (2003)
- [281] Ueda Y., Takahashi T., Ishisaki Y., Ohashi T., Makishima K., *The ASCA Medium-Sensitivity Survey (The GIS Catalog Project): Source Counts and Evidence for Emerging Population of Hard Sources*, *Astrophys.J.Lett.*, 524, L11 (1999)
- [282] Ueda Y., Ishisaki Y., Takahashi T., Makishima K., Ohashi T., *The ASCA Medium Sensitivity Survey (the GIS Catalog Project): Source Catalog*, *Astrophys.J.Suppl.*, 133, 1 (2001)
- [283] Uttley P., McHardy I. M., *The flux-dependent amplitude of broadband noise variability in X-ray binaries and active galaxies*, *MNRAS*, 323, L26 (2001)
- [284] Uttley P., *SAX J1808.4-3658 and the origin of X-ray variability in X-ray binaries and active galactic nuclei*, *MNRAS*, 347, L61 (2004)
- [285] Uttley P., McHardy I. M., Vaughan S., *Non-linear X-ray variability in X-ray binaries and active galaxies*, *MNRAS*, 359, 345 (2005)
- [286] Valinia A., Marshall F. E., *RXTE Measurement of the Diffuse X-Ray Emission from the Galactic Ridge: Implications for the Energetics of the Interstellar Medium*, *Astrophys.J.*, 505, 134 (1998)
- [287] Vallee J. P., *The Milky Way's Spiral Arms Traced by Magnetic Fields, Dust, Gas, and Stars*, *Astrophys.J.*, 454, 119 (1995)
- [288] van der Klis M., *Quasi-Periodic Oscillations in Low-Mass X-ray Binaries*, *LNP Vol. 266: The Physics of Accretion onto Compact Objects*, 266, 157 (1986)
- [289] van der Klis M., *Timing Neutron Stars*, 1989, NATO ASI Ser.
- [290] Hasinger G., van der Klis M., *Two patterns of correlated X-ray timing and spectral behaviour in low-mass X-ray binaries*, *Astron.Astroph.*, 225, 79 (1989)
- [291] van der Klis M., *Millisecond Oscillations in X-ray Binaries*, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 38, 717 (2000)

- [292] Vaughan B., van der Klis M., Lewin W. H. G., Wijers R. A. M. J., van Paradijs J., Dotani T., Mitsuda K., *The time-delay spectrum of GX 5-1 in its horizontal branch*, *Astrophys.J*, 421, 738 (1994)
- [293] Vaughan B. A., Nowak M. A., *X-Ray Variability Coherence: How to Compute It, What It Means, and How It Constrains Models of GX 339-4 and Cygnus X-1*, *Astrophys.J.Lett.*, 474, L43 (1997)
- [294] Vaughan B. A., van der Klis M., Lewin W. H. G., van Paradijs J., Mitsuda K., Dotani T., *The phase-delay spectrum of GX 5-1 on its normal branch*, *Astron.Astroph.*, 343, 197 (1999)
- [295] Vecchi A., Molendi S., Guainazzi M., Fiore F., Parmar A. N., *The BeppoSAX 1-8 keV cosmic background spectrum*, *Astron.Astroph.*, 349, L73 (1999)
- [296] Véron-Cetty M.-P., Véron P., Gonçalves A. C., *A spectrophotometric atlas of Narrow-Line Seyfert 1 galaxies*, *Astron.Astroph.*, 372, 730 (2001)
- [297] Véron-Cetty M.-P., Véron P., *A catalogue of quasars and active nuclei: 11th edition*, *Astron.Astroph.*, 412, 399 (2003)
- [298] Vikhlinin A., Churazov E., Gilfanov M., *Quasi-periodic oscillations in the shot noise model of X-ray sources*, *Astron.Astroph.*, 287, 73 (1994)
- [299] Villa G., Page C. G., Turner M. J. L., Cooke B. A., Ricketts M. J., Adams D. J., Pounds K. A., *The Ariel V Sky Survey Instrument and new observations of the Milky Way*, *MNRAS*, 176, 609 (1976)
- [300] Voges W., Aschenbach B., Boller T., et al., *The ROSAT all-sky survey bright source catalogue*, *Astron.Astroph.*, 349, 389 (1999)
- [301] Warner B., *Cataclysmic variable stars*, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press, (1995)
- [302] Warwick R. S., Turner M. J. L., Watson M. G., Willingale R., *The galactic ridge observed by EXOSAT*, *Nature*, 317, 218 (1985)

