

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

*На правах рукописи*

**Арефьев Вадим Александрович**

**Переменность компактных рентгеновских источников на  
малых и больших временных масштабах**

**01.03.02. Астрофизика и радиоастрономия**

**диссертация  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель  
д.ф.-м.н. М.Р. Гильфанов**

**Москва, 2004**

## СОДЕРЖАНИЕ

	стр.
<b>Введение.</b>	<b>3</b>
<b>Часть 1.</b> <i>Быстрые рентгеновские транзиенты: интегральное распределение и основные классы источников</i>	<b>10</b>
<b>глава 1.</b> <i>Интегральное распределение быстрых рентгеновских транзиентов вида <math>\log(N) - \log(S)</math> (число событий – интегральный поток)</i>	<b>11</b>
<b>глава 2.</b> <i>Рентгеновское излучение гамма-всплесков и их вклад в распределение быстрых рентгеновских транзиентов</i>	<b>29</b>
<b>глава 3.</b> <i>Дефицит рентгеновских всплесков первого рода от двойных систем с малым темпом аккреции</i>	<b>42</b>
<b>Литература к части 1</b>	<b>58</b>
<b>Часть 2.</b> <i>Переменность излучения маломассивных рентгеновских двойных систем на больших временных масштабах</i>	<b>62</b>
<b>глава 4.</b> <i>Долговременная переменность рентгеновского излучения в маломассивных двойных системах.</i>	<b>63</b>
<b>глава 5.</b> <i>Десятилетнее повышение рентгеновского потока барстера 4U1724-307 в шаровом скоплении Терзан 2.</i>	<b>76</b>
<b>глава 6.</b> <i>Долговременные наблюдения пекулярной рентгеновской Новой XTE J1550-564.</i>	<b>86</b>
<b>глава 7.</b> <i>Долговременные наблюдения рентгеновских барстеров с малой светимостью</i>	<b>99</b>
<b>Литература к части 2</b>	<b>112</b>
<b>Часть 3.</b> <i>Оптимизация рентгеновского монитора для наблюдений быстрых рентгеновских транзиентов.</i>	<b>116</b>
<b>глава 8.</b> <i>Рентгеновский монитор MOXE и его оптимизация</i>	<b>118</b>
<b>Литература к части 3</b>	<b>133</b>
<b>Заключение.</b>	<b>134</b>
<b>Приложение.</b>	<b>140</b>

*И в небе и в земле сокрыто больше,  
Чем снится вашей мудрости, Горацио.  
Шекспир. Гамлет, принц датский.*

## **Введение**

Небо в рентгеновском диапазоне отличается исключительной изменчивостью в широком интервале временных масштабов. Одним из классов источников, которые вносят наибольший вклад в наблюдаемую переменность, являются аккрецирующие нейтронные звезды и черные дыры. Однако многочисленные и разнообразные по своим характеристикам импульсы рентгеновского излучения – рентгеновские транзиенты – генерируются не только рентгеновскими двойными. Это могут быть как активные звезды поздних классов, некоторые молодые звезды, так и взрывы сверхновых, с которыми, вероятно, связаны всплески гамма-излучения.

Рентгеновские транзиенты сильно различаются по своим характеристикам. Это и рентгеновские вспышки активных звезд длительностью в десятки секунд, с энергетическим спектром мягче 2-3 кэВ и полным энергосодержанием  $\sim 10^{32}$  эрг, и вспышки рентгеновских Новых, длительностью до нескольких месяцев и даже лет, со спектром фотонов, простирающимся до нескольких сотен кэВ, и полной энергетикой  $\sim 10^{44}$  эрг. В максимуме вспышки излучение рентгеновской Новой увеличивается в миллионы раз и может по своей интенсивности превышать рентгеновское излучение всех других компактных рентгеновских источников родительской галактики. Недавно было найдено, что гамма-всплескам могут сопутствовать всплески рентгеновского излучения, с полным энергосодержанием до  $10^{52}$  эрг. Рентгеновское излучение слабопеременных, т.е. не транзиентных компактных рентгеновских источников, также отличается сильной переменностью. Причем может меняться как интенсивность, так и энергетический спектр излучения. Иногда такие изменения показывают периодический характер, иногда происходят спонтанно в непредсказуемые моменты времени.

Изучение особенностей переменности рентгеновского излучения является ключевым фактором как для понимания процессов формирования рентгеновского излучения, так и для выяснения свойств самих компактных объектов. Для его исследования применяются специальные инструменты - рентгеновские мониторы. Рентгеновский монитор должен обладать возможностью зарегистрировать, локализовать и, желательно, получить информацию об энергетическом спектре и

изменении во времени рентгеновского излучения произошедшего события, и как можно скорее передать эту информацию, чтобы можно было осуществить наблюдение данного события специализированными высокочувствительными телескопами, как в рентгеновском, так и в других диапазонах энергетического спектра. Так как рентгеновские транзиенты и изменения в излучении слабопеременных источников происходят в непредсказуемые моменты времени, а для транзиентов и в непредсказуемой точке на небе, то идеальный рентгеновский монитор должен наблюдать все небо все время. Однако в силу многочисленных технических ограничений, до недавнего времени рентгеновские мониторы были способны наблюдать одновременно только небольшую область неба. При этом различные области на небе наблюдались с различной длительностью и периодичностью.

Такие ограниченные и нерегулярные наблюдения привели к тому, что наиболее часто регистрировались и, как следствие, оказались хорошо изучены явления средней (недели – месяцы) длительности. Тогда как более короткие (секунды-дни) и более длительные (месяцы-годы) события, и как следствие, процессы, отвечающие за их возникновение, изучены достаточно плохо. По этой же причине плохо изучена переменность на длинных масштабах времени у большинства не транзиентных источников. Поэтому исследование переменности компактных рентгеновских источников на малых и больших временных масштабах могут оказаться весьма интересными.

В области малых времен одной из задач, которая представляет большой интерес, является выяснение природы коротких рентгеновских транзиентных явлений, так называемых быстрых рентгеновских транзиентов (БРТ). К быстрым рентгеновским транзиентам обычно относят события длительностью меньше одного дня и большим отношением потока в максимуме вспышки к постоянному уровню рентгеновского потока. Такие события неоднократно наблюдались различными экспериментами, и было высказано предположение, что их природа может быть связана с компактными объектами, такими как активные звезды или рентгеновские двойные.

Известно, что звезды и катаклизмические переменные генерируют мощные рентгеновские вспышки. Например, спутник ВерроSAX наблюдал в диапазоне 2-10 кэВ вспышку от активной двойной Алголь, с пиковым потоком более 100 мКраб и длительностью более  $2 \cdot 10^5$  с. Вспышки меньшей амплитуды и меньшей длительности происходят гораздо чаще. Исследование распределения ярких вспышек от вспыхивающих звезд поможет понять, насколько применимы модели возникновения таких вспышек, которые обычно являются экстраполяцией Солнечных моделей.

Недавно было показано, что протозвезды и звезды до-главной последовательности, которые, возможно, имеют аккреционные диски, также генерируют рентгеновские вспышки. К таким звездам, например, относится  $\tau$  Тельца. Их рентгеновские вспышки достигают светимости  $10^{33}$  эрг/с, иногда превышая болометрическую светимость в спокойном состоянии.

Нейтронные звезды со слабым магнитным полем - рентгеновские барстеры также являются источником ярких рентгеновских вспышек. Характерной чертой рентгеновских барстеров является генерация коротких мощных всплесков рентгеновского излучения – так называемых рентгеновских всплесков I - рода, которые являются результатом термоядерных взрывов на поверхности нейтронных звезд. Конкретный механизм образования рентгеновских всплесков I-рода сильно зависит от темпа аккреции и состава аккрецирующего вещества. Известно, что существует сильная связь между темпом аккреции на нейтронную звезду и частотой рентгеновских всплесков I – рода, и она хорошо изучена при светимостях выше  $\sim 5 \cdot 10^{35}$  эрг/с. Так как частота генерации всплесков быстро падает с уменьшением темпа аккреции, то теория предсказывает, что время между последовательными всплесками может достигать десятков лет, тогда как энерговыделение в момент такого редкого всплеска может существенно отличаться от того, которое происходит в момент генерации обычных всплесков. Однако экспериментально поведение барстеров при низких светимостях и свойства всплесков от таких слабоаккрецирующих барстеров изучены существенно хуже.

Одним из наиболее ярких проявлений переменности рентгеновских двойных являются вспышки рентгеновских Новых. В моменты вспышки рентгеновские Новые увеличивают свою светимость на несколько порядков и в течение нескольких месяцев становятся одними из ярчайших источников на небе в рентгеновском диапазоне. Около 75% кандидатов в черные дыры, известных в настоящее время, находится в источниках, которые проявляли себя как рентгеновские Новые. За 35 лет наблюдалось около 50 Новых, причем каждая вспышка обычно длилась  $\sim 100$ -200 дней. Особый интерес представляет изучение плохо исследованной фазы начального нарастания светимости до достижения первичного максимума. При быстрой регистрации сигнала о появлении рентгеновской Новой и проведении наблюдений в широком диапазоне энергий можно было бы получить важные ограничения на фундаментальные свойства аккрецирующего объекта и механизмы, вызывающие возникновение аккреционных нестабильностей в рентгеновских Новых. Существуют также двойные системы, которые генерируют пекулярные рентгеновские выбросы, длительность которых существенно короче, чем у

классических рентгеновских Новых. Переменность такого типа очень сложно зарегистрировать современными рентгеновскими мониторами. Показательно, что рентгеновский монитор ASM на борту обсерватории RXTE пропустил несколько мощных вспышек V4641 Sgr, являющегося кандидатом в черные дыры.

Наиболее очевидным примером короткого транзиентного события являются гамма-всплески. В результате измерений излучения гамма-всплесков в рентгеновском диапазоне, проведенных спутником Ginga, и открытием рентгеновских послесвечений гамма-всплесков спутником ВерроSAX стало очевидно, что гамма-всплески могут излучать значительную часть энергии в рентгеновском диапазоне. Это излучение совпадает по времени с гамма-всплеском (мгновенное рентгеновское излучение) и продолжается после окончания гамма-всплеска (рентгеновское послесвечение). Большое разнообразие характеристик гамма-всплесков и их послесвечений объясняется как физическими свойствами источника гамма-всплесков и окружающей среды, так и геометрией гамма-всплеска (коллимированный или изотропный), что вместе с открытием послесвечений гамма-всплесков в рентгеновском, оптическом и радио диапазонах стало мощным стимулом для развития теоретических моделей. Открытие недавно спутником ВерроSAX рентгеновских вспышек, похожих на гамма-всплески, но не сопровождающихся заметным гамма-излучением, показывает, что рентгеновские транзиенты, подобные или связанные с гамма-всплесками, могут занимать заметную долю среди БРТ, наряду с активными звездами и рентгеновскими двойными.

Однако, как правило, качество экспериментальных данных не позволяло определить характеристики БРТ с хорошей точностью и, следовательно, однозначно определить источник БРТ. До настоящего времени нет надежных определений классов источников, которые генерируют БРТ, как нет информации об их относительном вкладе в статистику БРТ. Вероятно, что некоторыми из источников БРТ являются экзотические (малочисленные или редко себя проявляющие) классы источников. Данные о таких классах (или оценки их численности и других характеристик) могут быть получены из анализа распределения БРТ.

В области более длительных временных масштабов, только после запуска спутника RXTE, стало возможным проведение долговременных достаточно регулярных наблюдений большого числа слабопеременных компактных источников рентгеновского излучения. Это открывает возможность исследовать переменность рентгеновского излучения на временных масштабах, сравнимых и дольше характерного вязкого времени аккреционного диска. Что, в свою очередь, дает шанс получить

информацию не только о строении аккреционного диска, но, например, оценить размеры двойной системы.

Изучение длительных рентгеновских транзиентов, их эволюция на больших масштабах времен, может оказаться важным для построения теоретических моделей, описывающих поведение таких источников. Например, ряд популярных моделей, описывающих такой феномен, как рентгеновские Новые, проверялись на способность описать данные наблюдений источника A0620-00 - классической маломассивной двойной системы, содержащей черную дыру. Однако известно, что многие рентгеновские Новые, содержащие черные дыры, демонстрируют заметно более сложное поведение, отличающееся от поведения A0620-00. Если бы имелись качественные данные наблюдений таких пекулярных рентгеновских Новых, то их также можно было бы использовать для проверки теоретических моделей.

С практической стороны нужно отметить, что в последнее время, после запуска новых высокочувствительных рентгеновских обсерваторий «ХММ-Ньютон», «Чандра», астрофизической обсерватории «Интеграл», появились новые возможности для изучения переменности рентгеновского излучения компактных источников на малых и больших временных масштабах. Так как программы наблюдений этих обсерваторий составляются на длительное время, и только малая часть наблюдательного времени выделяется для наблюдений транзиентных явлений, для эффективной реализации этих возможностей требуется тщательное предварительное планирование наблюдений. Для планирования будущих наблюдений трудно переоценить важность систематизации и анализа данных наблюдений рентгеновских транзиентов. С другой стороны, детальная информация о свойствах переменности компактных рентгеновских источников во всем интервале временных масштабов необходима при разработке новых рентгеновских мониторов. Наличие такой информации может существенно повлиять на выбор схемы эксперимента. А создание высокочувствительного, широкоугольного эксперимента необходимо для получения большой однородной базы данных БРТ.

*Целью данной работы* является исследование различных аспектов переменности компактных рентгеновских источников. Изучение распределения и состава быстрых рентгеновских транзиентов по архивным данным большого числа различных экспериментов. Исследование пекулярных рентгеновских транзиентов на сверх-долгих (месяцы-годы) временных масштабах. Исследование переменности не транзиентных рентгеновских источников в широком временном диапазоне. Оптимизация рентгеновского монитора для наблюдения БРТ.

*Содержание работы.* Диссертация состоит из введения, трех частей, заключения и приложения.

*Первая часть* диссертации состоит из трех глав и посвящена исследованию свойств быстрых рентгеновских транзиентов (БРТ) – коротких, но энергичных транзиентных явлений, происходящих на малых масштабах времени (секунда – день). В *1-й главе*, используя архивные данные большого числа различных экспериментов, найдены параметры распределения БРТ вида  $\log(N)-\log(S)$  между частотой возникновения БРТ и их интегральным потоком. Обсуждается форма распределения  $\log(N)-\log(S)$  и предлагаются наиболее вероятные классы источников, вносящих вклад в данное распределение. В *главе 2* детально обсуждается рентгеновское излучение гамма-всплесков, связь между гамма-всплесками и БРТ и проводится оценка доли БРТ, вызванных гамма-всплесками. В *главе 3* получено ограничение на число рентгеновских всплесков I-рода от рентгеновских барстеров с постоянной светимостью  $L_X \leq 1-2\%$  от Эддингтоновской. Из этого результата можно либо получить ограничение на число рентгеновских барстеров с малым темпом аккреции, либо на частоту возникновения рентгеновских всплесков I-рода от таких источников. Основные результаты, полученные в данной части, могут быть найдены в Арефьев и др. (2003) и в Емельянов и др. (2001).

*Вторая часть* диссертации состоит из четырех глав и посвящена переменности компактных рентгеновских источников на больших временных масштабах. В *главе 4* исследована долговременная переменность рентгеновского излучения ряда слабопеременных маломассивных двойных. В их спектрах мощности на низких частотах имеется слом, причем величина частоты слома коррелирует с орбитальным периодом двойной системы. Показано, что величина частоты слома в спектре мощности рентгеновского излучения может дать важную информацию о структуре внешних частей аккреционного диска. В *главе 5* исследована переменность пекулярного рентгеновского барстера *4U 1724-307* за 30 лет наблюдений. В *главе 6* исследована долговременная переменность пекулярной рентгеновской Новой, галактического микроквара - ХТЕ J1550-564. В отличие от обычных рентгеновских Новых, содержащих черные дыры, ХТЕ J1550-564 продемонстрировал последовательность из нескольких вспышек с уменьшающейся энергетикой, причем в каждой последующей вспышке спектральная эволюция рентгеновского излучения существенно упрощалась. В *главе 7* представлены наблюдения постоянного излучения рентгеновских барстеров с постоянной малой светимостью. Это источники того же типа, поиск рентгеновских всплесков от которых был проведен в *главе 3*. Показано, что

на протяжении ~20 лет эти источники не демонстрировали длительных эпизодов со светимостью, превышающей Эддингтоновскую более чем на несколько процентов. Основные результаты, полученные в данной части, могут быть найдены в Арефьев, Гильфанов (2004); Емельянов и др. (2002); Арефьев и др. (2004), Арефьев, Александрович (2004).

*Третья часть* состоит из одной главы. В ней приводятся результаты моделирования и предложения по оптимизации рентгеновского монитора МОХЕ по данным, полученным в *первой части*. Основные результаты, полученные в данной части, могут быть найдены в Бороздин и др. (1999), Арефьев и др. (1990а, 1990б), Арефьев, Лавров (2003).

В *заключении* перечислены основные результаты, полученные в диссертации, и кратко сформулированы направления дальнейших исследований. В *приложении* даны список сокращений и краткое описание основных характеристик астрофизических приборов, чьи данные использовались в работе над диссертацией. *Список литературы* включает 190 наименований.

*Хорошо, - сказал Кот и на этот раз стал исчезать постепенно,  
начиная с кончика хвоста и кончая ухмылкой,  
которая еще осталась некоторое время после того,  
как остальное испарилось.  
Кэрл. Алиса в стране чудес.*

## **Часть 1.**

### **Быстрые рентгеновские транзиенты: интегральное распределение и основные классы источников**

Практически все детекторы рентгеновского излучения, проводившие измерения на космических спутниках, регистрировали интенсивные всплески рентгеновского излучения на временных масштабах от нескольких секунд до нескольких часов. Измеренные пиковые потоки этих всплесков превышали значения в 1 Краб (это поток, эквивалентный потоку, создаваемому источником со спектром фотонов вида  $N(E)=N_0 * E^{-2.05}$  в диапазоне энергий 2-10 кэВ;  $1 \text{ Краб} = 2 * 10^{-8} \text{ эрг/см}^2/\text{с}$ ). Данные рентгеновские всплески существенно отличаются от всплесков классических рентгеновских транзиентов, которые существуют в активном состоянии в течение недель и месяцев. Всплески затухают быстрее, чем за один день и, обычно, не повторяются. Отношение потоков в максимуме всплеска к верхнему пределу на поток от источника в то время, когда всплеск не наблюдался, составляет сотни и тысячи. Исторически, рентгеновские всплески, которые продолжались меньше, чем один день и не имели известных постоянных источников, назывались быстрыми рентгеновскими транзиентами (БРТ). Недавно для коротких (менее 1000 сек), но интенсивных рентгеновских всплесков, которые напоминают гамма-всплески, но не имеют заметной гамма-компоненты, был введен новый термин - рентгеновские вспышки (РВ) (Хейзе и др. 2001). В некоторых случаях, например, если временное разрешение эксперимента недостаточно хорошо, бывает трудно различить РВ и БРТ, поэтому в нашем анализе мы будем использовать термин БРТ для всех случаев, кроме тех, когда мы будем непосредственно обсуждать рентгеновское излучение от гамма-всплесков (*глава 2*).

Вероятно, что существует много различных классов источников, которые генерируют БРТ. Различные эксперименты, в которых регистрировались БРТ, предлагают различные объекты, такие как вспыхивающие звезды, компактные объекты, внегалактические источники и рентгеновское излучение от гамма-всплесков (см. Пай и МакХарди 1983 (ПМ83), Амбрустер и Вуд 1986 (АВ86), Кастро-Тирадо и др. 1999

(КТ99)) в качестве источников БРТ. Однако все еще нет ясного понимания природы источников БРТ, количественный вклад этих нескольких возможных источников БРТ все еще неизвестен, и возможно открытие новых неизвестных источников БРТ. Открытие широкоугольными рентгеновскими камерами спутника ВерроSAX длительного рентгеновского излучения от гамма-всплесков, так называемого послесвечения гамма-всплесков (Пиро и др. 1998), и сильного рентгеновского излучения непосредственно в момент гамма-всплеска спутником Ginga (Штротмайер и др. 1998) и рентгеновским монитором WATCH спутника ГРАНАТ (Сазонов и др. 1998), показывает, что некоторые из быстрых рентгеновских транзиентов связаны с гамма-всплесками.

## Глава 1.

### Интегральное распределение быстрых рентгеновских транзиентов вида $\log(N) - \log(S)$ (число событий – интегральный поток)

#### *1.1. Интегральное распределение вида число событий - интегральный поток*

Интегральные распределения популяций, в частности распределения  $\log(N) - \log(a)$ , это распределения вида:

$$N(> a) = \int_a^{\infty} \frac{dN}{da} da \quad (1.1.)$$

где  $N(>a)$  обозначает количество событий, в которых значение измеренного параметра ‘ $a$ ’ принимает значение от ‘ $a$ ’ до бесконечности, обычно используются в астрофизике, когда необходимо исследовать свойство популяции как целого (Ли и Петросян 1996, Петросян и Ли 1996). Особенно удобны такие распределения, если общее число измеренных событий, например БРТ, относительно невелико, а диапазон их значений, наоборот, велик. В таком случае дифференциальные распределения оказываются плохо обусловленными (Бевингтон и Робинзон, 2003), и единственным способом получить надежную оценку распределения параметров популяции является построение интегральных распределений.

Хотя зарегистрировано уже много БРТ, у нас все еще отсутствует большой однородный набор данных об этих событиях, так как каждый детектор наблюдал малое число таких событий, а характеристики различных детекторов заметно не совпадали.

Таким образом, мы попытались собрать данные от нескольких, зачастую весьма различающихся экспериментов, и на их основе оценить статистику появления БРТ. Для этого мы будем строить интегральное распределение БРТ типа  $\log(N) - \log(S)$  - число БРТ с интегральным потоком выше некоторого значения как функция от этого параметра. Мы выбрали в качестве распределения зависимость от интегрального потока, т.к. при наличии данных с плохим временным разрешением, оно менее подвержено систематическим ошибкам, чем зависимость  $\log(N)-\log(F)$  – полное число событий от измеренного пикового потока. В последнем случае гораздо более жесткие требования накладываются на точность определения формы кривой блеска БРТ для того, чтобы гарантировать, что в процессе измерения был измерен именно пиковый поток, а не поток излучения от источника, когда он еще не достиг максимума или уже пошел на спад.

## **1.2. Экспериментальные данные**

Для построения распределения  $\log(N) - \log(S)$  мы использовали каталоги БРТ, полученные по данным рентгеновского монитора на спутнике Ariel-5, двух рентгеновских детекторов большой площади на спутнике HEAO-1, жесткого рентгеновского монитора WATCH на спутнике ГРАНАТ, а также данные наблюдений спутников ROSAT и Einstein.

**Ariel-5** ПМ83 опубликовали каталог БРТ, зарегистрированных в энергетическом диапазоне 2-18 кэВ с помощью рентгеновского монитора на спутнике Ariel-5. Эти события были зарегистрированы в течение одной или нескольких 100-минутных орбит спутника. Поток, измерявшийся быстро-вращавшимся спутником, интегрировался в 100-минутные точки и дает хорошую оценку полной энергии, испущенной БРТ. Таким образом, кривые блеска имеют 100-минутное временное разрешение. Предельная чувствительность на уровне  $5\sigma$  составляла около 20 мКраб за 100 мин. ПМ83 нашли, что  $\log(N)-\log(F)$  соотношение для пиковых потоков 27 зарегистрированных БРТ описывается степенным законом с показателем степени  $-0.8 \pm 0.5$ . ПМ83 оценили общее число таких БРТ выше их порога детектирования как 150-180 событий в год на всем небе.

**HEAO-1 A1 и A2.** Спутник HEAO-1 нес на себе два рентгеновских эксперимента – A-1 и A-2. Этот спутник сканировал небо, вращаясь вокруг своей оси с периодом 35 мин. Источники наблюдались один раз за скан в течение короткого интервала времени (10 сек для A-1 и 60 сек для A-2).

AB86 опубликовали результаты обзора HEAO-1 эксперимента A-1. Его детекторы были чувствительны в диапазоне 0.5-20 кэВ. В качестве критерия регистрации БРТ, AB86 выбрали избыток рентгеновского излучения над фоном в 12-часовом интервале. Были зарегистрированы 10 БРТ с пороговой чувствительностью ~4 мКраб. Распределение  $\log(N)-\log(F)$  согласуется со степенным законом с показателем степени  $-1.0 \pm 0.5$ . AB86 оценивали общее число таких БРТ, которые ярче их порога, как 1500-3000 событий в год, в предположении, что продолжительность типичного события больше, чем 1.5 часа.

Коннорс и др. 1986 (K86) опубликовали данные обзора HEAO-1 эксперимента A-2. Детекторы A-2 были чувствительны в диапазоне 2-20 кэВ. Было зарегистрировано 8 БРТ с потоком выше, чем 4-6 мКраб. Распределение  $\log(N)-\log(F)$  зарегистрированных событий описывается степенным законом с показателем степени  $-1.0 \pm 0.7$ , продолжительность задетектированных БРТ могла лежать в пределах 60-2000сек. Общее число таких БРТ, за один год на всем небе, оценивалось между  $10^4$  для событий длительностью 2000 сек. и  $3 \cdot 10^5$  для событий длительностью 60 сек.

**WATCH** ST99 опубликовали результаты наблюдений рентгеновского монитора всего неба WATCH на спутнике ГРАНАТ, который зарегистрировал 7 БРТ в диапазоне 8-15 кэВ. Временное разрешение WATCH достаточно высокое (несколько секунд) по сравнению с продолжительностью зарегистрированных событий (около 100 мин. для 3-х БРТ и порядка 1 дня для остальных). Типичный пиковый поток для этих БРТ составлял несколько сотен мКраб. Так как кривые блеска были измерены с высокой точностью, мы имеем хорошую оценку полного испущенного потока.

**ROSAT** Вихлинин (1998, В98) проводил поиски слабых рентгеновских всплесков (длительностью 10-300 сек) в данных наблюдений газовой пропорциональной камеры PSPC спутника ROSAT, которые проводились в режиме направленных наблюдений общей длительностью  $1.6 \cdot 10^7$  сек. Только жесткий энергетический канал (0.5-2 кэВ) использовался для этих поисков. Был зарегистрирован 141 всплеск с длительностями 100-300 сек. Поток в спокойном состоянии детектировался приблизительно от половины источников. 112 всплесков

были идентифицированы с Галактическими звездами. Один всплеск пришел от рентгеновской двойной LMC X-4, оставшиеся 28 событий не были идентифицированы, но для большинства из них были найдены звездopodobные компаньоны на Цифровом Обзоре Неба (Digital Sky Survey). Предельный полный поток для этих событий (длительностью 10-100 сек) соответствует  $2.6 \cdot 10^{-10}$  эрг/см<sup>2</sup> в диапазоне 0.5-2 кэВ. Мы перевели этот полный поток из диапазона ROSAT в диапазон 2-10 кэВ, предполагая Крабоподобный спектр (степень с показателем  $-2.05$ ) и пренебрегая галактическим поглощением. Это дает предельную чувствительность  $\sim 3.5$  мКраб\*сек. Оцениваемое число таких событий составляет  $10^6$  событий в год на все небо.

*Einstein* Готтхельф, Гамильтон и Гельфанд (1996, ГГГ96) описали регистрацию 42 слабых всплесков в данных детектора IPC спутника Einstein. Эти всплески имели потоки от  $10^{-10}$  эрг/см<sup>2</sup> до  $10^{-9}$  эрг/см<sup>2</sup> в диапазоне энергий 0.2-3.5 кэВ и имели продолжительность менее 10 сек. Их полное число в год на все небо соответствовало  $10^6$ . Однако ГГГ96 отметили, что только 18 из их событий, имевшие наиболее жесткий спектр, имели, без сомнения, космическую природу. Более мягкие события могли быть результатом послеимпульсов в детекторе.

На рис. 1.1. приведены значения основных параметров различных экспериментов, чьи данные использовались при построении распределения  $\log(N) - \log(S)$ , а именно: энергетических диапазонов, предельных чувствительностей, покрытия неба в долях полной небесной сферы и длительности сигнала, который идентифицировался как БРТ.

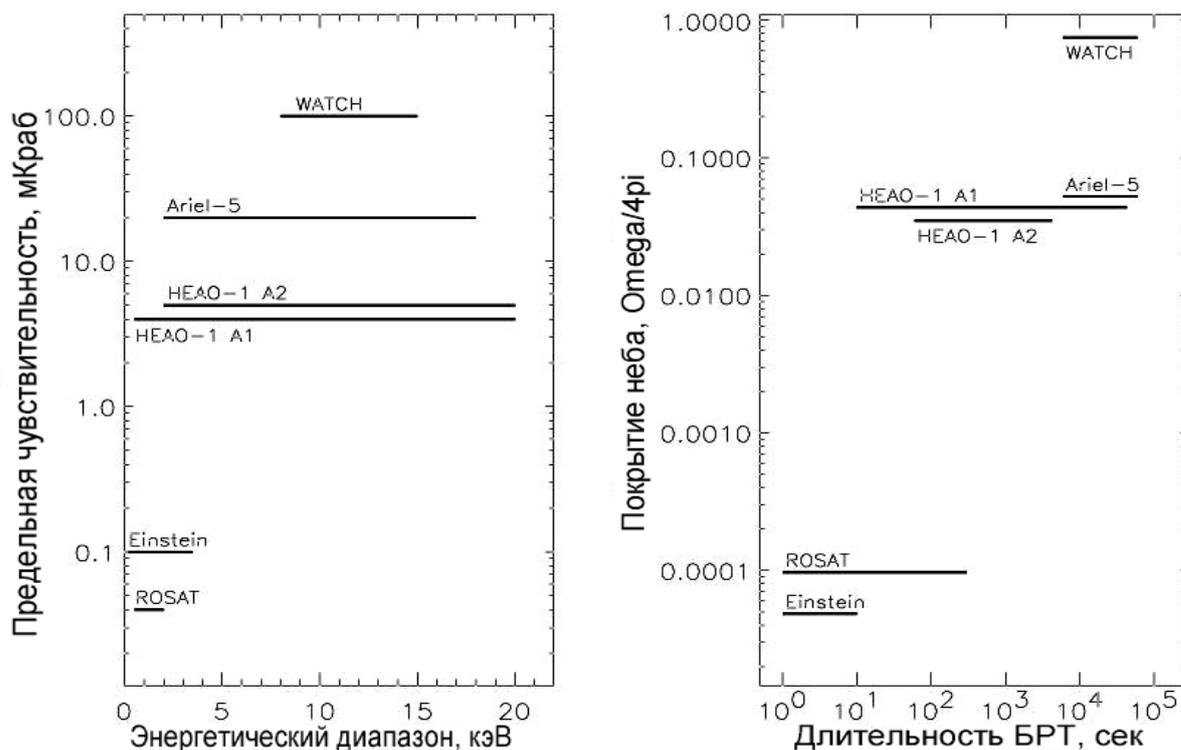


Рис. 1.1. Параметры различных экспериментов, данные наблюдений которых использовались для построения интегрального распределения число событий – полный поток. Слева – предельная чувствительность и энергетический диапазон, справа – доля неба, наблюдаемая в один момент времени и диапазон по длительности БРТ.

### 1.3. Анализ данных и параметры распределения

Мы начали наше исследование с анализа опубликованных данных для различных экспериментов. Мы использовали как опубликованные данные, так и в некоторых случаях результаты из публичных архивов. Однако так как результаты первоначальных исследований сильно зависят от особенностей индивидуальных экспериментов, их нельзя сравнивать непосредственно. Нам необходимо привести данные от отдельных экспериментов в более однородный вид.

Наш анализ будет проходить в двух направлениях: с одной стороны, мы будем фитировать степенным законом распределение  $\log(N)-\log(S)$  к экспериментальным данным. С другой стороны, мы выделим для каждого эксперимента модельно-независимое распределение числа событий от интегрального потока и обозначим их в пространстве  $\log(N)-\log(S)$ . В этом случае потребуется сделать несколько дополнительных предположений, обсуждаемых ниже.

Большинство из перечисленных экспериментов измеряли интегральный поток зарегистрированных событий, однако, оба эксперимента HEAO-1 регистрировали

события в случайный момент времени, поэтому их непосредственное использование для построения нашего распределения невозможно. Мы хотим здесь подчеркнуть, что результаты оценок  $\log(N)-\log(F)$ , приведенные в оригинальных работах АВ86 и К86, в частности, найденные значения показателей наклонов распределения, не имеют никакого физического смысла и, просто, ошибочны. Но результаты НЕАО-1 важны для нашего исследования, потому что они были способны зарегистрировать гораздо более слабые события, чем Ariel-5 и WATCH. Спутники ROSAT и Einstein детектировали еще более слабые БРТ, но эти эксперименты были чувствительны в более мягком энергетическом диапазоне и необходимо прикладывать дополнительную коррекцию, чтобы перевести их в диапазон 2-10 кэВ. Данные WATCH также нуждаются в дополнительной коррекции, т.к. WATCH не был чувствителен к мягким рентгеновским лучам, но в этом случае пересечение с энергетическими диапазонами других экспериментов больше и, следовательно, точность приложенной коррекции не так критична. При этом межзвездное поглощение, которым можно в большинстве случаев пренебречь при энергиях выше 2 кэВ, играет важную роль в случае ROSAT и Einstein, внося в результаты дополнительную неопределенность. Кроме того, В98 и ГГГ96 представили только интегральные значения для измеренных событий, так что у нас нет индивидуальных величин для каждого отдельного события.

Для фитирования мы использовали данные Ariel-5 (энергетический диапазон 2-18 кэВ, минимальный регистрируемый полный поток около 100 Краб\*сек), НЕАО-1 А-1 и А-2 эксперименты (энергетический диапазон 0.5-20 кэВ и 2-20 кэВ, минимально детектируемый интегральный поток, около 0.5 Краб\*сек), и WATCH (энергетический диапазон 8-15 кэВ, минимально детектируемый интегральный поток – несколько сотен Краб\*сек). Значения минимальных потоков даны для долгих событий с длительностью до 1 дня. Для коротких интенсивных событий, когда влияние фона мало, чувствительность перечисленных экспериментов намного выше.

Чтобы найти значения интегральных потоков по данным Ariel-5 и WATCH, мы использовали индивидуальные кривые блеска БРТ, приведенные в ПМ83 и СТ99. Чтобы включить данные НЕАО-1 в зависимость  $\log(N)-\log(S)$ , нам необходимо сделать некоторые предположения о продолжительности и форме кривой блеска для событий, зарегистрированных этим спутником. У нас есть только нижняя (продолжительность скана) и верхняя (период между двумя сканами) оценки длительности каждого события. Мы оценили полный поток для событий НЕАО-1, умножив измеренный поток на предполагаемую длительность события. Наша первоначальная оценка продолжительности события была взята как среднее геометрическое минимально

возможной продолжительности БРТ (обычно продолжительности скана 10-60 сек) и максимально возможной продолжительности БРТ, что составляет несколько часов для эксперимента А-1, и около 4000 сек для эксперимента А-2.

Для того чтобы получить количественные оценки числа транзиентов, мы предполагаем, что они распределены как  $N(>S)=N_0*S^{-\alpha}$ , где  $N_0$  – нормализация при интегральном потоке 1 Краб\*сек, и определяем значение параметров методом максимального правдоподобия. При этом мы предполагаем, что спектр событий соответствует спектру Краба, т.е. степенному спектру с фотонным индексом = -2. Минимальные детектированные потоки и оценки числа таких событий в год были взяты из исходных статей (AW86, C86, PM83, ST99).

Более детальное обсуждение покрытия небесной сферы, порогов и энергетических диапазонов детекторов приведены в оригинальных статьях. Параметры нашей модели, определенные методом максимального правдоподобия, приведены на рис. 1.2.

Известно, что многие вспыхивающие звезды генерируют короткие интенсивные рентгеновские всплески (Штрассмайер и др. 1993) с тепловым энергетическим спектром. Так как многие БРТ были идентифицированы со вспыхивающими звездами (AW86, C86), мы вычислили распределение БРТ, которое получится, если БРТ состоит из смеси событий с Крабовидным и тепловым спектрами. Смесь из 30% с тепловым спектром с  $kT=0.7$  кэВ и 70% БРТ с Крабовидным спектром максимизирует функцию правдоподобия в диапазоне значений по температурам от  $kT=0.5-4.5$  кэВ и долей тепловых всплесков в диапазоне от 0 до 100%.

Для такой смеси источников БРТ в качестве оценки параметров модели получаем показатель степени  $\alpha=0.95\pm 0.1$  и нормализацией  $N_0=(4\pm 1)*10^4$  при интегральном потоке 1 Краб\*сек. Консервативный предел на уровне  $3\sigma$  определяет этот диапазон значений параметров как  $\alpha=[0.7-1.2]$ ,  $N_0=[10^4-10^5]$ . В любом случае интенсивность генерации быстрых рентгеновских транзиентов велика: БРТ на всем небе происходят на уровне от десятков до сотен каждый день. Это на один или два порядка выше, чем количество классических гамма-всплесков (Коммерс и др. 1999).

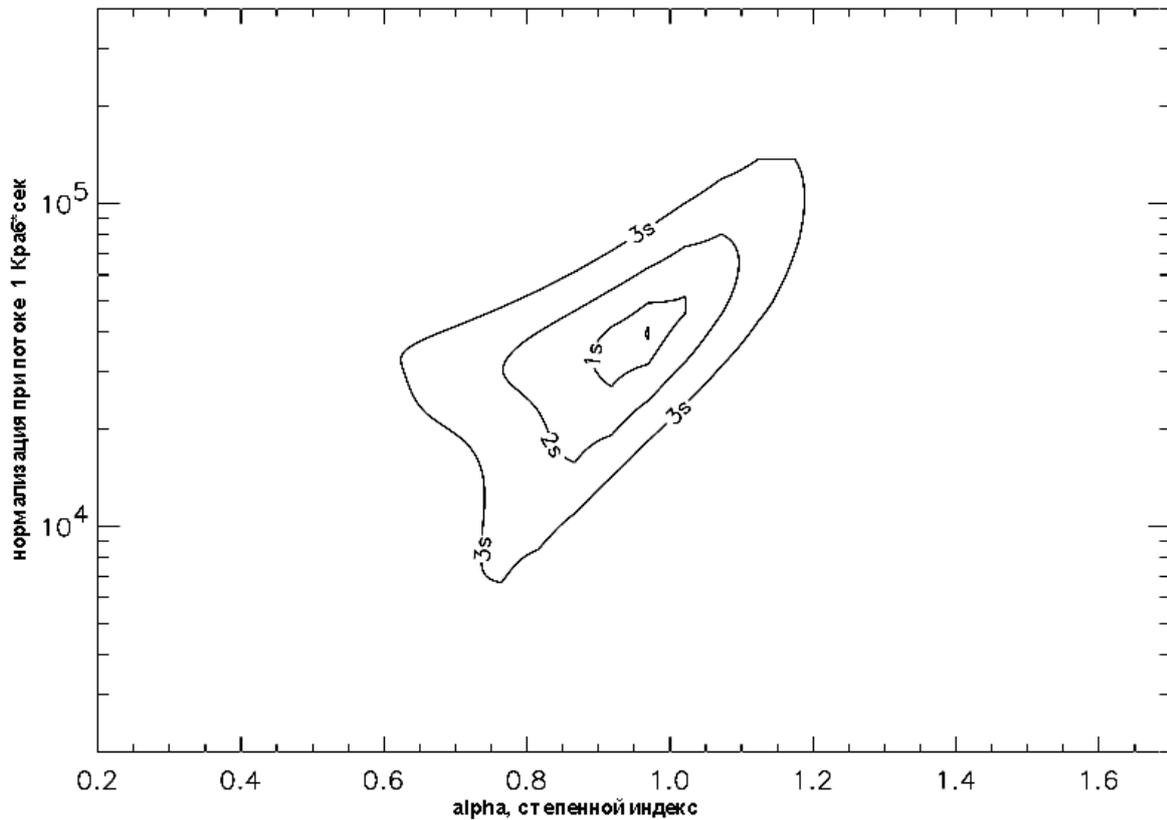


Рис. 1.2. Область доверительных значений параметров модели вида  $N(>S)=N_0*S^{-\alpha}$ , где  $N_0$  – нормализация при интегральном потоке 1 Краб\*сек, определенных методом максимального правдоподобия. Контурные линии показывают уровни значимости 1, 2 и 3  $\sigma$

Необходимо отметить, что невозможно определить, все ли события, которые формируют данное распределение, соответствуют определению, что они происходят только один раз. Если некоторые из БРТ генерируются на магнитных звездах, звездах типа RS CVn или других близких объектах, то они могут повторяться. Подобные повторные события могли бы быть видимы HEAO-1 или Ariel-5 и др., если бы эти инструменты обладали более широким покрытием неба или более длительным сроком жизни.

Распределение с полученными параметрами ( $\alpha=0.95\pm 0.1$  и  $N_0=4*10^4$ , 30% с тепловым спектром, с  $kT=0.7$  кэВ и 70% с Крабовидным спектром) показано на рис.1.3. Оно, в пределах погрешностей, совпадает с распределением, получаемым только для степенного спектра. Рис.3 также показывает сегменты распределения, наблюдавшегося отдельными экспериментами. Закрашенные области представляют 1 $\sigma$  ошибку для индивидуальных кривых  $\log(N)-\log(S)$  для каждого эксперимента, которая включает статистические ошибки и ошибки нормализации. Важно отметить, что хотя оценка полного числа событий в год со всего неба

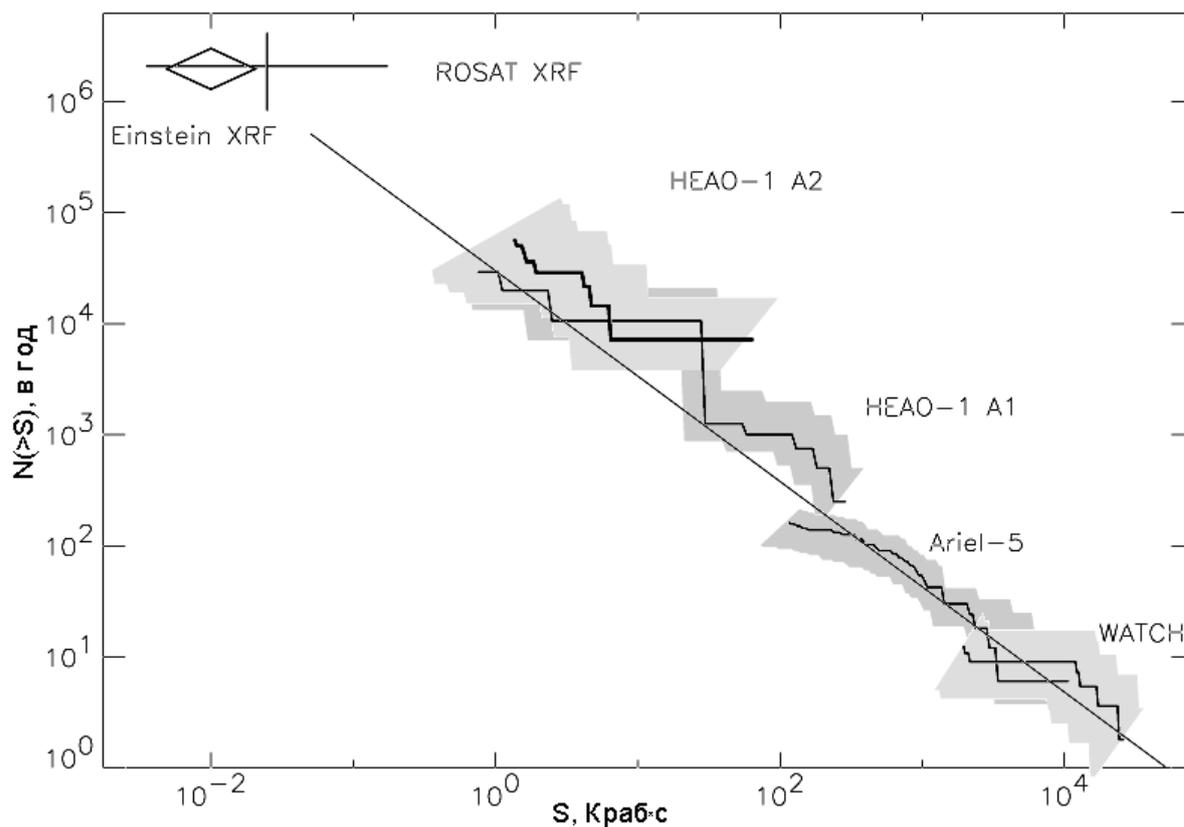


Рис. 1.3. Распределение  $\log(N)$ - $\log(S)$  быстрых рентгеновских транзиентов. Сплошная прямая линия – лучшая аппроксимация распределения БРТ вида  $N(>S) = N_0 * S^{-\alpha}$ , где  $N_0 = 4 * 10^4$ ,  $\alpha = 0.95$ , построенное по данным WATCH, Ariel-5 и HEAO-1. Закрашенные участки показывают области, включающие статистические и систематические ошибки, определенные по индивидуальным экспериментам.