- [303] Warwick R. S., Norton A. J., Turner M. J. L., Watson M. G., Willingale R., *A survey of the galactic plane with EXOSAT*, MNRAS, 232, 551 (1988)
- [304] Watson M. G., Willingale R., Hertz P., Grindlay J. E., *An X-ray study of the galactic center*, Astrophys.J, 250, 142 (1981)
- [305] Weiland J. L., Arendt R. G., Berriman G. B., et al., *COBE diffuse infrared background experiment observations of the galactic bulge*, Astrophys.J.Lett., 425, L81 (1994)
- [306] West R. G., Barber C. R., Folgheraiter E. L., *Diffuse soft X-ray emission in ROSAT observations of M31*, MNRAS, 287, 10 (1997)
- [307] White N. E., Kaluzienski J. L., Swank J. H., *The Spectral of X-Ray Transients*, American Institute of Physics Conference Series, 115, 31 (1984)
- [308] White N. E., Stella L., Parmar A. N., *The X-ray spectral properties of accretion discs in X-ray binaries*, Astrophys.J, 324, 363 (1988)
- [309] Wijnands R., van der Klis M., *The Broadband Power Spectra of X-Ray Binaries*, Astrophys.J, 514, 939 (1999)
- [310] Winkler C., Courvoisier T. J.-L., Di Cocco G., et al., *The INTEGRAL mission*, Astron.Astroph., 411, L1 (2003)
- [311] 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)
- [312] Worrall D. M., Marshall F. E., Boldt E. A., Swank J. H., *HEAO 1 measurements of the galactic ridge*, Astrophys.J, 255, 111 (1982)
- [313] Worrall D. M., Marshall F. E., *Stellar contributions to the hard X-ray galactic ridge*, Astrophys.J, 267, 691 (1983)
- [314] Wu X., Hamilton T., Helfand D. J., Wang Q., *The intensity and spectrum of the diffuse X-ray background*, Astrophys.J, 379, 564 (1991)

- [315] Yamauchi S., Kawada M., Koyama K., Kunieda H., Tawara Y., *Optically thin hot plasma near the Galactic center - Mapping observations of the 6.7 keV iron line*, *Astrophys.J.*, 365, 532 (1990)
- [316] Yamauchi S., Koyama K., *The 6.7 keV iron line distribution in the Galaxy*, *Astrophys.J.*, 404, 620 (1993)
- [317] Zdziarski A. A., Lubinski P., Smith D. A., *Correlation between Compton reflection and X-ray slope in Seyferts and X-ray binaries*, *MNRAS*, 303, L11 (1999)
- [318] Zdziarski A. A., Grove J. E., Poutanen J., Rao A. R., Vadawale S. V., *OSSE and RXTE Observations of GRS 1915+105: Evidence for Non-thermal Comptonization*, *Astrophys.J.Lett.*, 554, L45 (2001)
- [319] Zehavi I., Blanton M. R., Frieman J. A., et al., *Galaxy Clustering in Early Sloan Digital Sky Survey Redshift Data*, *Astrophys.J.*, 571, 172 (2002)
- [320] Zhang W., Jahoda K., Swank J. H., Morgan E. H., Giles A. B., *Dead-Time Modifications to Fast Fourier Transform Power Spectra*, *Astrophys.J.*, 449, 930 (1995)
- [321] Zombeck M. V., *Handbook of space astronomy and astrophysics*, Cambridge: University Press, 1990, 2nd ed., (1990)