зависит от предполагаемой длительности событий, зарегистрированных экспериментами, форма распределения  $\log(N)$ - $\log(S)$  гораздо менее чувствительна к этому предположению. Если мы предположим, что события, зарегистрированные детекторами спутника HEAO-1, были короткими, тогда их полный поток будет малым, но при этом их темп генерации будет существенно выше, чтобы можно было обеспечить зарегистрированное количество. С другой стороны, если события были длинными, то их индивидуальный полный поток будет существенно выше, но при этом их темп генерации должен быть существенно ниже. Как результат, произведение числа событий  $N$  на их полный поток  $S$  остается постоянным, что означает, что  $N(S) \propto S^{-1}$ .

Данные экспериментов ROSAT, представленные B98 и *Einstein*, приведенные в ГГГ96, не использовались для определения суммарного распределения  $\log(N)$ - $\log(S)$ . Однако они также представлены на рис.1.3. Мы пересчитали интегральные потоки, измеренные в диапазоне энергий ROSAT в диапазон 2-10 кэВ, предполагая Крабоподобный спектр и пренебрегая межзвездным поглощением. Диапазон

интегральных потоков, зарегистрированных В98, составил 3.5-200 мКраб\*сек. Мы оцениваем общее число таких событий в год, для которых ROSAT не обнаружил непрерывного, постоянного излучения, как  $2 \cdot 10^6$  событий в год и событий, для которых не были найдены оптические компоненты, как  $4 \cdot 10^5$  событий в год. Мы взяли эти величины как верхний и нижний пределы для данных интегральных потоков (показано как крест на рис.1.3). Данные *Einstein* (показаны как ромб) также были конвертированы в диапазон 2-10 кэВ, предполагая Крабоподобный спектр, что согласуется со спектральной формой, найденной ГГГ96 для жестких событий.

Интегральное распределение может быть аппроксимировано степенным законом с показателем степени  $-1.0(+0.2/-0.3)$ , в то время как однородное распределение источников в пространстве должно иметь показатель степени  $-1.5$ . Наша оценка показателя степени не противоречит оценке  $-0.8$ , полученной ПМ83 из данных Ariel-5 для пиковых потоков (распределение  $\log(N)-\log(F)$ ). Однако, используя данные нескольких экспериментов, мы смогли на несколько порядков расширить это распределение в сторону малых интегральных потоков. Экстраполяция зависимости  $\log(N)-\log(S)$  в сторону малых интегральных потоков хорошо согласуется с данными ROSAT и *Einstein*, которые мы получили из оригинальных оценок В98 и ГГГ96.

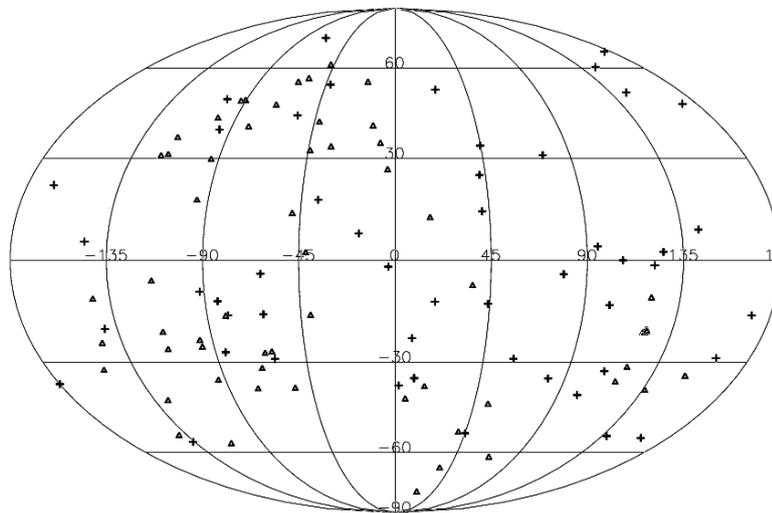


Рис. 1.4. Пространственное распределение БРТ, включенных в распределение  $\log(N)-\log(S)$  на рис. 1.3. Кресты означают события Ariel-5, HEAO-1 и WATCH, треугольники – ROSAT и Einstein.

Рис.1.4. показывает небесное распределение тех же событий (Ariel, HEAO и WATCH отмечены крестами, а ROSAT и *Einstein* - треугольниками). Распределение по небу согласуется с изотропным распределением. Дипольный момент этого

распределения по направлению к Центру Галактики равен  $0.07 \pm 0.08$ , а квадрупольный момент  $0.31 \pm 0.04$  (тогда как при изотропном распределении дипольный момент равен 0, а квадрупольный –  $1/3$ ). Мы не нашли значимой анизотропии ни для какого либо из отдельных наборов данных. Однако мы должны отметить, что нет доступных надежных карт экспозиции для данных экспериментов, что не позволяет делать какие-либо заключения об отсутствии дисковой популяции в этих данных.

#### ***1.4. Возможность формирования у изотропно и однородно распределенных источников интегрального распределения с показателем степени ‘-1’***

Первоначальные идентификации источников БРТ продемонстрировали, что мы, вероятно, имеем смесь близких (вспыхивающие звезды) и внегалактических (связанных с гамма-всплесками) событий ПМ83, АВ86. Небесное распределение таких источников для обеих популяций должно быть изотропным. Это согласуется с измеренным пространственным распределением БРТ (рис. 1.4). Однако отсутствие надежных карт экспозиции для экспериментов, проводивших эти измерения, и возможные эффекты селекции оставляют место для существования дисковой и других Галактических популяций. Более того, мы получили, что наклон интегральной зависимости число событий – интегральный поток равен  $-1$ . Такой наклон соответствует дисковой популяции. Для источников, распределенных в пространстве изотропно и однородно, показатель степени должен составлять  $-3/2$ . Ниже показано, как можно разрешить получившееся противоречие.

Можно предположить, что получившийся более плоский наклон вызван наличием дополнительной компоненты, которая распределена неоднородно и неизотропно. Наиболее естественные кандидаты для такой дополнительной компоненты БРТ – мало-массивные рентгеновские двойные (LMXB). Корнелизе и др. (2002б) анализировал данные ВерроSAX и нашел несколько рентгеновских всплесков 1-го рода из пустых мест, откуда не наблюдалось постоянного излучения вплоть до уровней в несколько мКраб. Коччи и др. (2001) предположил, что это новый класс барстеров с малой постоянной светимостью. Корнелизе и др. (2002б) показал, что все детектированные из «пустых» мест всплески, на самом деле принадлежат к источникам такого класса и следуют распределению рентгеновских мало-массивных двойных систем. Так как маломассивные двойные концентрируются к Галактическому Балджу (см. например Гримм и др. 2002), любые дополнительные БРТ, связанные с этими

источниками, должны концентрироваться к Галактическому Центру. Однако многие ранние рентгеновские обзоры имели большие проблемы в наблюдении этой части неба (Варвик и др. 1981). Их точность локализации была невелика, и любой БРТ, пришедший из густонаселенной области неба, был бы приписан к уже известному рентгеновскому источнику. Таким образом, число рентгеновских маломассивных двойных, с низкой постоянной светимостью и испускающих рентгеновские всплески первого рода, должно быть достаточно многочисленно, чтобы их смогли зарегистрировать эти эксперименты. Емельянов и др. (2001) показали, что наблюдения телескопом ТТМ области Галактического Балджа вводят сильные ограничения на функцию число барстеров \* частота всплесков от барстера, т.е., что произведение числа маломассивных двойных с низкой светимостью на частоту всплесков является малой величиной. Если же БРТ, которые распределены согласно распределению Галактического Балджа, составляют меньше, чем несколько процентов от общего числа зарегистрированных БРТ, то их наличие не определяется с помощью статистических тестов. Например, тест Колмогорова-Смирнова не показывает наличие 3% популяции источников, сконцентрированных в Балдже, как статистически значимое. Отклонения однородного пространственного распределения будут также маскироваться слабой чувствительностью первоначальных экспериментов для того, чтобы быть способными найти БРТ на малых Галактических широтах (см. обсуждение наложения источников на малых галактических широтах у Ariel-5 (Варвик и др. 1981))

Однако, показатель степени финального распределения  $\log(N)-\log(S)$  может отличаться от  $-3/2$  и в случае источников изотропно и однородно распределенных в пространстве. Наши две наиболее надежно идентифицированные популяции БРТ – гамма-всплески и вспыхивающие звезды, хотя и распределены однородно и изотропно, могут генерировать распределение  $\log(N)-\log(S)$  с индексом значительно более плоским, чем  $-3/2$ , как можно было бы ожидать для случая «стандартных свечей». В случае гамма-всплесков, известно, что распределение становится более плоским в результате космологических эффектов. Даже более сильное влияние на БРТ, генерируемые гамма-всплесками, оказывает широкое распределение  $R_{X/\gamma}$  (см. главу 2). Ниже мы продемонстрируем, что ближайшие вспыхивающие звезды также производят распределения более плоские, чем  $3/2$ .

Спутник EXOSAT наблюдал 22 вспыхивающих звезды позднего типа (dMe-dKe) вблизи Солнца (на расстоянии 2-20 пк) в энергетическом диапазоне 1-10 кэВ. Паллавичини и др. (1990) нашли, что эти звезды генерируют рентгеновские вспышки с общим энерговыделением в диапазоне от  $10^{30}$  до  $10^{34}$  эрг и распределением  $N(>E) \propto E^{-3/2}$

<sup>0.7</sup>. Тогда дифференциальное частотно-вспышечное распределение соответствует степенному закону с показателем  $N(E) \propto E^{-1.7}$ . Сходная функция распределения наблюдалась для распределения энергий Солнечных вспышек (степенной индекс 1.8, Гершберг (1989), либо 2.0 – Верониг и др. (2002)), и для оптических вспышек на карлике М-типа, звезде AD Leo.

Интегральное распределение рентгеновских вспышек от вспыхивающих звезд дается формулой (1.2).

$$N(> S) \propto \int_{r=R_{\min}}^{\infty} \int_{E=4\pi r^2 S}^{\infty} n(r, E) dE dr \quad (1.2.)$$

где  $n(r, E) \propto r^{-2} E^{-\gamma}$  – функция дифференциального распределения рентгеновских вспышек от вспыхивающих звезд,  $E$  – энергия вспышки,  $R_{\min}$  – расстояние до ближайшей вспыхивающей звезды,  $S = E / (4\pi r^2)$  – измеренный интегральный поток. Это распределение выполняется для источников, однородно распределенных в пространстве (что определенно выполняется для звезд на расстоянии до 100 парсек), с дифференциальной функцией распределения частоты вспышек от их энергии, описываемых степенным законом  $E \propto E^{-\gamma}$ . Легко показать, что выполняется (1.3.)

$$\int_{E=4\pi r^2 S}^{\infty} E^{-\gamma} dE = (4\pi r^2 S)^{-\gamma+1} \propto r^{2-2\gamma} S^{1-\gamma} \quad (1.3.)$$

Подставляя  $\gamma = \alpha + 1$ , где  $\alpha$  – индекс кумулятивного распределения частота-полная энергия вспышки, получаем (1.4).

$$N(> S) \propto S^{-\alpha} \int_{r=R_{\min}}^{\infty} r^{2-2\alpha} dr \quad (1.4.)$$

Если динамический диапазон энергий вспышек находится в диапазоне  $[E_{\min}, E_{\max}]$  больше, чем динамический диапазон квадратов расстояний  $[R_{\min}^2, R_{\max}^2]$ , тогда для диапазона наблюдаемых интегральных потоков  $S = [E_{\min}/R_{\min}^2; E_{\max}/R_{\max}^2]$ , наклон интегральной функции  $N(> S)$  будет таким же, как наклон интегральной функции частоты от энергии вспышки  $N(> E) \propto E^{-\alpha}$ .

Данные EXOSAT подтверждают, что  $N(> E) \propto E^{-0.7}$  как минимум для диапазона  $E_{\max}/E_{\min} = 10^4$  (Палавичини и др. 1990). Так, например, если  $R_1^2/R_2^2 = 100$ , тогда динамический диапазон полных потоков, в котором  $N(> S) \propto S^{-0.7}$ , составляет  $S_1/S_2 = 100$ .

Интегрируя по полному диапазону дистанций (2-100 пс) и энергий вспышек ( $10^{31}$ - $10^{34}$ ), мы получаем, что интегральное распределение  $N(> S)$  от вспыхивающих

звезд с возрастанием полного потока будет медленно укрупняться от  $-\alpha$  до  $-3/2$  (рис.1.5). Очевидно, что это распределение имеет резкий завал в области больших интегральных потоков. Отметим, что около 3 порядков потоков это распределение близко к степенному закону с индексом  $\sim -0.6 \sim -\alpha$ .

Таким образом, внутреннее распределение энергий вспышек определяет поведение наблюдаемого  $\log(N)-\log(S)$  распределения интегральных потоков для звездной составляющей БРТ. Интегральные потоки в единицах Краб\*сек в диапазоне 2-10 кэВ соответствуют энергии вспышки как  $3 \cdot 10^{30}$  эрг \*  $M[\text{Краб*сек}] \cdot D[\text{пк}^2]$ . Детекторы на спутнике НЕАО-1 имели порог детектирования около 1 Краб\*сек, тогда как рентгеновский монитор Ariel-5 – около 100 Краб\*сек. В результате НЕАО-1 мог регистрировать вспышки с энергиями  $E > 10^{31}$  эрг от источников, расположенных на расстоянии 2 пк, и наиболее энергичные вспышки на расстоянии до 100 пс. Ariel-5 мог детектировать вспышки с  $E > 10^{33}$  эрг на расстоянии 2 пк и наиболее энергичные вспышки с расстояния 10 пс. Принимая, что плотность звезд в районе Солнца составляет  $\sim 0.1$  звезды на кубический парсек, и предполагая, основываясь на стандартной 3-х компонентной модели Галактики (Бахалл и Сонерия, 1986), что звезды распределены однородно на расстояниях вплоть до 100 пс в районе Солнца, НЕАО-1

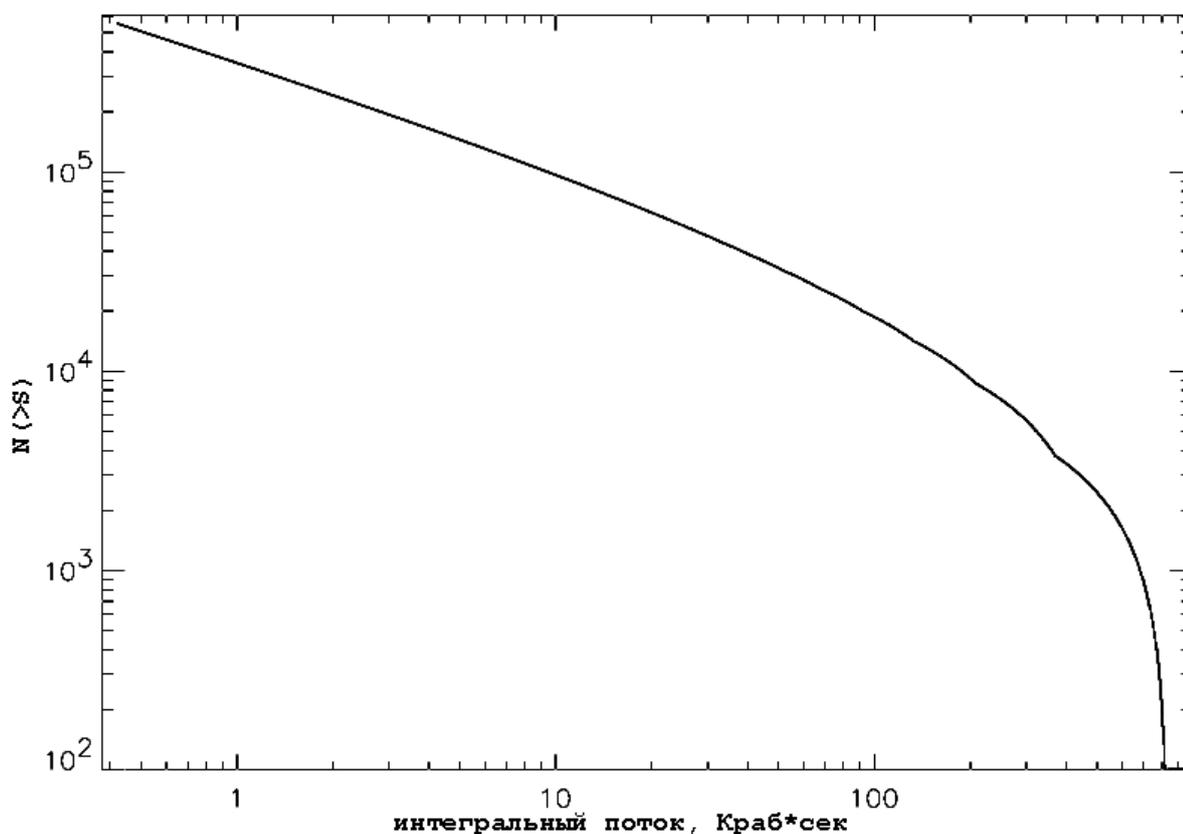


Рис. 1.5. Ожидаемое распределение  $\log(N)-\log(S)$  для БРТ, произведенных вспыхвающими звездами в окрестности Солнца. Наклон кривой в области малых интегральных потоков определяется не результатом

*пространственного распределения источников, а результатом внутреннего распределения интегральных потоков вспышек в индивидуальных источниках.*

могла детектировать рентгеновские вспышки от  $4 \cdot 10^5 \cdot K_{63}$  вспыхивающих звезд, а Ariel-5 от  $400 \cdot K_{63}$  вспыхивающих звезд. Каталог хромосферно активных звезд (Штрасмайер и др. 1993) включает 3 звезды ближе, чем 10 пк, тогда как Паллавичини и др. (1990) наблюдали 12 вспыхивающих звезд в пределах 10 пк. Основываясь на этих данных, мы принимаем, что  $K_{63}=0.02$  это оценка доли звезд типа dMe-dKe вблизи Солнца. В таком случае HEAO-1 регистрирует вспышки от  $10^4$  звезд, тогда как Ariel-5 только от 10 звезд. Так как эксперименты HEAO-1 были чувствительны к более слабым событиям, чем Ariel-5, и так как БРТ от вспыхивающих звезд в среднем слабее, чем от звезд типа RS CVn, то мы ожидаем, что отношение между зарегистрированными звездами позднего типа и звездами типа RS CVn должно возрастать, когда мы движемся от диапазона Ariel-5 к диапазону HEAO-1. Это согласуется с идентификацией, предложенной авторами исследований. Тогда как эксперименты HEAO-1 (AB86, K86) отождествили 10 своих источников со вспыхивающими звездами, Ariel-5 (ПМ83) отождествил с ними только 1 событие.

Суммируя, можно сказать, что в широком диапазоне интегральных потоков внутреннее распределение энергий вспышек преобладает над геометрическим фактором, так что стандартное распределение  $-3/2$ , ожидаемое для «стандартной свечи», т.е. источников с одинаковым энерговыделением, не реализуется. Даже для однородно распределенных источников естественным образом получается более плоский индекс распределения БРТ

### ***1.5. Вероятный состав БРТ и их распределение по интегральным потокам***

Временные масштабы и энергетические спектры БРТ различны. Их длительности находятся в пределах от секунд до часов, а спектры меняются от очень жестких ( $kT > 20$  кэВ, Раппапорт и др. 1976) до очень мягких ( $kT \sim 1$  кэВ, Сванк и др. 1978). ПМ83 предположили, что большинство временных профилей могут быть разделены на различные классы, что предполагает различные классы и для источников БРТ. Немногие идентификации БРТ, выполненные к настоящему времени, подтверждают гетерогенную природу БРТ. Попробуем описать вероятный состав БРТ и их положение на диаграмме  $\log(N)-\log(S)$ .

Нижний правый угол найденной зависимости  $\log(N)-\log(S)$  (рис.1.3.) сформирован несколькими событиями, с продолжительностью до одного дня, которые в основном наблюдались WATCH (KT99). Объект типа  $\tau$  Тельца был предложен KT99 как вероятный источник для одного из этих событий, тогда как в качестве источников остальных БРТ были предложены рентгеновские двойные. Недавно было найдено, что некоторые рентгеновские двойные генерируют короткие, мощные вспышки, которые могли быть классифицированы как БРТ. Для примера вспышка V4641 Sgr интенсивностью до 12.2 Краб в диапазоне 2-12 кэВ наблюдалась монитором ASM спутника RXTE (Смит и др. 1999) в течение 1 дня. Вспышку от этого же источника наблюдали ВерроSAX и RXTE/PCA (Инт Занд и др. 2000б; Вийджанс, Ван дер Клис 2000). Функция масс системы говорит, что это массивная рентгеновская двойная с черной дырой (Орош и др. 2000). Немного более длительный выброс продолжительностью около 2 дней продемонстрировал другой источник - CI Cam, также открытый RXTE (Смит и др. 1998; Ревнивцев, и др. 1999).

Рентгеновские супервсплески первого типа, которые длятся от 30 мин до 3 часов, были недавно обнаружены от нескольких мало-массивных рентгеновских двойных (Корнеллис и др. 2000; Вийджанс 2001). События такого типа могли быть задетектированы экспериментами с плохим угловым разрешением как интенсивные БРТ. Эти или подобные им источники могут быть ответственны за правый-нижний угол  $\log(N)-\log(S)$  кривой БРТ.

Инт Занд и др. (1998) и Каптейн и др. (2000) сообщили об открытии рентгеновских всплесков первого типа из «пустых» мест. Такие всплески, наблюдавшиеся из мест, откуда не наблюдалось постоянного излучения, естественным образом могли быть классифицированы как БРТ. Источником таких всплесков могут быть рентгеновские двойные, содержащие нейтронную звезду и обладающие низким темпом аккреции. Мы можем оценить, сколько таких всплесков из «пустых» мест наблюдается за год на всем небе, если воспользуемся данными ВерроSAX (Инт Занд 2001). ВерроSAX наблюдал область Галактического Центра в течение  $T_{набл}=4*10^6$  сек и зарегистрировал около 1500 рентгеновских всплесков первого типа от  $N_b=31$  источника. За это же время наблюдалось  $B_e=4$  рентгеновских всплеска первого типа из 4-х «пустых» мест (рентгеновских барстеров без детектируемого постоянного излучения). Если все эти события произошли на малоаккрецирующих рентгеновских нейтронных звездах (например, с рентгеновской светимостью меньше, чем несколько процентов от Эддингтоновской светимости), и их пространственное распределение следует пространственному распределению нормальных рентгеновских барстеров, мы

можем оценить общее число рентгеновских вспышек из «пустых» мест со всего неба за год, как:  $N_{\text{неба}} = (I_{200}/T_{\text{набл}}) * (N_v/N_b) * B_e \sim 50$  событий, где  $N_v \sim 50$  – полное число известных барстеров. Если распределение малоаккрецирующих рентгеновских нейтронных звезд изотропно и однородно, то число вспышек из «пустых» мест будет на порядок величины выше. (Более точный и детальный анализ этого вопроса будет проведен в главе 3.) Полный поток от таких вспышек может быть сравним с полным потоком от двойных звезд типа RS CVn, достигая 50 – 100 событий на небо в год, в диапазоне 10 – 1000 Краб \* сек.

ПМ83 идентифицировали значительную долю (6 из 27) быстрых рентгеновских транзиентов, зафиксированных монитором Ariel-5 с двойными системами типа RS CVn. Другой объект типа RS CVn был предложен в качестве вероятного источника БРТ АВ86. Двойные системы RS CVn формируются холодным гигантом или суб-гигантом с активной короной и менее массивным компаньоном, находящимся на тесной синхронной орбите. Двойные типа RS CVn производят рентгеновские всплески с пиковым потоком  $\sim 10^{32}$  эрг/сек и длительностью 1-10 часов. Всплески от ближайших рентгеновских RS CVn двойных могут иметь полный поток такой величины, который поместит их в среднюю часть нашей зависимости. Это полностью верно для идентификации, предложенной ПМ83 и АВ86.

Наш анализ рентгеновского излучения от гамма-всплесков (глава 2) показывает, что они вносят основной вклад в  $\log(N)-\log(S)$  зависимость БРТ в районе 100-1000 Краб\*сек. Хейзе и др. (2000) сообщили, что около 70% из всех БРТ, зарегистрированных ВерроSAX, связаны с гамма-всплесками, т.е. являются либо гамма-всплесками, либо рентгеновскими вспышками. Наша лучшая оценка числа БРТ, вызванных гамма-всплесками (РДГВ), показывает, что максимальная доля таких событий может достигать 20-30%. Однако, принимая во внимание многочисленные неопределенности в обоих исследованиях, мы можем заключить, что эти результаты не противоречат один другому и не противоречат оценкам Гриндлея (1999). Мы отмечаем, что ВерроSAX задетектировал  $\sim 1.5 * 10^3$  термоядерных всплесков от  $\sim 35$  источников. Некоторые из этих всплесков могли быть идентифицированы более ранними экспериментами типа Ariel-5 как БРТ, что могло увеличить число БРТ и уменьшить в них долю гамма-всплесков. Наши оценки БРТ, связанных с гамма-всплесками, согласуются с результатами ROSAT (Грейнер и др. 2000) на более низких полных потоках. Мы показали (рис.1.9.), что вклад рентгеновского излучения классических BATSE гамма-всплесков существенно уменьшается в области малых полных потоков. В этой области должны преобладать другие источники БРТ.

К86 определил, что 6 из 10 БРТ являются вспышками от звезд позднего типа dMe-dKe, т.е. от M или K карликов с сильными Бальмеровскими линиями. АВ86 также идентифицировали 3 из 10 БРТ, зарегистрированных детекторами А1 спутника НЕАО-1 со вспыхивающими звездами. Рентгеновские вспышки dMe-dKe достигают пиковых потоков  $10^{28}$ - $10^{32}$  эрг/сек и длительности от минут до часа. Их спектры достаточно мягкие (чернотельная температура  $\sim 1$ кэВ), и они должны быть легко наблюдаемы детекторами спутника ROSAT. В самом деле, В98 нашел звездopodobные компоненты у 132 из 141 задетектированного БРТ. Мы, следовательно, можем предположить, что наименее интенсивную и наиболее многочисленную часть распределения  $\log(N)$ - $\log(S)$  формируют близлежащие вспыхивающие звезды. Существует, однако, доля БРТ с малым полным потоком, которые не связаны со звездными объектами. Тогда как вклад классических гамма-всплесков в этой области должен быть незначительным, другой тип источников может доминировать в этом регионе. «Гамма-тихие гамма-всплески» могут возникнуть несколькими разными способами (Мак Файден и Вуусли, 1999, Месзарос и Грузинов 2000). Недавние результаты ВерроSAX (Киппен и др. 2001) показали, что некоторые гамма-всплески, слабые в стандартном диапазоне триггеров BATSE (50-300кэВ), обладают достаточно сильным рентгеновским излучением. Из 53 гамма-всплескоподобных транзиентов, чье рентгеновское излучение было зарегистрировано широкоугольной камерой на борту ВерроSAX, 17 из них не были зарегистрированы гамма-всплесковым монитором ВерроSAX, который регистрирует всплески с энергиями в диапазоне 40-400кэВ. Киппен и др. (2001) нашел, что 9 из этих БРТ также были записаны в данных BATSE, хотя и не активировали его бортовые триггеры. Согласно Сазонову и др. (1998) 10% из событий WATCH имели значимый сигнал в диапазоне 8-20 кэВ, но при этом не были задетектированы в данных более жесткого диапазона. Наш анализ (см. главу 2) подтверждает, что события, не активировавшие бортовые триггеры BATSE, вносят незначительный вклад только в часть распределения  $\log(N)$ - $\log(S)$  с малыми полными потоками, если они следуют тому же распределению  $R_{X/g}$ , как и события, активировавшие бортовые триггеры. Однако гамма-всплескоподобные события с более мягким спектром могут быть более значимыми при еще более низких полных потоках.

Внегалактические источники также могут генерировать БРТ. Рентгеновская переменность является фундаментальным свойством Ядер Активных Галактик. За последнее десятилетие было найдено, что объекты BL Lac (блазары) демонстрируют сильную коррелированную переменность в рентгеновских и ТэВ гамма-лучах на

коротких временных отрезках от дней до часов (Катанезе и др. 1997; Марашаи и др. 1999). Ярчайшие из таких событий могли быть задетектированы как БРТ.

## Глава 2.

### **Рентгеновское излучение гамма-всплесков и их вклад в распределение быстрых рентгеновских транзиентов**

Связь между БРТ и гамма-всплесками заслуживает отдельного рассмотрения. В результате измерений сопутствующего рентгеновского излучения гамма-всплесков, проведенных Ginga и WATCH (Штрамайер и др. 1998, Сазонов и др. 1998) и открытием ВерроSAX послесвечений гамма-всплесков (Пиро и др. 1998), стало очевидно, что гамма-всплески могут излучать значительную часть энергии в рентгеновском диапазоне (см. Фронтера и др. 2000a). Это излучение совпадает по времени с гамма-всплеском (мгновенное рентгеновское излучение) и продолжается после окончания гамма-всплеска (рентгеновское послесвечение). Интересно, что первое предсказание существования послесвечения гамма-всплесков «было сделано» в 1860 году известным математиком Льюисом Кэролом (см. эпиграф к части 1).

Недавно ВерроSAX обнаружил новый тип событий, подобных гамма-всплескам, но с очень малой эмиссией в гамма-диапазоне, либо полным ее отсутствием. При этом сильное излучение наблюдалось в рентгеновском диапазоне (Хейзе и инт Занд 2001, Хейзе и др. 2001). Эти события были выделены в особый класс, предположительно со своим собственным источником и механизмом генерации, отличным от классических гамма-всплесков, и названы рентгеновскими вспышками РВ (Хейзе и инт Занд 2001). Однако, Киппен и др. (2001, 2002) предположили, что это - подкласс обычных гамма-всплесков, который гладко сопрягается с ними по своим параметрам. Было оценено, что такие рентгеновско-богатые гамма-всплески составляют около 30% от всех гамма-всплесков (Киппен и др. 2002). Производятся ли рентгеновские вспышки теми же источниками, что и гамма-всплески, или, по крайней мере, они различаются в некоторых случаях, пока не ясно (см. однако, последние наблюдения гамма-всплесков спутником НЕТЕ-2). Сравнение гамма-всплесков и рентгеновских вспышек подвержено эффектам селекции, учитывая тот факт, что наблюдавшиеся рентгеновские вспышки были выделены в рентгеновском диапазоне, тогда как нормальные гамма-всплески – в гамма-диапазоне.

В любом случае, рентгеновское излучение от гамма-всплесков может вносить значительный вклад в статистику БРТ, причем, доля этого вклада может зависеть от величины интегрального потока рентгеновского излучения гамма-всплеска (и БРТ). Для этого необходимо знать, какой поток в рентгеновском диапазоне можно ожидать от гамма-всплеска с определенным потоком в гамма-диапазоне. Чтобы оценить эту величину, мы попробуем найти распределение отношения  $R_{X/\gamma}$  интегрального потока рентгеновского излучения гамма-всплеска в рентгеновском диапазоне 2-10 кэВ к интегральному потоку в диапазоне 50-300 кэВ.

### 2.1. Экспериментальные данные

Чтобы оценить долю гамма-всплесков, которые могут вносить вклад в статистику БРТ и величину их вклада в эту статистику, найти распределение отношения излучения в рентгеновском к излучению в гамма-диапазоне  $R_{X/\gamma}$ , и попытаться ответить на вопрос, являются ли РВ непрерывным продолжением гамма-всплесков в рентгеновский диапазон из гамма-диапазона или это отдельный класс событий, мы использовали данные следующих экспериментов

**WATCH** Сазонов и др. (1998) зарегистрировал с помощью жесткого рентгеновского монитора WATCH на спутнике ГРАНАТ 95 коротких событий в диапазоне энергий 8-60 кэВ. 86 из них наблюдались другими экспериментами, которые классифицировали их как гамма-всплески. WATCH локализовал 47 из этих событий с точностью лучше, чем 1 градус.

**ROSAT** Грейнер и др. (2000) искал послесвечения гамма-всплесков в данных обзора всего неба ROSAT. Во время обзора телескоп сканировал все небо с периодом около 95 мин, наблюдая один источник в диапазоне от 10 до 30 сек. Предельная чувствительность за один скан составляет  $10^{-12}$  эрг /см<sup>2</sup> /сек. Грейнер и др. (2000) приложил специальные требования, чтобы выделить вероятные послесвечения, и таким образом выделил 23 события. Более тщательная проверка показала, что около 14 вероятных кандидатов являются, на самом деле, звездами поздних типов класса M-dMe. При менее жестких критериях отбора, было найдено еще больше кандидатов на послесвечения, большинство из которых оказались вспыхивающими звездами.

**Ginga** Штромайер и др. (1998) представили спектральные фиты и отношения излучения в рентгеновском к излучению в гамма-диапазоне  $R_{X/\gamma}$  для 22-х гамма-всплесков, наблюдавшихся рентгеновским и гамма-мониторами спутника *Ginga* в диапазоне энергий 2-400 кэВ.

**BATSE** На сегодняшний день данные детектора гамма-всплесков BATSE на борту спутника CGRO являются наиболее обширными. Гамма-всплески BATSE представлены в 4-м и «текущем» каталогах BATSE. В этих каталогах наиболее надежно определены данные интегральных потоков в диапазоне энергий 50-300 кэВ. Недавно был опубликован каталог ярких всплесков BATSE Приисом и др. (2000, П2000). Два исследования, проведенные Коммерсом и др. (1999) и Штерном и др. (2001), показали, что база данных BATSE содержит почти такое же число гамма-всплесков, которые не включили бортовые триггеры всплесков, как и те, которые их активировали. По очевидным причинам гамма-всплески, которые не активировали бортовые триггеры, в среднем слабее, чем те, которые активировали бортовые триггеры (см. рис.8 из Штерн и др. 2001). Мы использовали оба набора гамма-всплесков, чтобы получить  $\log(N)$ - $\log(S)$  распределение гамма-всплесков в гамма-диапазоне.

Спектральные фиты 53 гамма-всплесков, зарегистрированных BATSE, были опубликованы Бандом и др. (1993). Используя каталог П2000, мы вычислили спектральные параметры и оценили значения  $R_{X/\gamma}$  еще для 81 всплеска, задетектированного BATSE.

**BeppoSAX** Мы использовали наблюдения послесвечений гамма-всплесков, выполненных широкоугольными рентгеновскими камерами и гамма-монитором спутника *BeppoSAX* (Фронтера и др. 2000а) для наших оценок доли БРТ, связанных с гамма-всплесками. Фронтера и др. (2000а, 2000б, 20001), Инт Занд и др. (1999, 2000а, 20001), Пиан и др. (2001) и Никастро и др. (20001) представили измерения интегральных потоков рентгеновского и гамма-излучения гамма-всплесков в диапазонах 2-10 кэВ и 40-700кэВ, измеренных *BeppoSAX*. Мы используем эти данные для оценки  $R_{X/\gamma}$ . Хотя мы обсуждаем статистику гамма-всплесков и РВ, представленную Хейзе, Инт Зандом и Куулкерсом (2000), Хейзе и др. 2001 и Хейзе и инт Зандом 2001, однако, мы не включили их в наш анализ, т.к. их данные по РВ представлены в таком виде, что мы не могли их использовать.

*RXTE ASM* и *KONUS/Wind* Смит и др. (2001) представил данные измерений интегральных потоков *RXTE ASM* и *KONUS/Wind* в диапазонах 1.5-12 кэВ и 50-200 кэВ для 14 гамма-всплесков, зарегистрированных обоими инструментами. Мы использовали эти данные для наших оценок  $R_{X/\gamma}$ .

## 2.2. Рентгеновское излучение гамма-всплесков

Если мы хотим определить полный поток рентгеновского излучения гамма-всплесков, то для этого надо учесть несколько параметров. Эти параметры включают в себя долю гамма-всплесков, которые излучают в рентгеновских лучах, отношение интегрального потока, испущенного в рентгеновском диапазоне к интегральному потоку, испущенному в гамма-диапазоне, долю гамма-всплесков, которые генерируют рентгеновские послесвечения, и отношение полного рентгеновского излучения, испущенного в течение первых  $10^3-10^4$  сек послесвечения, к рентгеновскому излучению, испущенному в момент всплеска.

Данные *ВерроSAX* и *WATCH* (Фронтера и др. 2000а, Сазонов и др. 1998) показывают, что первый параметр близок к единице для продолжительных гамма-всплесков, т.е. всплесков с длительностью  $T_{90} > 2$  сек, где согласно данным *BATSE*  $T_{90}$  – время, за которое детектируется 90% энергии гамма-кванта (Койвелотти, 1993). Второй параметр -  $R_{X/\gamma}$  - это отношение интегрального потока, испущенного в рентгеновском диапазоне (2-10 кэВ), к интегральному потоку, излученному в гамма-диапазоне энергий (50-300 кэВ). Отношение  $R_{X/\gamma}$  может быть оценено, используя небольшое число событий, которые наблюдались как в гамма, так и в рентгеновском диапазонах, либо используя значительное число событий, наблюдавшихся в гамма-диапазоне *BATSE*, и экстраполируя измеренный спектр в рентгеновский диапазон. Тогда, на основе этих оценок, можно будет использовать полный набор всплесков, зарегистрированных *BATSE*, чтобы найти распределение  $R_{X/\gamma}$ .

Банд и др. (1993) показал, что в диапазоне 20 кэВ – 2 МэВ спектр гамма-всплесков может быть аппроксимирован следующей формулой:

$$N(E) = A \left( \frac{E}{100 \text{keV}} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right), (\alpha - \beta)E_0 \geq E, \quad (1.5.)$$

$$N(E) = A \left( \frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{keV}} \right)^{\alpha - \beta} \left( \frac{E}{100 \text{keV}} \right)^\beta \exp(\beta - \alpha),$$

Используя типичные значения этих параметров (см. Ллойд и Петросян 1999, П2000) средняя величина  $R_{X/\gamma}$  оказывается равной нескольким процентам. Однако Приис и др. (1996) показал, что такой подход приводит к недооценке потока рентгеновского излучения примерно для 15% гамма-всплесков, зарегистрированных BATSE. Величина такой недооценки может в отдельных случаях быть на порядок выше, чем получается при использовании формулы Банда.

Детекторы спутника Ginga, которые могли проводить одновременные измерения гамма и рентгеновского излучения от одного и того же гамма-всплеска, нашли, что среднее отношение интегральных потоков для мгновенного излучения в рентгеновском и гамма-диапазонах составляет 24% для 22 событий (Штромайер и др. 1998), хотя логарифмическое среднее составляло 7%. При этом у нескольких гамма-всплесков отношение  $R_{X/\gamma}$  было близко к единице. Данные ВерроSAX показали, что такое высокое отношение не является редким (Фронтера и др. 2000а).

Так как данные различных экспериментов значительно различаются по их энергетическому диапазону, критериям отбора событий и часто не согласуются друг с другом, мы использовали все доступные архивные данные, чтобы уточнить нашу оценку  $R_{X/\gamma}$ , включая данные BATSE, RXTE, ВерроSAX и WATCH. В статьях Банда и др. (1993) и Штромайера и др. (1998) приведены значения параметров формулы (1.5.) для 53 всплесков BATSE и 22 гамма-всплесков Ginga. Используя каталог BATSE гамма-всплесков из П2000, мы вычислили параметры формулы Банда еще для 81 гамма-всплеска. Для всех этих всплесков мы определили отношение  $R_{X/\gamma}$ , интегрируя потоки по формуле (1.5.) в соответствующих энергетических диапазонах. Смит и др. (20001) представил измерения 14 гамма-всплесков, проведенных RXTE/ASM в диапазоне 1.5-12 кэВ и Konus/Wind в диапазоне 50-200 кэВ. Для того чтобы оценить полный поток, излученный в диапазоне 2-10 кэВ, мы нашли эффективный показатель степени, в предположении, что спектр всплеска описывается степенным законом в диапазоне 1.5-12 кэВ, используя данные по скорости счета в 3-х каналах RXTE ASM. Чтобы получить полный поток в диапазоне 50-300 кэВ, мы конвертировали данные Konus/Wind, используя средние величины параметров формулы (1.5.) из П2000. Данные ВерроSAX для 15 гамма-всплесков приведены в Фронтера и др. (2000а, 2000б, 2001), Инт Занд и др. (1999, 2000а, 2000б, 2001), Пиан и др. (2001), Никастро и др. (2001), которые дают полные рентгеновские и гамма потоки в диапазонах 2-10 кэВ и 40-700 кэВ соответственно. Там где было возможно, мы использовали индивидуальные значения параметров формулы Банда для каждого гамма-всплеска. Если они были

недоступны, то мы использовали средние значения из П2000, чтобы получить значения полных потоков в диапазоне 50-300 кэВ.

Сазонов и др. (1998) опубликовал каталог 95 гамма-всплесков, зарегистрированных WATCH. Мы использовали 82 из этих событий, для которых полные потоки доступны в обоих энергетических каналах – 8-20 кэВ и 20-60 кэВ. Для данных WATCH мы экстраполировали  $R(X)$  и  $R(\gamma)$  в наши диапазоны (2-10 кэВ и 50-300 кэВ), предполагая, что параметр ‘ $\alpha$ ’ в формуле (1.5.) зафиксирован на средней величине, найденной из измерений Ginga, RXTE и ВерроSAX, и равен  $-0.85$ , а остальные параметры зафиксированы на средних значениях, найденных из П2000.

Рис. 1.6. показывает распределение  $R_{X/\gamma}$  для всех этих событий. Непрерывная линия показывает полное распределение  $R_{X/\gamma}$ , полученное из измерений Ginga, RXTE/Konus, ВерроSAX и WATCH, всего 134 события, а штрихованная линия показывает это же распределение, полученное только по данным BATSE (другие 134 события). Необходимо отметить, что события ‘BATSE’ были получены экстраполяцией в рентгеновский диапазон. Не BATSE события, которые были зарегистрированы при более низких энергиях, чем у BATSE, имеют более высокое среднее значение  $R_{X/\gamma}$  и имеют значительный избыток событий с очень высоким значением  $R_{X/\gamma}$ , это так называемые рентгеновско-избыточные события. Мы будем называть их рентгеновски-детектированные гамма-всплески (РДГВ). Распределение РДГВ хорошо согласуется с результатами, полученными по данным ВерроSAX (Хейзе и инт Занд, 2001). Следует отметить, что, хотя детальная форма распределения  $R_{X/\gamma}$  зависит от того, как производится взвешивание данных отдельных экспериментов, основные черты, а именно, смещение распределения как целого в сторону более высоких значений  $R_{X/\gamma}$  и появление значительного числа событий с экстремально высокими значениями  $R_{X/\gamma}$ , сохраняется для любых разумных способов взвешивания.

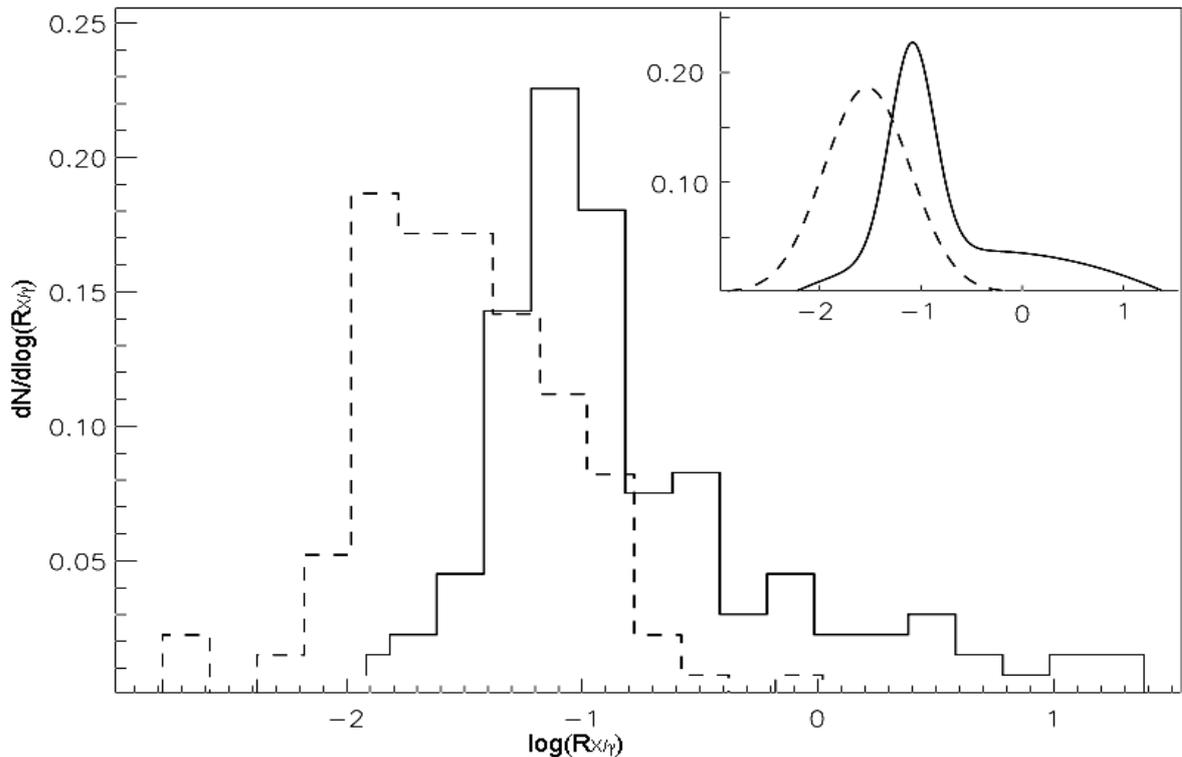


Рис. 1.6.  $R_{X/\gamma}$  - распределение отношения рентгеновского излучения гамма всплесков от полного потока в гамма-диапазоне (2-10 кэВ / 50-300 кэВ). Сплошная линия показывает случай рентгеновски детектированных гамма-всплесков (РДГВ), штриховая – экстраполяцию в рентгеновский диапазон по измерениям в гамма-диапазоне («BATSE»).

РДГВ оценка более надежна, чем оценка `BATSE`, т.к. оценка  $R_{X/\gamma}$  `BATSE` была получена экстраполяцией значений параметров функции Банда из диапазона 20 кэВ – 2 МэВ в область более низких энергий, тогда как оценка РДГВ получена прямыми измерениями (или вычислена по параметрам Банда) в диапазоне 2-700 кэВ. Смещение между пиками обеих распределений находится в направлении, ожидаемом из-за эффекта селекции. Рассмотрим кратко влияние этого эффекта. Различия в диапазонах чувствительности значительно влияют на значение  $R_{X/\gamma}$ , измеренное различными экспериментами. В нашем анализе мы использовали все данные, о которых мы знаем, чтобы получить максимально инструментально-независимые оценки. Мы вычислили среднее, медиану и дисперсию полученных распределений для случаев `BATSE` и РДГВ (Табл.1.1.). Мы также аппроксимировали распределения  $R_{X/\gamma}$  для этих случаев Гауссианом и Гауссианом вместе с квадратным полиномом. Последняя функция была выбрана, чтобы описать данные гладкой функцией, т.к. нормальное распределение не может описать рентгеновски-избыточные гамма-всплески. Вставка на рис. 1.6. показывает параметры лучшего фита для Гауссиана с квадратичным полиномом для двух образцов.

Табл.1.1. Параметры распределения для разных моделей для  $\log(R_{X/\gamma})$

	Параметры распределения			Параметры модели						
				Гаусс		Гаусс + (Ax <sup>2</sup> +Bx+C)				
Случай	$\mu$	Медиана	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$	A	B	C
'BATSE'	-1.67	-1.68	0.48	-1.53	0.43	-1.53	0.43	-	-	-
РДГВ	-0.95	-1.12	0.68	-1.06	0.30	-1.08	0.22	-0.01	-0.01	0.04

Для того чтобы понять влияние эффекта регистрации в разных диапазонах на распределение  $R_{X/\gamma}$ , рассмотрим упрощенный случай, когда отношение полного потока в рентгеновском диапазоне к полному потоку в гамма-диапазоне следует логарифмически-нормальному распределению. Другими словами, если ' $\alpha$ ' определяется как  $F_X \equiv \exp(\alpha)F_\gamma$ , то  $\alpha$ - распределено как Гауссиан. Нормальное распределение  $\alpha$  записывается как  $dN/d\alpha \propto \exp[-(\alpha-\mu)^2/2\sigma^2]$ , где  $\mu$ - это среднее распределения, а  $\sigma$  – стандартное отклонение, для событий, активировавших триггер в диапазоне  $F_\gamma$ .

Если распределение  $\log(N)-\log(S)$  следует виду  $N \propto S^{-\beta}$ , тогда распределение ' $\alpha$ ' той же самой популяции событий, но активировавшее триггер в рентгеновском диапазоне, будет следовать нормальному распределению той же широты, но с центром в  $\mu(X) = \mu(\gamma) + \beta*\sigma$ . Мы предполагаем, что диапазон срабатывания триггера совпадает с рентгеновским диапазоном  $F_X$ . В случае однородного изотропного распределения  $\beta=3/2$ , и распределение будет смещено на 1.5 стандартных отклонений направо, если мы активируем триггер в рентгеновском, а не в гамма-диапазоне. Для диапазонов активирования триггера, отличных от тех, которые используются для определения  $R_X$  и  $R_\gamma$ , смещение будет другим.

Мы можем грубо оценить этот эффект, взяв значение показателя степени  $\beta$  из измерений BATSE, вычислив смещение  $\beta*\sigma$  и сравнив его со смещением, полученным вычитанием экспериментальных значений BATSE и других, в основном рентгеновски-триггерных распределений  $R_{X/\gamma}$ . Мы предсказываем, что смещение для  $\beta \sim 1.3$  (полученному из средней части  $\log(N)-\log(S)$  распределения гамма-всплесков BATSE) равно 0.6-0.7, тогда как смещение, полученное из данных Табл.1.1, между распределениями  $R_{X/\gamma}$  для случаев 'BATSE' и РДГВ, находится в диапазоне 0.5-0.7. Направление этого смещения также совпадает с предсказанным – срабатывание триггера на мягких энергиях смещает распределение  $R_{X/\gamma}$  в сторону более высоких значений.

Нам бы хотелось проверить, вызвано ли различие между распределениями случаев 'BATSE' и РДГВ эффектом регистрации в разных диапазонах одной и той же популяции, либо существует дополнительная популяция рентгеновско-избыточных гамма-всплесков, которую не детектирует BATSE (см. также дискуссию в Киппен и др. 2002). Чтобы сделать это, мы фитировали  $R_{X/\gamma}$  распределение BATSE гамма-всплесков лог-нормальным распределением. Оценка максимального правдоподобия параметров фита дает  $\mu(X) \sim 0$  и  $\sigma \sim 0.5$ . Если бы присутствовал только эффект включения, то ожидалась бы величина  $\mu \sim -1$  (для случая РДГВ Табл.1.1.). Это отличие вызвано необходимостью описать хвост распределения, состоящий из рентгеновски-избыточных событий. Т.е. при наблюдениях в рентгеновском диапазоне регистрируются новые события, не проявляющие себя в гамма-диапазоне. Однако на основании этого факта нельзя утверждать, что рентгеновски-избыточные события являются новым, особым классом всплесков.

Этот эффект выборки может объяснить тот факт, почему WATCH в среднем регистрировал более мягкие гамма-всплески, чем BATSE. В то время, как триггеры BATSE активировались в диапазоне 50-300 кэВ, WATCH регистрировал события в диапазоне 8-100 кэВ. Однако для триггеров Ginga номинальный диапазон составлял 50-400 кэВ, что даже жестче, чем у BATSE. Мы предполагаем, что более мягкое отношение распределения  $R_{X/\gamma}$ , полученное Ginga, может являться результатом вторичной селекции, проведенной Штромайером и др. (1998). В то время как Ginga зарегистрировала более 120 гамма-всплесков (Огасака и др. 1991, Фенимор и др. 1993), только 22 гамма-всплеска с хорошими спектральными данными в обоих, рентгеновском и гамма-каналах, были выбраны для оценки параметров фита, что могло увеличить долю более мягких гамма-всплесков, которые являются рентгеновски яркими.

Чтобы определить полный рентгеновский поток от гамма-всплесков, нам необходимо рассматривать не только мгновенное излучение, но и рентгеновские послесвечения (третий и четвертый параметры, перечисленные в начале секции). Данные с ВерроSAX показывают, что 80-100% гамма-всплесков, которые излучают мгновенное рентгеновское излучение, также излучают и в фазе послесвечения (Фронтера и др. 2000а). Для наших оценок мы используем 100% как оценку параметра №3.

Для того чтобы оценить четвертый параметр (отношение рентгеновского излучения, испущенного в момент всплеска и во время послесвечения), мы

использовали предсказания стандартной модели огненного шара. Стандартная модель огненного шара (Вайджерс, Риис, Месзарос 1997; Сари, Пиран, Нарайан 1998; Сари и Пиран 1999) предсказывает, что в фазе послесвечения рентгеновский поток спадает по степенному закону, когда наведенная гамма-всплеском ударная волна собирает вещество из окружающей среды и тормозится. Индекс этой степени может изменять свое значение на временных масштабах от минут до часов. В этой модели «внешнего шока» и окончание мгновенного рентгеновского излучения гамма-всплеска и послесвечение производится ударной волной (Вайджерс, Риис, Месзарос 1997). Эта модель предсказывает, что амплитуда мгновенного рентгеновского излучения во время финальной части гамма-всплеска должна быть равна обратно-экстраполированному потоку послесвечения. Эта экстраполяция оказывается верной для большинства гамма-всплесков, чьи мгновенные рентгеновские потоки и послесвечения были измерены ВерроSAX (Фронтера и др. 2000а).

Однако так как измерения послесвечений ВерроSAX начинались через 6-8 часов после самого гамма-всплеска, то, как правило, не существует измерений рентгеновского потока немедленно после гамма-всплеска. Если рентгеновское послесвечение затухает по степенному закону, то его полный поток может достигать 50%-200% от мгновенной рентгеновской эмиссии (Фронтера и др. 2000а). Мы собрали из литературы значения индексов затухания рентгеновских послесвечений для 15 гамма-всплесков и вычислили их еще для 10 гамма-всплесков, основываясь на опубликованных оценках мгновенных потоков и послесвечений. Мы нашли, что индекс затухания рентгеновских послесвечений  $\alpha$  находится в диапазоне от  $-1.0$  до  $-1.9$ , с наиболее вероятным значением около  $-1.3$ , и может быть удовлетворительно аппроксимирован Гауссианом.

На рис. 1.7. мы объединили параметры, обсужденные выше, для того, чтобы получить распределение  $\log(N)-\log(S)$  для рентгеновского излучения от гамма-всплесков. Эта оценка основана на распределении всех длинных гамма-всплесков с  $T_{90} > 2$  сек в диапазоне 50-300кэВ, активировавшими бортовые триггеры BATSE. Непрерывная кривая основана на РДГВ распределении  $R_{X/\gamma}$ , оцененном с помощью Монте-Карло. Так мы оценили мгновенные полные потоки рентгеновского излучения. Дополнительный вклад, вносимый послесвечениями, был получен с помощью Монте-Карло моделирования постоянной затухания  $\alpha$  и интегрированием сигнала на протяжении первых  $10^4$  сек. Это наша лучшая оценка полного рентгеновского потока от зарегистрированных, активировавших бортовые триггеры BATSE, событий.

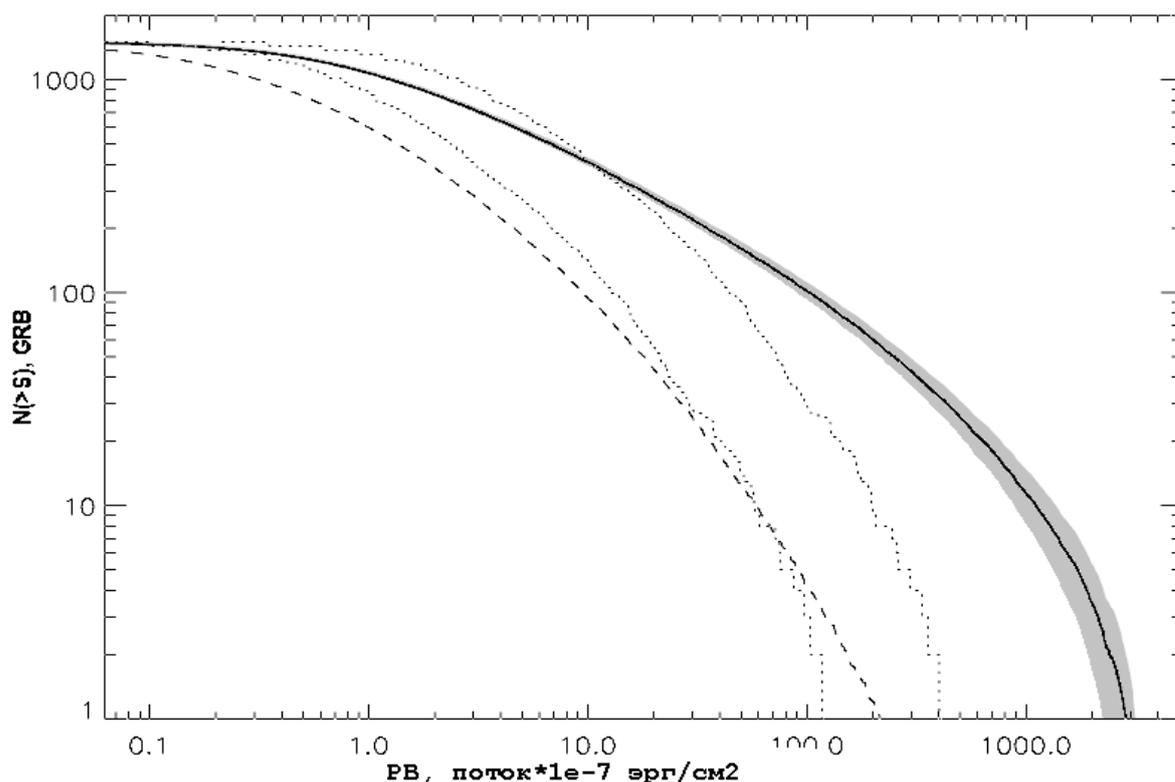


Рис. 1.7. Ожидаемое интегральное распределение  $\log(N)-\log(S)$  для суммы мгновенного рентгеновского излучения и рентгеновского послесвечения гамма-всплесков, зарегистрированных BATSE, основываясь на различных моделях распределения  $R_{X\gamma}$ . Закрашенная область соответствует случаю РДГВ, штриховая кривая – случаю “BATSE”, пунктирные линии соответствуют стандартным значениям  $R_{X\gamma} = 0.07$  и  $0.24$ .

Для сравнения также показаны ожидаемые распределения БРТ, получающиеся, если бы распределение  $R_{X\gamma}$  соответствовало случаю ‘BATSE’, и двух отношений (среднего логарифмического и среднего) Ginga  $R_{X\gamma}$  - 0.07 и 0.24. (Штротмайер и др. 1998). Видно, что в области высоких значений интегрального потока в рентгеновском диапазоне эти оценки дают существенно более низкие значения.

Мы бы хотели понять, как эта кривая могла бы измениться, если бы мы включили и те гамма-всплески, которые слишком слабы, чтобы активировать бортовые триггеры BATSE. Некоторые из них могут в свою очередь оказаться рентгеновски избыточными гамма-всплесками или рентгеновскими вспышками (см. Киппен и др. 2002). Мы можем оценить это, если добавим в наш набор дополнительные гамма-всплески, найденные в базе данных BATSE на основании исследований Коммерса и др. (1998) и Штерна и др. (2000). Эти гамма-всплески, которые не активировали бортовые триггеры BATSE, в основном вносят добавку в область более слабых гамма-всплесков. Мы нашли, что в остальной области исходное распределение  $\log(N)-\log(S)$  практически не меняется. Рис.1.8. показывает распределение  $\log(N)-\log(S)$  рентгеновских вспышек

от активировавших, не активировавших триггер и суммарное распределение для всех известных всплесков BATSE для РДГВ распределения  $R_{X/\gamma}$

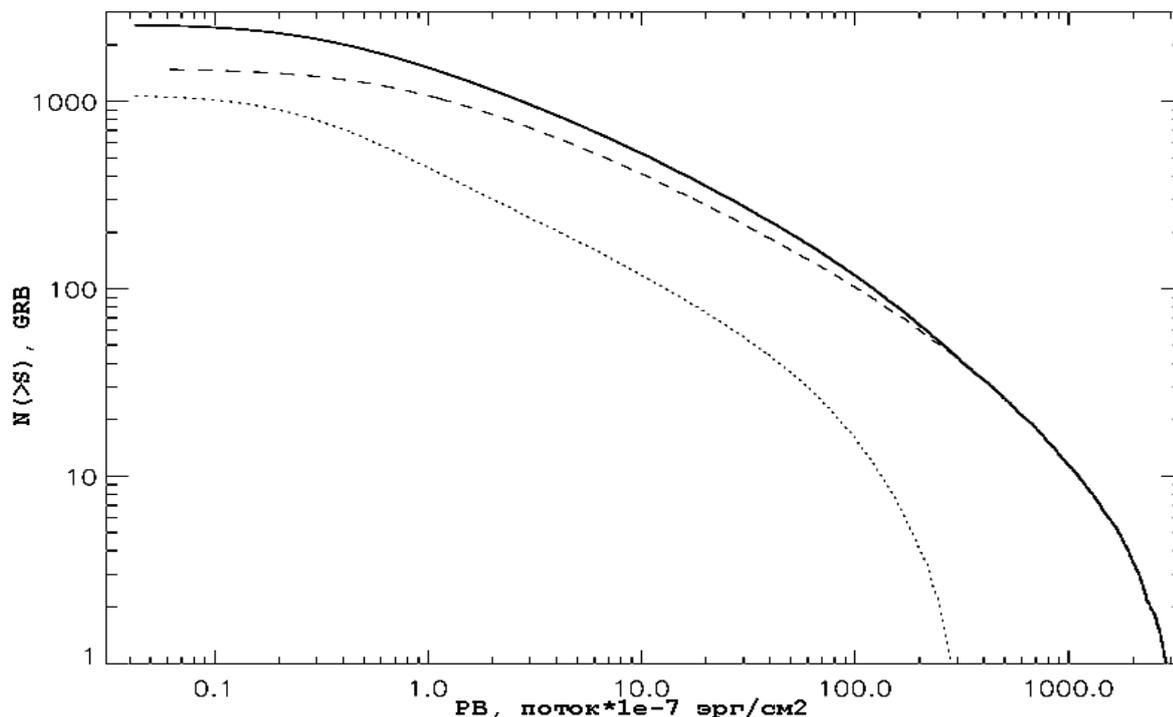


Рис. 1.8. Ожидаемое интегральное распределение  $\log(N)-\log(S)$  для суммы мгновенного рентгеновского излучения и рентгеновского послесвечения гамма-всплесков, основываясь на различных моделях распределения  $R_{X/\gamma}$ . Штриховая кривая соответствует случаю РДГВ для всплесков, автоматически зарегистрированных BATSE. Пунктирная кривая – для всплесков, которые не активировали бортовые триггеры. Сплошная кривая – их сумма.

### 2.3. Вклад рентгеновского излучения классических гамма-всплесков в распределение быстрых рентгеновских транзиентов

Если отсутствуют данные в гамма-диапазоне, можно ошибочно отнести классические гамма-всплески, если они были задетектированы в рентгеновском диапазоне, к рентгеновским вспышкам. Гриндлей (1999) использовал данные Aiel-5 и HEAO-1, чтобы определить избыток гамма-недостаточных событий выше того уровня, который бы ожидался для классических гамма-всплесков, что может указывать на коллимацию излучений гамма-всплесков. Он оценил, что доля гамма-всплесков среди БРТ, зарегистрированных Aiel-5 и HEAO-1, может составлять около 50%.

На рис.1.9. мы сравниваем наше предсказание распределения рентгеновского излучения от гамма-всплесков и оценки всех БРТ. Непрерывная кривая показывает

распределения  $R_{X/\gamma}$ . Мы показали суммарные распределения для всех (активировавших и не активировавших триггер) гамма-всплесков, зарегистрированных BATSE.

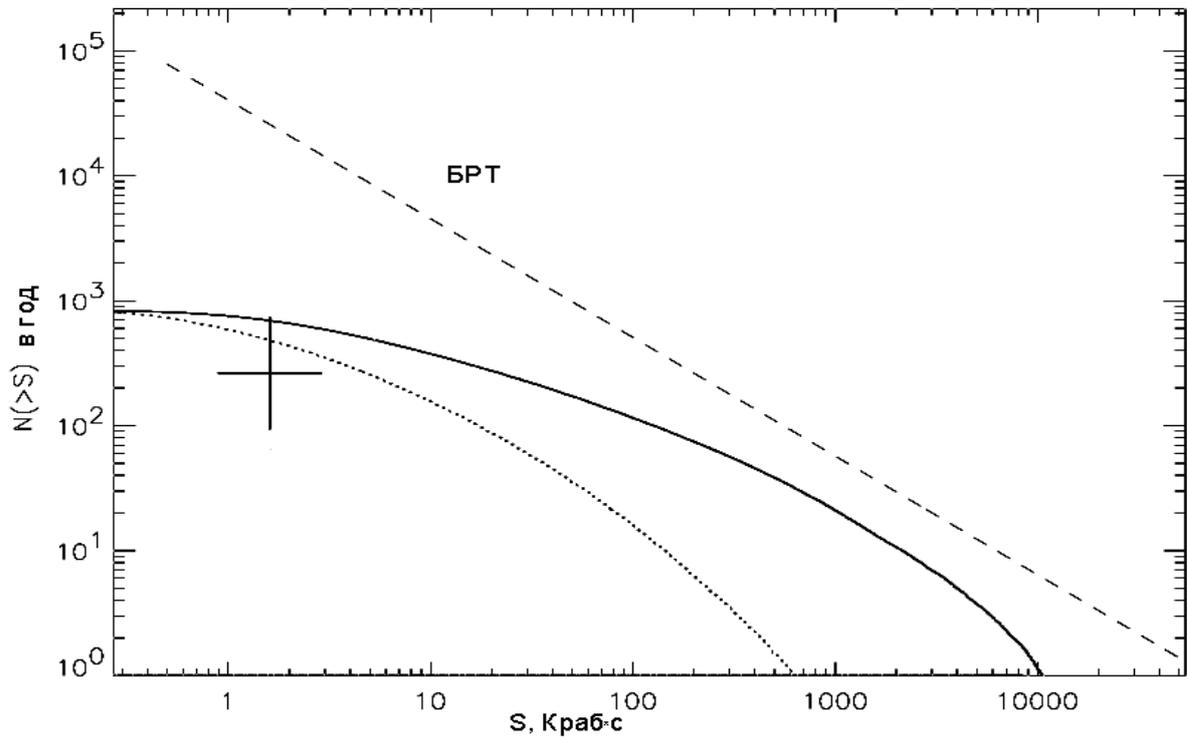


Рис. 1.9. Доля гамма-всплесков в распределение  $\log(N)-\log(S)$  для БРТ (прерывистая прямая). Сплошная и пунктирная кривые показывают величины распределения рентгеновских вспышек от гамма-всплесков для различных моделей генерации рентгеновского излучения гамма-всплеском. Крест показывает оценку числа таких вспышек по данным ROSAT.

Распределение, полученное из 'BATSE' распределения  $R_{X/\gamma}$ , показано пунктирной кривой. Данные ВерроSAX (Хейзе, инт Занд и Куулкерс 2000, Хейзе и др. 2001) предполагают, что около 70% всех БРТ, зарегистрированных ВерроSAX, связаны с гамма-всплесками. Распределение 'BATSE'  $R_{X/\gamma}$  предсказывает величину 0.1÷1%, что много меньше, чем наблюдалось.

На рис.1.9. мы также сравниваем нашу оценку  $\log(N)-\log(S)$  распределения полных рентгеновских потоков от гамма-всплесков с количеством вероятных послесвечений гамма-всплесков, найденных Грейнером и др. (2000) в данных ROSAT. Мы можем заключить, что наши оценки не противоречат данным ROSAT по тем событиям, для которых не было предложено оптической идентификации, для любого из распределений  $R_{X/\gamma}$ .

Ясно, что доля БРТ, которые могут быть связаны с классическими гамма-всплесками, падает с уменьшением полного потока. Предсказанное число событий, вызванных нормальными гамма-всплесками, в 3-5 раз меньше числа БРТ для больших

значений полного потока и падает в 100 и более раз для малых полных потоков. Даже если наши оценки отличаются в 2 или 3 раза из-за какого-либо неизвестного эффекта, мы заключаем, что большинство БРТ вызваны не гамма-всплесками. Это особенно очевидно для малых полных потоков. Однако мы не можем отвергнуть возможность, что существует популяция рентгеновски-избыточных гамма-всплесков, которые вносят большой вклад в БРТ на малых интегральных потоках.

### Глава 3.

#### **Дефицит рентгеновских всплесков первого рода от двойных систем с малым темпом аккреции**

Как было сказано в *главе 1*, одним из возможных компонентов БРТ могут являться рентгеновские всплески первого рода от рентгеновских барстеров с низким уровнем постоянной светимости (=малым темпом аккреции). Ниже, по данным рентгеновского телескопа ГТМ, мы попробуем получить оценку на сочетание числа таких источников и свойств рентгеновских всплесков от таких источников, в частности, максимальной светимости во время всплесков и частоты их возникновения.

Рентгеновские барстеры - это нейтронные звезды со слабым магнитным полем, входящие в состав маломассивных двойных систем и демонстрирующие мощные рентгеновские вспышки с периодом повторения от нескольких часов до нескольких дней и продолжительностью вспышек от нескольких секунд до нескольких десятков и даже сотен секунд. Вусли и Таам (1976) и, независимо, Мараши и Кавальери (1977) предположили, что эти рентгеновские всплески обусловлены неустойчивым термоядерным горением на поверхности нейтронной звезды со слабым магнитным полем. Излучение в промежутках между вспышками обусловлено, главным образом, аккрецией газа на нейтронную звезду. На поверхности нейтронной звезды водород посредством CNO цикла превращается в гелий. По мере накопления гелия на поверхности нейтронной звезды возникают благоприятные условия для возникновения термоядерной вспышки, когда темп энерговыделения превышает темп отвода энергии. Возникающие в результате всплески характеризуются резким нарастанием и последующим более медленным спадом потока рентгеновского излучения. Их отличительной чертой является также постепенное смягчение спектра излучения на фазе спада потока. Такие всплески получили название всплесков I-го рода.

Между вспышками поток излучения барстеров меняется медленно, и светимость обычно составляет  $\sim 10^{36} - 10^{37}$  эрг/с. В настоящее время известно около пятидесяти рентгеновских барстеров, большинство из них расположено в направлении на Галактический центр, либо в Галактической плоскости (см., например, ван Парадайз и Вайт, 1995; инт Занд, 2001). Подробные обзоры наблюдательных данных и теоретических моделей приведены в работах Льюина, ван Парадайза и Таама (1993) и Билдстена (1998, 2000).

Далее мы рассматриваем классические барстеры, в которых рентгеновские всплески связаны с горением гелия. Ни рентгеновские всплески II рода (Хоффман и др. 1978), которые демонстрирует Быстрый Барстер МХВ 1730-335 (Льюин, 1976) и которые связаны с нестационарной аккрецией вещества на нейтронную звезду и не имеют отношения к термоядерному горению, ни уникальные супервсплески первого типа, которые длятся от 30 мин. до нескольких часов, недавно обнаруженные от нескольких мало-массивных рентгеновских двойных (Корнеллис и др. 2000; Вийджанс, 2001), не включены в наше обсуждение.

### ***3.1. Рентгеновский телескоп ТТМ на борту астрофизического модуля «Квант» космической станции «Мир»***

Модуль "Квант" с астрофизическими приборами на борту был пристыкован к космической станции "Мир" в 1987 г. На нем установлено 4 прибора, чувствительных в диапазоне энергий от 2 до 800 кэВ: ТТМ/COMIS, HEXE, GSPC и Пульсар X-1. Приборный комплекс функционировал на орбите до 1999 года. Высота орбиты станции "Мир"  $\sim 400$  км, наклонение  $52^\circ$ , орбитальный период 92 мин. На высоких широтах и при пересечении Бразильской аномалии фон заряженных частиц слишком велик, поэтому для наблюдений используется только экваториальный участок орбиты, и время накопления на одном витке не превышает 26 мин. Ориентацию станции на такой период времени удается поддерживать с точностью порядка одной угловой минуты. В каждый момент времени наблюдениям доступна только полоса небесной сферы шириной  $20^\circ$  вдоль плоскости орбиты станции - такое ограничение накладывает ориентация солнечных батарей. Плоскость орбиты прецессирует с периодом 2.5 месяца, поэтому в целом недоступными для приборов обсерватории остаются только области вокруг северного и южного полюсов небесной сферы.

Прибор ТТМ/COMIS (Телескоп с Теневой Маской / COded Mask Imaging Spectrometer, Бринкман и др. 1985) представляет собой телескоп с кодированной

апертурой и способен строить изображения в рентгеновском диапазоне длин волн. Прибор работает в энергетическом диапазоне 2-30 кэВ с полным полем зрения  $15^\circ \times 15^\circ$ . Геометрическая площадь детектора  $655 \text{ см}^2$ . Номинальное угловое разрешение, соответствующее угловому размеру одной ячейки маски, составляет  $\sim 2$  угл. мин.; энергетическое разрешение телескопа - 18-20% на энергии 6 кэВ. Детектор телескопа ТТМ представляет собой многопроволочную пропорциональную камеру, регистрирующую энергию, координаты и время прихода рентгеновских квантов.

В нашем анализе мы использовали 175 сеансов (из  $\sim 1500$ ) наблюдений прибора ТТМ, когда телескоп был наведен в направлении на центральную область Галактики. Общее время экспозиции в этих наблюдениях составило около  $1.7 \cdot 10^5$  с. Так как, начиная с 1989 года, звездный датчик телескопа не работал, то точное наведение телескопа определялось по положению ярких рентгеновских источников, координаты которых хорошо известны. Точность локализации ярких рентгеновских источников телескопом ТТМ лучше  $\sim 30$  угл. сек.

Информация о фоне заряженных частиц и загрузке детектора телескопа регистрируется пятью счетчиками, данные с которых считываются каждые 8 секунд. Именно эта информация была использована для поиска рентгеновских всплесков. На рис 1.10. показана типичная кривая блеска во время сеанса наблюдений области Центра Галактики, регистрируемая этими счетчиками. На верхнем графике показана скорость счета рентгеновских фотонов, а на нижнем - скорость счета заряженных частиц. Увеличение скорости счета заряженных частиц в конце сеанса связано с приближением спутника к области высоких широт, где фон заряженных частиц заметно выше.

Увеличение скорости счета заряженных частиц вызывает падение эффективности детектора за счет мертвого времени и, соответственно, плавное падение скорости счета рентгеновских фотонов к концу сеанса, четко видное на верхнем графике. Для поиска рентгеновских всплесков скорость счета фотонов аппроксимировалась полиномом четвертой степени (гладкая кривая на верхнем графике). Выбросы над аналитической аппроксимацией на более чем 5 стандартных отклонений отбирались для более тщательного исследования. Прежде всего анализировалось поведение фона заряженных частиц с тем, чтобы исключить ложные срабатывания, не связанные со всплесками рентгеновского излучения. Затем строилось изображение по данным наблюдений за весь сеанс и непосредственно во время всплеска. Сравнение потоков от источников во время всплеска и за весь сеанс позволяло однозначно идентифицировать источник всплеска. В частности, всплеск,

зарегистрированный во время сеанса, показанного на рис 1.10., связан с хорошо известным барстером GX 354-0 (см. рис. 1.11.).

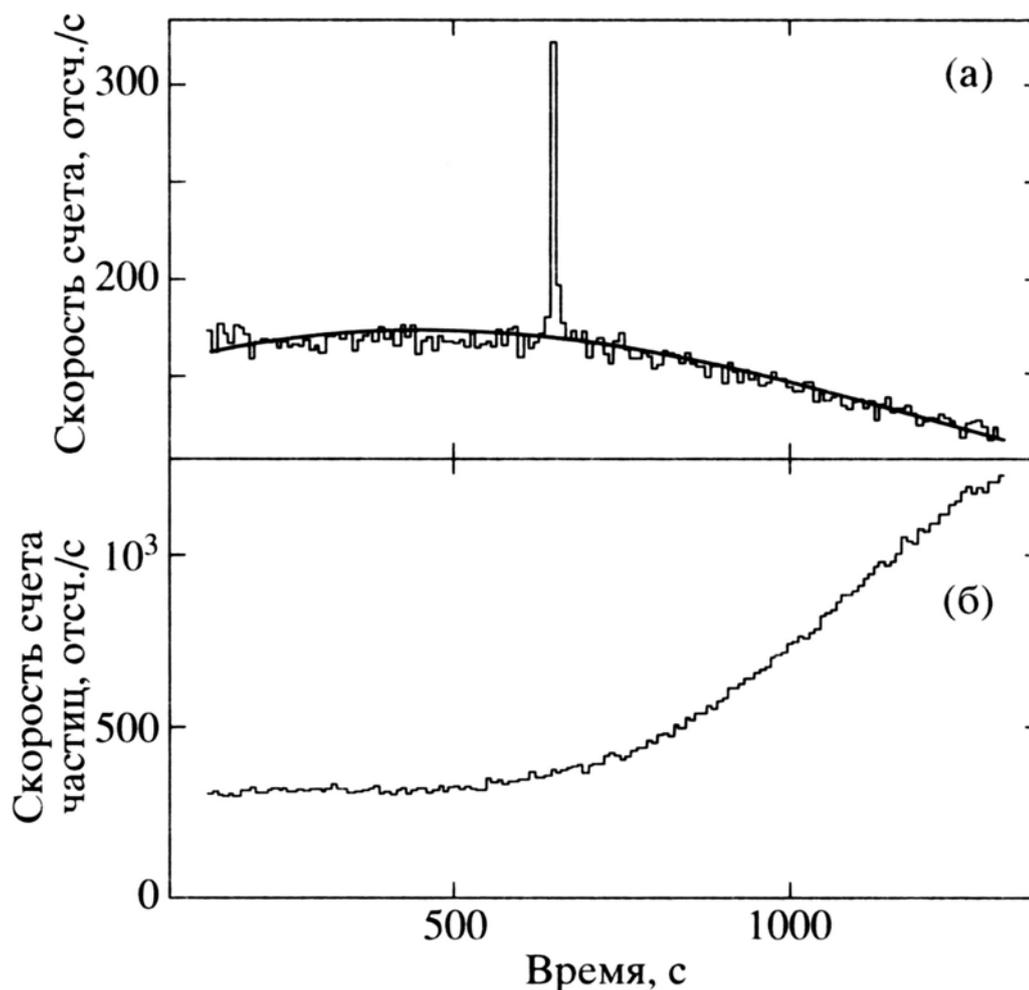
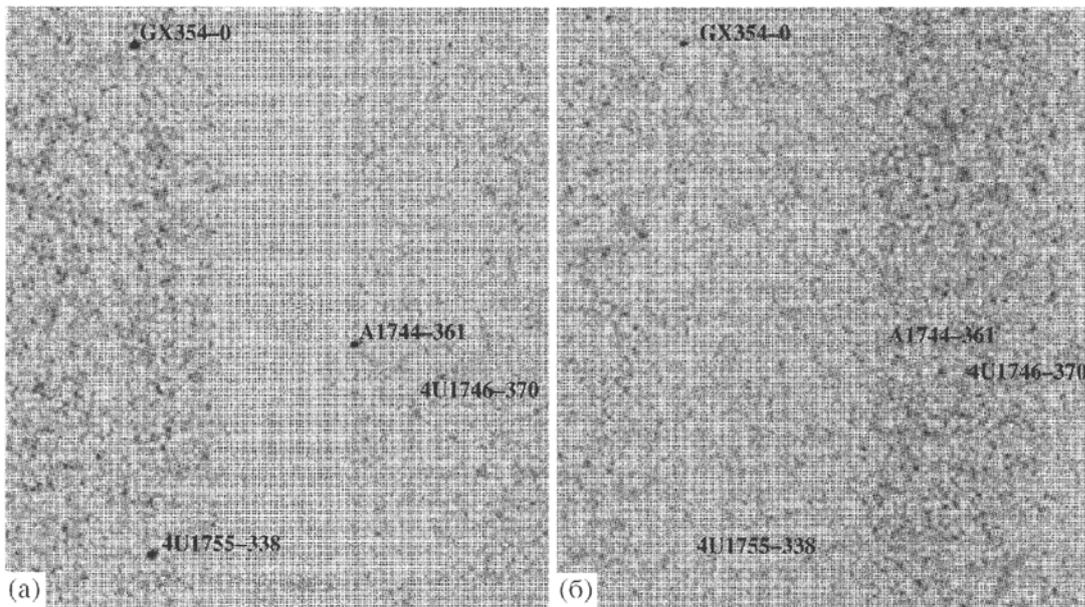


Рис. 1.10. Кривая блеска во время сеанса наблюдений области Центра Галактики: (а) – скорость счета рентгеновских фотонов, (б) – скорость счета заряженных частиц. Всплеск, видимый на кривой блеска, принадлежит барстеру GX 354-0.

Заметим, что хотя временное разрешение телескопа составляет 1 секунду, для построения изображений и анализа кривых блеска использовалась информация с временным разрешением 8 сек. Это связано с ограниченной емкостью телеметрического канала, позволяющей сбрасывать информацию не более чем о 224 событиях в секунду. Типичные скорости счета при наблюдении области Центра



*Рис. 1.11. Изображение области галактического центра: (а) – изображение, усредненное за время всего сеанса (~20 мин.); (б) – изображение всплеска (за 8 сек.). На изображении, усредненном за 8 сек., четко виден всплеск от барстера GX 354-0.*

Галактики, содержащей несколько очень ярких источников, и, особенно, во время рентгеновского всплеска заметно превышает это значение. В результате часть рентгеновских событий и детальная информация о временной структуре теряется в процессе передачи информации на Землю. Поэтому начало и окончание всплеска определялись по показаниям бортовых счетчиков прибора (см. выше), разрешение которых составляет 8 сек. Коррекция на потери, связанные с емкостью телеметрического канала, осуществлялась путем сравнения показаний бортовых счетчиков и усредненной за 8 секунд скоростью счета фотонов в телеметрической информации.

### **3.2. Чувствительность ТТМ к источникам в спокойном состоянии (по изображению) и к рентгеновским всплескам (по кривым блеска и по изображению)**

Типичная продолжительность сеанса наблюдений телескопа ТТМ составляет 15-20 мин. При наблюдении областей, не содержащих ярких рентгеновских источников, чувствительность телескопа ТТМ (за 20 мин. наблюдений) составляет ~7-10 мКраб (5 $\sigma$ ). В диапазоне ТТМ (2 - 20 кэВ) 1 мКраб ~3\*10<sup>-11</sup> эрг/сек/см<sup>2</sup>. Однако при наблюдении области Центра Галактики в поле зрения телескопа попадает несколько очень ярких источников, таких как GX 5-1, GX 3+1, GX 9+1. В результате увеличения

скорости счета рентгеновских фотонов детектором и насыщения телеметрического канала происходит заметное падение чувствительности. Типичная чувствительность (за один сеанс) при наблюдении области Центра Галактики составляет  $\sim 15-20$  мКраб в центре поля зрения. Для источника, находящегося на расстоянии в 8.5 кпк, это значение (15 мКраб) соответствует светимости  $\sim 4 \cdot 10^{36}$  эрг/с и темпу аккреции  $\sim 3 \cdot 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$  (при эффективности переработки массы покоя аккрецирующего вещества в излучение равной 0.2). Более слабые источники не могут быть надежно зарегистрированы за один сеанс наблюдений. Следует отметить, что коэффициент пересчета потока, регистрируемого телескопом ТТМ, в болометрическую светимость зависит от формы спектра источника и низкочастотного поглощения, связанного с нейтральным или молекулярным газом на луче зрения. Неопределенность такого пересчета может достигать 2-3 раз. Однако для оценок по порядку величины такая точность вполне достаточна.

Как уже отмечалось выше, поиск рентгеновских всплесков осуществлялся путем анализа скорости счета рентгеновских фотонов детектором телескопа ТТМ с разрешением 8 с. Порог детектирования в 5 стандартных отклонений (превышение над гладкой аналитической аппроксимацией) приблизительно соответствует увеличению потока от источника на 200-300 мКраб, в зависимости от фоновых условий и положения источника в поле зрения телескопа. Для источника в центре поля зрения чувствительность на изображении, восстановленном непосредственно во время всплеска (за 8 с.), примерно на 20% ниже и составляет 300-400 мКраб.

Как известно, большинство наблюдающихся всплесков I-го рода имеют пиковую светимость, составляющую долю  $f=0.1-1$  от Эддингтоновской светимости для нейтронной звезды (см., например, Льюин, ван Парадайз и Таам, 1993, 1995). Для всплеска, сохраняющего Эддингтоновскую светимость на протяжении 8 с., телескоп ТТМ сможет надежно зарегистрировать такой всплеск (и на кривой блеска и на изображении) при условии, что расстояние до источника не превышает 9.5 кпс.

Можно оценить долю барстеров, всплески от которых должны надежно регистрироваться телескопом ТТМ, предполагая, что всплеск имеет Эддингтоновскую светимость, а распределение маломассивных двойных систем следует распределению видимых звезд в Галактике. В качестве распределения звезд в Галактике можно выбрать трехкомпонентную модель Бакалла и Сонеиры (1986), состоящую из сфероида, дисковой компоненты и балджа. Как уже говорилось, подавляющее большинство барстеров находится в направлении на Галактический центр, либо в Галактической плоскости (ван Парадайз, 1995). При наблюдении области центра Галактики, согласно

трехкомпонентной модели, в объеме, ограниченном полем зрения телескопа  $15^\circ \times 15^\circ$  и расстоянием в 9.5 кпк, содержится 28% всей массы звезд Галактики. Учет падения чувствительности к краям поля зрения дает значение 17% от всей массы Галактики. Таким образом, можно сделать вывод, что при наблюдениях Центра Галактики телескоп ТТМ одновременно мониторировал примерно 17% всех потенциальных источников всплесков в Галактике.

### 3.3. Экспериментальные данные

Каталог найденных всплесков представлен в табл. 1.2. Здесь указаны номер всплеска, наведение телескопа во время сеанса (эпоха 2000 г.), дата проведения сеанса, время регистрации и продолжительность всплеска и отношение потока в момент всплеска ( $f_b^{im}$ ) к среднему значению потока от источника за весь сеанс ( $f_{avr}^{im}$ ).

Как видно из табл. 1.2., в ходе наблюдений было зарегистрировано 47 всплесков. Из них 33 всплеска являются всплесками I-го рода, 10 всплесков от источника МХВ 1730-335 (Быстрый Барстер) и 4 всплеска от транзиентного пульсара GRO J1744-280, также демонстрирующего вспышечную активность (Билдстен, Браун, 1997; Стромаер и др., 1997). В данной работе классификация всплесков как всплесков I-го рода основана лишь на отождествлении всплесков с известными "классическими" барстерами. Подробного анализа спектральной эволюции всплесков не проводилось. Однако для целей данного исследования это не играет критической роли. Кроме 47 всплесков, приведенных в табл. 1.2., еще в двух случаях были обнаружены особенности на кривых блеска, позволяющие подозревать наличие рентгеновских всплесков. Однако на изображениях, построенных непосредственно в момент всплеска, не было обнаружено убедительных пиков, свидетельствующих о "космической" природе этих всплесков. То есть, либо эти всплески связаны с вариациями фона заряженных частиц, либо чувствительности телескопа не хватает для локализации источника всплеска. Эти два события были отброшены и не рассматриваются в дальнейшем.

Табл. 1.2. Каталог рентгеновских всплесков по данным телескопа ТТМ обсерватории "Мир-Квант" (1987—1998 гг.)

Наведение Р.А.; DEC	Дата наблюдения UT	Время наблюдения UT	$f_b^{im}/f_{avr}^{im}$	Источник вспышки
255.022; -49.355	24/03/1989	19 <sup>h</sup> 2 <sup>m</sup> 10 <sup>s</sup> -19 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 17 <sup>s</sup>	9.2 ±2.4	4U 1702-429
249.015; -39.852	25/03/1989	19 4 2-20 4 10	11.6 ±3.4	4U 1702-429
267.192; -37.840	31/03/1989	19 56 12-19 56 27	3.8 ±0.4	GX 354-0
266.913; -30.889	01/04/1989	19 4 6-19 4 13	15.1 ±4.5	SLX 1744-300
264.108; -41.633	02/04/1989	17 56 28-17 56 35	36.1 ±8.8	4U 1702-429
263.086; -27.054	16/08/1989	14 8 48-14 9 3	10.1 ±0.9	KS 1731-260
262.644; -26.268	20/08/1989	12 2 37-12 2 44	10.2 ±0.9	KS 1731-260
262.605; -26.455	20/08/1989	16 31 50-16 31 57	19.4 ±5.9	MXB 1743-29
266.598; -32.203	22/08/1989	3 46 48-3 47 3	23.2 ±9.3	MXB 1743-29
266.584; -32.398	22/08/1989	5 32 51-5 32 58	12.3 ±3.3	A 1742-294
266.587; -32.711	22/08/1989	8 31 4-8 31 19	8.0 ±0.6	GX 354-0
267.037; -32.776	23/08/1989	7 27 44-7 27 51	8.5 ±1.9	A 1744-361
262.544; -26.464	31/08/1989	1 52 53-1 53 0	5.0 ±0.7	KS 1731-260
262.610; -26.485	31/08/1989	3 12 5-3 12 12	6.8 ±0.7	KS 1731-260
263.119; -26.568	04/09/1989	2 44 37-2 44 44	5.5 ±0.9	KS 1731-260
269.731; -33.653	09/09/1989	4 47 29-4 47 36	10.4 ±1.3	GX 354-0
269.736; -33.713	09/09/1989	7 45 28-7 45 43	6.9 ±0.7	GX 354-0
265.957; -29.760	23/10/1992	23 21 20-23 21 27	7.2 ±1.3	A 1742-294
266.313; -29.649	16/03/1994	13 39 42-13 39 57	21.2 ±10.3	SLX 1744-300
265.989; -29.893	18/03/1994	13 25 21-13 25 36	27.7 ±13.6	MXB 1743-29
265.932; -29.446	19/03/1994	12 27 8-12 27 15	4.1 ±0.5	GX 354-0
266.295; -29.627	06/05/1994	7 36 0-7 36 15	10.7 ±2.7	A 1742-294
266.045; -29.743	09/05/1994	12 23 47-12 24 10	7.9 ±1.1	Rapid Burster
266.045; -29.743	09/05/1994	12 28 11-12 28 18	6.7 ±1.7	Rapid Burster
266.045; -29.743	09/05/1994	12 30 51-12 30 58	8.9 ±1.7	Rapid Burster
266.045; -29.743	09/05/1994	12 37 41-12 37 46	7.9 ±1.2	Rapid Burster
266.045; -29.743	09/05/1994	12 42 19-12 42 26	9.4 ±1.7	Rapid Burster
266.123; -29.811	12/05/1994	14 15 53-14 16 8	6.9 ±1.2	Rapid Burster
266.123; -29.811	12/05/1994	14 18 17-14 18 32	6.1 ±0.7	KS 1731-260
266.123; -29.811	12/05/1994	14 23 29-14 23 44	9.2 ±1.3	Rapid Burster
266.055; -29.828	12/05/1994	15 55 47-15 55 54	9.1 ±2.4	Rapid Burster
266.055; -29.828	12/05/1994	16 0 51-16 1 6	15.9 ±2.8	Rapid Burster
266.133; -29.869	15/05/1994	3 56 2-3 56 17	3.4 ±0.4	GX 354-0
266.073; -29.838	15/05/1994	5 29 23-5 29 30	6.5 ±1.7	Rapid Burster
266.073; -29.838	15/05/1994	5 36 11-5 36 26	11.7 ±2.6	A 1742-294
266.410; -29.625	29/08/1994	17 34 27-17 34 34	2.8 ±0.3	GX3+1
266.408; -29.882	31/08/1994	19 4 22-19 4 37	4.3 ±0.5	GX 354-0
266.111; -29.573	28/09/1994	3 10 13-3 10 28	5.7 ±0.9	KS 1731-260
266.037; -29.547	02/04/1994	18 55 1-18 55 8	8.8 ±1.9	KS 1731-260
266.038; -29.507	02/04/1994	20 18 2-20 18 9	5.4 ±0.8	GX 354-0
266.038; -29.507	02/04/1994	20 24 2-20 24 17	8.7 ±1.6	A 1742-294
265.695; -29.734	17/09/1995	6 15 7-6 15 22	3.3 ±0.4	KS 1731-260
265.695; -29.734	18/09/1995	11 28 47-11 28 54	5.3 ±0.6	GX 354-0
266.802; -28.452	06/02/1996	2 24 17-2 24 32	27.3 ±1.2	GROJ 1744-280
266.712; -28.510	06/02/1996	16 19 31-16 19 38	2.7 ±0.2	GROJ 1744-280
266.801; -28.601	01/03/1996	20 5 9-20 5 24	3.2 ±0.2	GROJ 1744-280
266.583; -28.442	04/03/1996	15 49 51-15 50 6	2.6 ±0.2	GROJ 1744-280

Примечание:  $f_b^{im}$  – поток от источника во время вспышки на изображении (вспышки),  $f_{avr}^{im}$  – поток от источника на усредненном изображении (за весь сеанс).

### 3.4. Ограничения на число источников с малым темпом аккреции

Согласно стандартной модели рентгеновских всплесков I-го рода, в ходе аккреции вещества на нейтронную звезду происходит накопление гелия на поверхности звезды, приводящее, при достижении критического значения поверхностной плотности  $C_{cr}$ , к взрывному энерговыделению. Критическое значение поверхностной плотности зависит от темпа аккреции, химического состава аккрецирующего вещества и температуры глубоких слоев нейтронной звезды (см., например, обзоры Билдстена 1998, 2000). При значительных темпах аккреции, приближающихся к Эддингтоновскому, происходит разогрев слоя гелия, и начинается режим стабильного горения, не сопровождающийся всплесками. Наиболее яркие двойные системы в области Центра Галактики, такие как, например, GX 5-1, действительно не являются источниками рентгеновских всплесков. При более низких темпах аккреции неустойчивый режим горения практически неизбежен. Источники со средним темпом аккреции (светимость  $0.01-0.1 L_{Edd}$ ) являются классическими барстерами. Заметная часть всплесков таких источников имеет пиковую светимость порядка Эддингтоновской. Критическое значение поверхностной плотности  $C_{cr}$  не только не уменьшается, а даже растет по мере уменьшения темпа аккреции. Поэтому двойные системы с еще более низким темпом аккреции потенциально могут быть источниками редких, но, возможно, более мощных всплесков I-го рода. Такие источники в спокойном состоянии имеют слишком низкую светимость (за счет аккреции) для того, чтобы телескоп ТТМ мог их обнаружить на расстоянии  $\sim 8.5$  кпк. Однако во время всплеска, если пиковая светимость сравнима с Эддингтоновской, детектирование подобных источников не представляет труда. Если функция светимости такова, что число источников с малым темпом аккреции (малой светимостью) очень велико, то наряду со всплесками от сравнительно ярких, в спокойном состоянии, источников телескоп ТТМ должен регистрировать всплески из "пустых" мест. Как уже отмечалось выше, источники всех всплесков, зарегистрированных телескопом ТТМ, были также видны и в спокойном состоянии. Отсутствие всплесков из "пустых" позволяет наложить ограничение на число источников с малым темпом аккреции и на время, необходимое им для накопления количества гелия, нужного для всплеска.

Как уже было сказано выше, все всплески I-го рода (33 события), зарегистрированные телескопом ТТМ, были отождествлены с источниками, имеющими значительный поток в спокойном состоянии. Ни одного всплеска не было зарегистрировано от источника, поток от которого в спокойном состоянии не

превышает порога детектирования телескопа. Оценим ожидаемое число таких источников.

Число всплесков от источников, имеющих поток в спокойном состоянии выше порога детектирования телескопа, равно:

$$N_{b,p} = \int_0^\infty \frac{dM}{dr} dr \int_{4\pi r^2 S_p}^\infty P_b(L, L_b > 4\pi r^2 S_b) \frac{dN}{dL} dL, \quad (1.6.)$$

где  $dM/dr$  - распределение плотности источников (на единицу расстояния) по расстоянию  $r$  в пределах поля зрения телескопа,  $S_p$  - порог детектирования телескопа для источника в спокойном состоянии,  $dN/dL$  - функция светимости источников в спокойном состоянии,  $P_b(L, L_b > 4\pi r^2 S_b)$  - темп генерации рентгеновских всплесков (с потоком выше порога детектирования всплеска  $S_b$ ) источником, со светимостью  $L$  в спокойном состоянии.

Число всплесков от источников, имеющих поток в спокойном состоянии ниже порога детектирования телескопа, равно, соответственно:

$$N_{b,e} = \int_0^\infty \frac{dM}{dr} dr \int_0^{4\pi r^2 S_p} P_b(L, L_b > 4\pi r^2 S_b) \frac{dN}{dL} dL, \quad (1.7.)$$

Далее нас будут интересовать не абсолютные значения величин  $N_{b,p}$  и  $N_{b,e}$ , а их отношение.

Самую простую оценку можно сделать, если предположить, что все источники находятся на одинаковом расстоянии (например, на расстоянии Центра Галактики - 8.5 кпс), а все возникающие рентгеновские всплески имеют приблизительно одинаковую светимость порядка Эддингтоновской. Как уже отмечалось выше, такие всплески должны регистрироваться телескопом ТТМ вплоть до расстояния  $\sim 9.5$  кпс. Тогда

$$\frac{N_{b,e}}{N_{b,p}} = \frac{\int_0^{4\pi r^2 S_p} P_b(L) \frac{dN}{dL} dL}{\int_{4\pi r^2 S_p}^\infty P_b(L) \frac{dN}{dL} dL} \quad (1.8.)$$

Это упрощенное выражение зависит лишь от функции светимости источников и темпа производства всплесков источниками с заданной светимостью. Можно еще более упростить это выражение, предположив, что для возникновения всплеска необходимо фиксированное количество аккрецировавшего вещества. Т.е.  $P_b(L) \propto \dot{M}/\Delta M \propto L$ . Тогда

$$\frac{N_{b,e}}{N_{b,p}} = \frac{\int_0^{4\pi^2 S_p} L \frac{dN}{dL} dL}{\int_{4\pi^2 S_p}^{\infty} L \frac{dN}{dL} dL} \quad (1.9.)$$

В этом приближении отношение числа всплесков от слабых и сильных источников сводится просто к отношению полных темпов аккреции на совокупность всех слабых и сильных источников соответственно. При  $N_{b,p}=33$  и  $N_{b,e}<3$  (отсутствие всплесков от слабых источников за период наблюдений означает, что с вероятностью 95% среднее ожидаемое число всплесков от таких источников за данный период не превышает 3), эта оценка приводит к выводу, что суммарный темп аккреции на источники со светимостью ниже  $\sim 4 \cdot 10^{36}$  эрг/с по меньшей мере в 10 раз ниже суммарного темпа аккреции на более мощные источники. Другими словами, это соотношение отражает вклад в полную светимость Галактики ярких и слабых источников. В качестве аппроксимации функции светимости можно выбрать степенной закон с наклоном  $\sim 1.5$ :  $dN/dL \propto L^{-1.5}$  (Гримм и др. 2001), вплоть до светимостей порядка  $10^{38}$  эрг/с, выше которых функция светимости резко падает. В действительности верхний предел интегрирования должен быть выбран еще ниже ( $L \sim 5 \cdot 10^{37}$  эрг/с), так как при более высоких светимостях (темпах аккреции) рентгеновских всплесков не возникает. Тогда  $N_{b,e}/N_{b,p} \approx 0.3$ , то есть в несколько раз выше, чем верхний предел, оцененный по наблюдениям. Таким образом, с учетом сделанных нами упрощений, наблюдаемый дефицит всплесков от слабых источников позволяет говорить либо о более плоской функции светимости, либо судить о темпе возникновения и о свойствах всплесков от источников с малым темпом аккреции.

Существует несколько причин, по которым могут отсутствовать всплески от источников, имеющих малый темп аккреции. Мы кратко остановимся на наиболее очевидных из них.

1. Прежде всего, возможна ситуация, когда источники с темпом аккреции меньше некоторого просто отсутствуют. Например, даже при сравнительно слабом магнитном поле на поверхности нейтронной звезды источник может перейти в состояния пропеллера (Илларионов и Сюняев 1975). В этом состоянии вещество отбрасывается от звезды и не достигает ее поверхности. При напряженности магнитного поля  $B \sim 10^8$  Г и периода вращения нейтронной звезды  $P \sim 10^{-2}$  с эффект пропеллера возникает при светимости порядка  $4 \cdot 10^{34}$  эрг/с.

2. Другим естественным объяснением является резкое увеличение поверхностной плотности аккрецировавшего вещества, необходимой для возникновения всплеска, (см., например, расчеты Аясли и Джосса 1982, или Валласа, Вусли и Уивера 1982). В действительности, отсутствие всплесков от слабых источников накладывает ограничение лишь на произведение частоты появления всплесков и числа слабых источников, при условии, что характерные параметры всплесков, такие, как максимальный поток в рентгеновском диапазоне и продолжительность всплеска, не сильно зависят от светимости в спокойном состоянии.

3. Наконец, возможно, что пиковая рентгеновская светимость всплесков, возникающих от слабых источников, заметно ниже пиковой светимости всплесков от классических барстеров. Например, при наблюдении источника EXO 0748-676 (Готтвальд и др., 1986, 1987), светимость которого менялась приблизительно в 5 раз, было обнаружено, что пиковая светимость регистрируемых всплесков в среднем уменьшается при уменьшении светимости в спокойном состоянии. Аналогичная картина наблюдалась и при наблюдении некоторых других источников. В расчетах Таама и др. (1993) такое поведение пиковых потоков объясняется сложным и нерегулярным характером последовательных рентгеновских всплесков на поверхности нейтронной звезды, сопровождающихся неполным сгоранием термоядерного топлива. В расчетах получалось, что такой режим реализуется при темпах аккреции выше  $\text{неск.} \cdot 10^{-10} M_{\odot}$  в год. При более низких темпах аккреции всплески возникали более регулярно, причем их пиковая светимость заметно возрастала. Теоретическая картина формирования всплесков при малых темпах аккреции весьма сложна, и нет однозначного ответа на вопрос о характерных параметрах всплесков от слабых источников.

С учетом вышесказанного, можно несколько переформулировать результаты телескопа ТТМ. Все источники, от которых телескоп ТТМ наблюдал всплески, имеют светимость в спокойном состоянии в диапазоне  $\text{неск.} \cdot 10^{36}$  -  $\text{неск.} \cdot 10^{37}$  эрг/с (при оценке светимости мы использовали данные о расстоянии до нескольких наиболее изученных источников и предполагали расстояние в 8.5 кпк до остальных). Таким образом, можно сделать консервативный вывод, что на  $\sim 30$  зарегистрированных всплесков от источников со светимостями порядка  $L \sim 10^{37}$  эрг/с в полосе светимостей  $\Delta L \sim L$  не было зарегистрировано ни одного всплеска со сравнимой (или большей) пиковой светимостью от источников, имеющих меньшую светимость в спокойном состоянии.

Приведенные выше оценки, без всяких сомнений, очень грубы. Мы лишь хотели продемонстрировать необходимость более тщательного анализа статистики регистрации рентгеновских всплесков от ярких и слабых источников. Такой анализ может дать важную информацию для построения моделей нестабильного термоядерного горения на слабо аккрецирующих нейтронных звездах. Так как время между всплесками для таких источников может быть очень велико, то даже длительные наблюдения индивидуальных источников не могут обеспечить необходимую информацию. Для поиска и исследования всплесков от слабых источников нужен другой подход, основанный на одновременном слежении за многими источниками. Для этого необходимы наблюдения рентгеновскими телескопами с широкими полями зрения, захватывающими значительные участки небесной сферы, в отличие от типичных наблюдений небольших участков неба, содержащих известный барстер. Три фактора определяют эффективность телескопов для поиска всплесков от источников с малым темпом аккреции: чувствительность к всплескам, размер поля зрения и полное время интегрирования. Предполагая, что распределение двойных источников приблизительно следует распределению массы в Галактике, ожидаемое число всплесков будет пропорционально произведению времени наблюдений на массу вещества в пределах поля зрения телескопа и на расстоянии, определяемом чувствительностью телескопа к всплескам. Так как направление на Центр Галактики является областью наибольшей концентрации источников в Галактике, то имеет смысл говорить о наблюдениях именно этой области. Как мы уже отмечали в *главе 1*, на текущий момент наилучшие результаты могут быть получены с использованием данных широкоугольной камеры обсерватории ВерроSAX (Ягер и др., 1997). Рассмотрим этот эксперимент немного подробнее.

Широкоугольная камера ВерроSAX чувствительна в диапазоне энергий 1.8 – 28 кэВ и имеет поле зрения  $20^\circ \times 20^\circ$  (FWHM), хотя источник может быть задетектирован с меньшей чувствительностью в полном поле зрения  $40^\circ \times 40^\circ$  (Ягер и др., 1997). Чувствительность ВерроSAX на уровне  $5\sigma$  составляет порядка 200 мКраб за 8 с. Таким образом, получается, что он может задетектировать всплеск (на уровне Эддингтоновской светимости) на расстоянии порядка 11.7 кпк. Учитывая его поле зрения, получаем, что в этом случае он наблюдает около  $0.4 - 0.5 M_{gal}$ . Полная экспозиция наблюдений области Центра Галактики телескопом WFC составляет  $4 \cdot 10^6$  с за время с 1996 по 2000 гг. (инт Занд, 2001), в течение которых было зарегистрировано более 2000 всплесков от маломассивных двойных звезд, из которых  $\sim 400$  всплесков относятся к Быстрому Барстеру МХВ 1730-335, а  $\sim 200$  всплесков – к

пульсару-барстеру GRO J1744-280 (Убертини, 2000). Всего телескоп WFC зарегистрировал около 1500 всплесков I-го рода от 35 классических барстеров (по сравнению с примерно 30 всплесками, зарегистрированными телескопом ТТМ), что составляет ~75% от общего количества барстеров (инт Занд, 2001). Таким образом, не представляет сомнений, что именно данные телескопа WFC/ВерроSAX позволят получить наиболее полную информацию о всплесках от слабых источников. Не удивительно, что именно этим телескопом были действительно зарегистрированы несколько всплесков от источников, уровень потока от которых в спокойном состоянии был ниже порога детектирования (см., например, инт Занд и др. 1998, глава 7). С учетом полного числа всплесков, зарегистрированных телескопом WFC, регистрация нескольких всплесков от "пустых" мест не противоречит результатам телескопа ТТМ: из сравнения статистики регистрации всплесков телескопами ТТМ и WFC следует, что ожидаемое число всплесков от слабых источников во время наблюдений телескопа ТТМ составляет примерно 0.1-0.2.

### ***3.5. Масса вещества, аккумулируемая источником до возникновения всплеска***

В этом разделе мы обсуждаем возможность определения (по экспериментальным данным, т.е. используя данные по статистике всплесков, полученные в предыдущем параграфе) массы накапливаемого на поверхности нейтронной звезды вещества, необходимого для возникновения рентгеновского всплеска. Мы предполагаем, что расстояние до источника всплеска известно. Для всплесков, пиковая светимость которых достигает Эддингтоновского уровня, расстояние может быть определено непосредственно из наблюдений самого всплеска. Для типичных ярких барстеров масса накапливаемого вещества может быть определена по уровню потока в спокойном состоянии  $F_X = L_X / 4\pi D^2 = \eta \dot{M} c^2$  и длительности промежутка времени  $\tau$  между последовательными всплесками, т.е.  $\Delta M \approx \tau (F_X 4\pi D^2 / \eta)$ . Для очень слабых источников время между последовательными всплесками очень велико (например, оно может превышать несколько месяцев или даже несколько десятков лет), и наблюдение последовательных всплесков невозможно. Однако эту информацию можно получить, исследуя статистику регистрации всплесков от источников с разной светимостью в спокойном состоянии. Особенно простой вид выражения для накопленной массы получается, если сделать два предположения: (а) функция светимости  $dN/dL$  источников в спокойном состоянии известна и (б)

независимо от светимости источника всплески имеют достаточно резкий фронт и одинаковую пиковую светимость. Обозначим за  $dN_b/dL$  число всплесков от источников, имеющих светимость (в спокойном состоянии) в интервале от  $L$  до  $L+dL$ , зарегистрированных данным телескопом при наблюдении заданного участка неба за определенный промежуток времени. Тогда очевидно, что:

$$\Delta M(L) \propto L \frac{dN/dL}{dN_b/dL} \Delta t \quad (1.10.)$$

Замечательно, что при определении формы зависимости  $\Delta M(L)$  можно пользоваться совокупностью всех наблюдений данного телескопа вне зависимости от длительности экспозиции и наведения телескопа (естественно, что для определения численного коэффициента при зависимости накопленной массы от светимости  $\Delta M(L)$  необходим более детальный анализ.) Единственным требованием является широкое поле зрения телескопа, чтобы один пекулярный источник не давал доминирующий вклад в полное число всплесков, наблюдаемое телескопом.

В принципе, подобная информация может быть получена по данным телескопа WFC. Очевидно, что  $\Delta t/(dN_b/dL)$  является величиной, обратной темпу генерации рентгеновских всплесков  $P_b(L)$  (формулы (1.6.) - (1.8.)). Таким образом, если мы оценим  $P_b(L)$  более аккуратно, чем было сделано при выводе формулы (1.9.), то используя аппроксимацию функции светимости степенью с показателем  $\sim -1.5$  (Гримм, и др. 2002), можно получить оценку массы вещества, аккумулируемой источником до возникновения всплесков.

В первом приближении можно сделать такую оценку, основываясь на результатах ВерроSAX по всплескам от источников, от которых наблюдалось постоянное излучение, и от всплесков из ``пустых'' мест (инт Занд, 2001; Арефьев, Александрович, 2004). Предположим, что темп генерации всплесков описывается как  $L^\beta$ , для  $L < L_{gran}$ , где  $L_{gran}$  - светимость (близкая к Эддингтоновской), до которой наблюдаются рентгеновские всплески. Тогда, подставив в формулы (1.6.), (1.7.) трехкомпонентную модель Баккала и Сонееры (1986), степенную функцию светимости с наклоном  $-1.5$  и предложенную функцию темпа генерации всплесков и проведя интегрирование по области, наблюдавшейся ВерроSAX в его пределах чувствительности, получаем ожидаемое число всплесков из ``пустых'' мест в зависимости от параметра  $\beta(L_{gran})$ . На рис. 1.12. показаны кривые ожидаемого числа всплесков из ``пустых'' мест для значений параметра граничной светимости  $10^{38}$  эрг/с (сплошная кривая) и  $5 \cdot 10^{37}$  эрг/с (штриховая кривая).

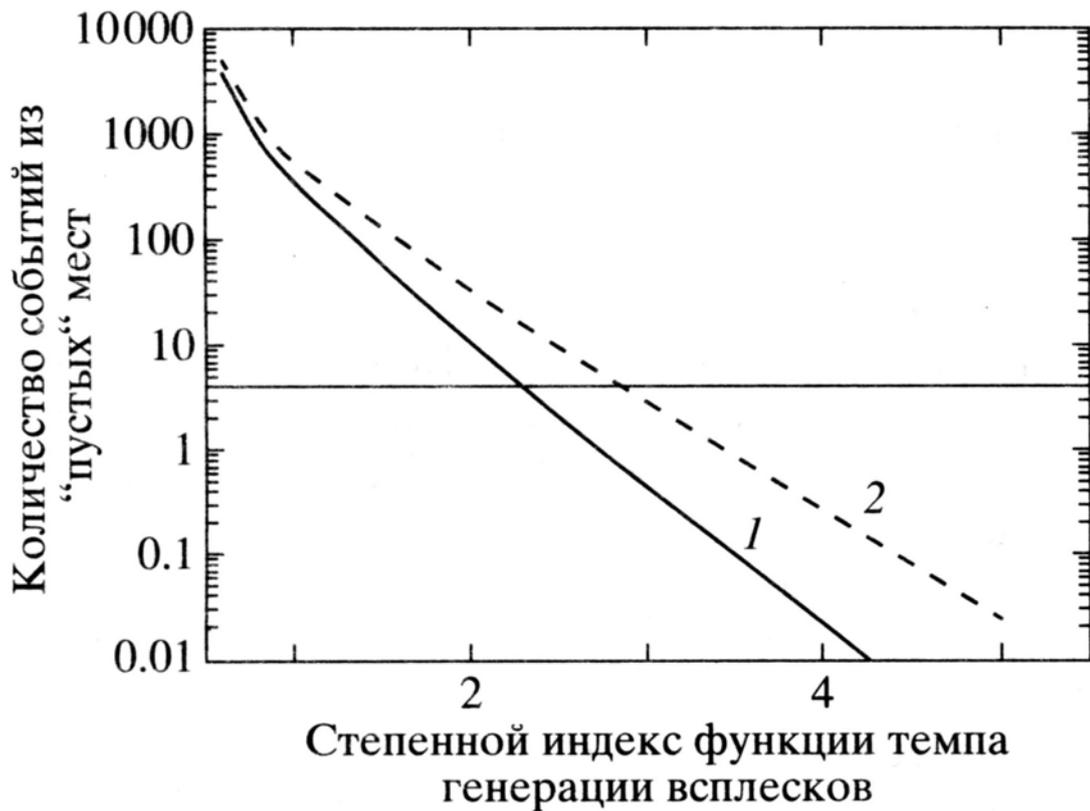


Рис. 1.12. Зависимость числа ожидаемых всплесков из «пустых» мест от наклона функции темпа генерации всплесков: 1 – для  $L_{gran}=10^{38}$  эрг/с, 2 –  $L_{gran}=5*10^{37}$  эрг/с.

Видно, что значение  $\beta$ , при котором достигается наблюдавшееся число всплесков из «пустых» мест - около 2.5. Тогда  $\Delta M(L) \propto L^{-3.0}$ . Такой результат согласуется с теоретическими расчетами, которые предсказывают резкое увеличение массы накопленного вещества, необходимого для генерации всплеска при малых темпах аккреции, и уменьшение количества аккрецировавшего вещества, необходимого для генерации всплеска при высоких темпах аккреции (см. обзоры Билдстена, 1998, 2000). При этом интенсивности самих всплесков также изменяются (увеличиваются для больших времен накопления и уменьшаются для малых).

Однако есть несколько технических трудностей, ограничивающих эффективность подобного анализа: (а) телескоп WFC проводил наблюдения в течение отдельных, достаточно коротких, промежутков времени, и нельзя исключить, что светимость источников была несколько выше в то время, когда наблюдения не проводились (б) верхние пределы на светимость источников в спокойном состоянии не очень сильные: для источника, находящегося на расстоянии в 8.5 кпк, верхний предел на светимость в спокойном состоянии составляет приблизительно  $10^{36}$  эрг/с. Наиболее эффективной стратегией представляются непрерывные наблюдения значительных участков неба рентгеновскими мониторами для регистрации самих всплесков и грубой

локализации, дополненные непосредственными наблюдениями источника всплеска телескопами с высокой чувствительностью, для точного определения уровня светимости в спокойном состоянии. Результаты попытки решения задачи (b) силами рентгеновского монитора всего неба ASM на борту обсерватории RXTE приведена в *главе 7*. Полную задачу (т.е. a+b) эффективно может решить лишь обсерватория типа СПЕКТР-РГ, в состав которой входят как рентгеновский монитор для слежения за всем небом МОХЕ, так и высокочувствительный рентгеновский телескоп - JET-X.

### Литература к Части 1.

- Айасли, Джосс 1982, (Ayasli S., Joss P.)// 1982, *Astroph. J.*, 256, 637
- Амбрустер, Вуд, 1986 (AB86), (Ambruster C., Wood, K)// 1986, *Astrophys.J.*, 311, 258
- Арефьев и др. 2003, (Arefiev V., Priedhorsky W., Borozdin K.)// 2003, *Astrophys.J.*, 586, 1238
- Арефьев, Александрович, 2004 (Арефьев, Александрович)// 2004, *Письма в АЖ*, 30, 2, 105
- Баколл, Сонеира, 1986, (Bahcall N. Soneira R.)// 1986, *Astrophys.J.*, 311, 15
- Банд и др. 1993, (Band D., Matteson J., Ford L., et al.)// 1993, *Astrophys.J.*, 413, 281
- Барру и др. 2003 (Barraud C., Olive J-F., Lestrade J., et al.)// 2003, *astro-ph/0206380*
- Бевингтон, Робинзон, 2003 (Benvington, Robinsosn)// 2003, *Data reduction and error analysis for the Physical Science*, 3-rd edition, by McGrawHill.
- Билдстен 1998, (Bildsten L.)// 1998, *Journal "The many faces of neutron stars"*, edited by R. Vuccheri, J. van Paradijs, M. Alpar; *astro-ph/9709094*
- Билдстен 2000, (Bildsten L.)// 2000, *Rossi 2000 Conference "Astrophysics with the Rossi X-ray Timing Explorer"*, NASA's GSFC, E65
- Билдстен, Браун 1997, (Bildsten L., Brown E.)// 1997, *Astrophys. J.*, 477, 897
- Бринкман и др. 1985 (Brinkman A., Dam J., Mels W. et al.)// 1985, *Non-thermal and very high temperature phenomena in X-ray astronomy* (eds. Perola G.C., Salvati M.), Rome: *Institute Astronomico*, 263
- Валлас, Вусли, Уивер 1982 (Wallace R., Woosley S., Weaver T.)// 1982, *Astrophys.J.*, 258, 696
- Верониг и др. 2002, (Veronig A., Temmer M., Hanslmeier A., et al.)// 2002, *Astron. Astrophys.*, 382, 1070
- Вихлинин 1998, (V98)(Vikhlinin, A.)// 1998, *Astrophys.J.Lett.*, 505, L123
- Валтер и др. 1980, (Walter, F., Cash, W., Charles, P., Bowyer, S.)// 1980, *Astrophys.J.*, 236, 212

- Вайджерс и др. 1997, (Wijers, R., Rees, M., Meszaros, P.)// 1997, *Mons. Not. RAS.*, 288L, 51
- Виджнандс 2001, (Wijnands, R.)// 2001, *Astrophys.J.*, 554, L59
- Виджнандс и ван дер Клис 2000, (Wijnands, R., van der Klis, M.)// 2000, *Astrophys.J.Lett.*, 528, L93
- Вусли, Таам 1976 (Woosley S., Taam R.)// 1976, *Nature*, 263, 534
- Гершберг 1989, (Gershberg. R.)// 1989, *Mem. Soc. Astron. Ital.* 60, 263
- Готтвальд и др. 1986, (Gottwald M., Haberl F., Parmar A., et al.)// 1986, *Astrophys.J.*, 308, 213
- Готтвальд и др. 1987 (Gottwald M., Haberl F., Parmar A., et al.)// 1987, *Astrophys.J.*, 323, 575
- Готтхельф и др. 1996 (ГТГ96), (Gotthelf E., Hamilton T., Helfand D.)// 1996, *Astrophys.J.*, 466, 779
- Грейнер и др. 2000, (Greiner J., Hartmann D., Voges W., et al.)// 2000, *Astron.Astrophys.*, 353, 998
- Гримм и др. 2002, (Grimm H., Gilfanov M., Sunyaev R.)// 2002, *Astron. Astrophys.*, 391, 923
- Гриндлей 1999, (Grindlay J.)// 1999, *Astrophys.J.*, 510, 710
- Дермер и др. 1999, (Dermer C., Chiang J., Botcher M.)// 1999, *Astrophys.J.*, 513, 656
- Емельянов и др. 2001, (Емельянов А., Арефьев В., Чуразов Е., и др.)// 2001, *Письма АЖ.*, 27, 12, 908.
- инт Занд и др. 1998 (in't Zand J., Heise J., Muller J., et al.)// 1998, *Nuclear Physics B, (Proc. Suppl.)*, 69/1-3, 228
- инт Занд и др. 2001(in't Zand J.)// 2001, *astro-ph/0104299*
- Илларионов, Сюняев 1975 (Illarionov A., Sunyaev R.)// 1975, *Astron. Astrophys.*, 39, 185
- Кастро-Тирадо и др. 1999 (СТ99), (Castro-Tirado A., Brandt S., Lund N., et al.)// 1999, *Astron.Astrophys.*, 347, 927 (СТ99)
- Каптейн и др. 2000, (Kaptein R., in 't Zand J., Kuulkers E., Verbunt F., Heise J., Cornelisse R. 2000), *Astron.Astrophys.* 358L, 71
- Катанезе и др. 1997, (Catanese M., Bradbury S., Breslin A., et al.)// 1997, *Astrophys.J.*, 487, L143
- Киппен и др. 2001, (Kippen M., Woods P., Heise J., et al.)// 2001, *astro-ph/0102277*
- Кипен и др. 2002, (Kippen M., Woods P., Heise J., et al.)// 2002, *astro-ph/0203114*
- Коммерс и др. 1998, (Kommers J., Lewin W., Kouveliotou C., et al.)// 1998, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 193, 7907
- Коннорс и др. 1986 (K86), (Connors A., Serlemitsos P., Swank J.)// 1986, *Astrophys.J.*, 303, 769
- Корнелисе и др. 2001, (Cornelisse R., Heise J., Kuulkers E., et al.)// 2000, *Astron.Astrophys.*, 357L, 21
- Корнелисе и др. 2002a, (Cornelisse R., Verbunt F., in't Zand J., et al.)// 2002a, *Astron. Astrophys.*, 392, 931

- Корнелисе и др. 2002b, (Cornelisse R., Verbunt F., in't Zand J., et al.)// 2002b, *Astron. Astrophys.*, 392, 885
- Коувелотту и др. 1993, (Kouveliotou C., Meegan C., Fishman G., et al.)// 1993, *Astrophys.J.Lett.*, 413, L101
- Коччи и др. 2001, (Cocchi M., Bazzano A., Natalucci L., et al.)// 2001, *Astron.Astrophys.*, 378, L71
- Ли, Петросян 1996, (Lee T., Petrosian V.)// 1996, *Astrophys.J.*, 470, 479
- Ллойд, Петросян 1999, (Lloyd M., Petrosian V.)// 1999, *Astrophys.J.*, 511, 550
- Льюин 1976 (Lewin W.)// 1976, *IAU Circ.*, No. 2922
- Льюин и др., 1993(Lewin W., van Paradijs J., Taam R.)// 1993, *Space Science Rev.*, 62, 223
- Льюин и др., 1995 (Lewin W., van Paradijs J., Taam R.)// 1995, "X-ray binaries", Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, MA, Cambridge University Press, edited by Lewin W., van Paradijs J., van der Heuvel E., 175
- Мак Файден, Вуусли, 1999, (MacFayden A., Woosley S.)// 1999, *Astrophys.J.*, 524, 262
- Мараши, Кавальери 1977 (Marashi L., Cavaliere A.)// 1977, in: E.A.Muller(ed), *Highlights in Astronomy*, Reidel, Dordrecht, 4, I, 127
- Мараши и др. 1999, (Maraschi L., Fossati G., Chiappeti L., et al.) 1999, *Astrophys.J.*, 526 L81
- Месзарос, Грузинов 2000, (Meszaros P., Gruzinov A.)// 2000, *Astrophys.J.Lett.*, 543, L35
- Месзарос и др. 1998, (Meszaros P., Rees M., Wijers R.)// 1998, *Astrophys.J.*, 499,301
- Никастро и др. 2001, (Nicastro L., Cusumano G., Antonelli A., et al.)// 2001, *astro-ph/0104131*
- Огасака и др. 1991, (Ogasaka Y., Murakami T., Nishimura J., et al.)// 1991, *Astrophys.J.Lett.*, 383, L61
- Орош и др. 2000, (Orosz J., Kuulkers E., van der Klis M., et al.)// 2000, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 197.8320
- Пай, Мак Харди 1983 (ПМ83), (Pye J., McHardy I.)// 1983, *Mons. Not. RAS.*, 205, 875
- Палавичини и др. 1990, (Pallavicini R., Tagliferri G., Stella L. 1990), *Astron.Astrophys.*, 228, 403
- ван Парадайз 1995(Jan van Paradijs)// 1995, "X-ray binaries", Cambridge University Press, edited by Lewin W., van Paradijs J., van der Heuvel E., 536
- ван Парадайз, Вайт 1995(Jan van Paradijs, White N.)// 1995, *Astroph.J.*, 447, 33
- Петтерсен и др. 1984, (Pettersen B., Coleman L., Evans D.)// 1984, *Astrophys.J. Suppl.*, 54, 375
- Петросян, Ли 1996, (Petrosian V., Lee T.)// 1996, *Astrophys.J.Lett.*, 467, L29
- Пиан и др. 2001, (Pian E., Soffitta P., Alessi A., et al.)// 2001, *Astron.Astrophys.*, 372, 456
- Пиро и др. 1998, (Piro L., Amati L., Antonelli L., et al.)// 1998, *Astron. Astrophys.*, 331, L41
- Приис и др. 1996, (Preece R., Briggs M., Pendleton G., et al.)// 1996, *Astrophys.J.*, 473, 310
- Приис и др. 2000 (P2000), (Preece R., Briggs M., Mallozzi R., et al.)// 2000, *Astrophys.J. Suppl.*, 126, 19

Раппапорт и др. 1976, (Rappaport S., Buff J., Clark G., et al.)// 1976, *Astrophys.J.Lett.*, 206, L139

Ревнивцев и др. 1999, (Ревнивцев М., Емельянов А., Бороздин К.)// 1999, *Письма АЖ.*, 25, 294

Сазонов и др. 1998, (Sazonov S., Sunyaev R., Terekhov O., et al.)// 1998, *Astron. Astrophys. Suppl*, 129, 1

Сари и др. 1998, (Sari R., Piran T., Narayan R.)// 1998, *Astrophys.J.Lett.*, 497, L17

Сари, Пиран 1999, (Sari R., Piran T.)// 1999, *Astron. Astrophys. Suppl*, 138, 537

Сванк и др. 1978,(Swank J., Boldt E., Holt, S., et al.)// 1978, *Mons. Not. RAS.*, 182, 349

Смит и др. 1998, (Smith, D., Remillard, R., Swank, J., et al.)// 1998, *IAU Circular*, 6855

Смит и др. 1999, (Smith, D., Levine, A., Morgan, E.)// 1999, *IAU Circular*, 7253

Смит и др. 2002, (Smith, D., Levine, A., Bradt, H., et al.)// 2001, *Astrophys.J.Suppl.*, 141, 415

Убертини 2000 (Ubertini P.)// 2000, *Integral Science Working Meeting no.17*

Фенимор и др. 1993, (Fenimore et al.)// 1993, in *AIP Conf. Proc.* 280, CGRO, ed Friedlander M., Gehrels N., Macomb D. (New York: AIP), 917

Фронтера и др. 2000а, (Frontera F., Amati L., Costa E., et al.)// 2000, *Astrophys.J.Suppl.*, 127, 59

Фронтера и др. 2000б, (Frontera F., Antonelli L., Amati L., et al.)// 2000, *Astrophys.J.*, 540, 697

Фронтера и др. 2001, (Frontera F., Amati L., Vietri M., et al.)// 2001, *Astrophys.J.Lett.*, 550, L47

Хейзе и др. 2000, (Heise J., in't Zand J., Kuulkers E.)// 2000) *HEAD*, 32.2803

Хейзе, инт Занд, 2001, (Heise J., in't Zand J.)// 2001, *astro-ph/0112353*

Хейзе и др. 2001, (Heise J., in't Zand J., Kippen M., et al.)// 2001, *astro-ph/0111246*

Холт, Предгорский, 1987, (Holt S., Priedhorsky W.)// 1987, *Space Sci.Rev.*, 45, 269

Хоффман, Маршалл, Льюин 1978(Hoffman J., Marshall H., Lewin W.)// 1978, *Nature*, 271, 630

Шафер и др. 2000, (Schafer, King, Deliyannis)// 2000, *Astrophys.J.*, 529, 1026

Штерн и др. 2001, (Stern, B., Tikhomirova, Ya., Kompaneets, D. et al.)// 2001, *Astrophys.J.*, 563, 80

Штрассмайер и др. 1993, (Strassmeier, K., Hall, D., Fekel, F. Et al.)// 1993, *Astron.Astrophys.s*, 100, 173

Штромайер и др. 1997 (Strohmayer T., Jahoda K., Giles B., et al.)// 1997, *Astroph.J.*, 486, 355

Штромайер и др. 1998, (Strohmayer, T., Fenimore, E., Murakami, T., et al.)// 1998, *Astrophys.J.*, 500, 873

Ягер и др. 1997 (Jager R., Mels W., Brinkman A., et al.)// 1997, *Astron.Astophys.Suppl.*, 125, 557

## **Часть 2.**

### **Переменность излучения маломассивных рентгеновских двойных систем на больших временных масштабах**

Во второй части мы рассмотрим вопросы долговременной переменности маломассивных рентгеновских двойных систем, которые не демонстрируют такую сильную переменность, как транзиентные источники. Мы будем называть такие системы *слабопеременными* рентгеновскими источниками, подчеркивая этим, что они являются более «постоянными» и менее изменчивыми источниками, чем рентгеновские транзиенты. Если исследования переменности рентгеновского излучения у слабопеременных источников на коротких и средних временных масштабах проводились различными космическими экспериментами, то до недавнего времени не существовало наблюдений, которые позволили бы изучать переменность излучения на сверхдолгих временных масштабах с хорошим временным разрешением. Только начиная с 1996 года, когда на орбиту был выведен рентгеновский монитор ASM, стали доступны данные регулярных наблюдений большого числа рентгеновских источников. Ниже мы рассмотрим экспериментальные данные, полученные рентгеновским монитором ASM для ряда долгопериодических, и спутником EXOSAT для ряда короткопериодических маломассивных рентгеновских двойных.

Мы также проведем анализ долговременных наблюдений двух пекулярных рентгеновских источников: барстера 4U 1724-307 в шаровом скоплении Терзан 2 и Галактического микроквара, рентгеновской Новой, кандидата в черные дыры – ХТЕ J1550-564. Кривая блеска барстера 4U 1724-307, которую мы построили за период 1971-2001 годов, показывает, что источник был переменен на масштабе 30 лет и демонстрирует переменность, которую трудно объяснить в рамках современных моделей, описывающих перенос вещества в маломассивных двойных системах. С аналогичными трудностями сталкиваешься при попытке описать поведение источника ХТЕ J1550-564. Эта пекулярная рентгеновская Новая после, как минимум, 25 лет пребывания в «выключенном» состоянии, в течение 6 лет демонстрировала

последовательность вспышек с уменьшающейся интенсивностью и упрощающейся формой кривой блеска.

Наконец, мы проведем поиск постоянного излучения от слабоаккрецирующих рентгеновских барстеров, т.е. от тех барстеров, всплески I-рода от которых мы искали в главе 3.

## **Глава 4.**

### **Долговременная переменность рентгеновского излучения в маломассивных двойных системах.**

Рентгеновское излучение двойных систем, одним из компонентов которого является компактный объект (черная дыра или нейтронная звезда), а вторым – маломассивный оптический компаньон, - так называемые Low Mass X-ray Binaries (LMXB), - характеризуется заметной переменностью в самом широком диапазоне масштабов времени: от тысячных долей секунды до месяцев и лет. Частотные спектры мощностей таких систем часто демонстрируют ряд заметных особенностей, произведенных периодическими процессами, такими как орбитальное движение в двойной системе, вращение нейтронной звезды, или многочисленными квази-периодическими процессами, чья природа еще недостаточно прояснена. В дополнение к таким (квази)периодическим особенностям, в спектрах мощностей маломассивных рентгеновских двойных содержится широкая непрерывная компонента, которая начинается от 10-100 мсек и тянется до масштабов времен, максимально доступных современным инструментам. Эта компонента похожа на красный шум, т.е. с хорошей точностью может быть представлена как степенной спектр с показателем степени  $\beta \approx -1$ .

У LMXB, демонстрирующих непрерывное рентгеновское излучение, вещество от звезды-компаньона перетекает в полость Роша компактного объекта через внутреннюю точку Лагранжа и, как следствие, имеет высокий угловой момент. В результате формируется аккреционный диск, в котором вещество, вращаясь по орбитам, близким к Кеплеровским, медленно дрейфует в сторону компактного объекта и через некоторое время падает на него, излучая рентгеновские фотоны. Так как с приближением к компактному объекту характерные масштабы времен процессов, определяющих перенос вещества, уменьшаются, можно ожидать, что переменность рентгеновского излучения на низких и сверхнизких частотах несет в себе информацию о характере переноса вещества и о структуре внешних частей аккреционного диска.

#### 4.1. Экспериментальные данные и критерий отбора

Мы используем данные наблюдений рентгеновского монитора ASM астрофизической обсерватории RXTE (Сванк, 1999), покрывающие период 1996-2004 гг (MJD диапазон  $\sim 50100$ -53100). Монитор ASM проводит измерения в диапазоне энергий 2-12 кэВ и обеспечивает регулярное наблюдение около 300 рентгеновских источников, с частотой, соответствующей орбитальному периоду обсерватории RXTE, т.е. примерно одно наблюдение каждые 90 мин. Каждое наблюдение может состоять из нескольких измерений. Длительность каждого измерения составляет около 90 сек. Из-за ряда навигационных ограничений и из-за появления очень ярких транзиентных источников, в кривых блеска отдельных источников иногда имеются промежутки, в которых измерения не проводились. Длительность таких промежутков составляет месяц и более. Подробные кривые блеска RXTE/ASM были получены из Архива данных астрофизики высоких энергий в центре им. Годдарда (HEASARC).

Для источников с коротким орбитальным периодом,  $P_{orb} \leq 4$  часа, мы использовали данные детектора средних энергий (ME) рентгеновского спутника EXOSAT (Турнер и др. 1981). Длительность наблюдений этим детектором составляла вплоть до нескольких десятков ксек, с типичным временным разрешением порядка 1 сек. Энергетический диапазон детектора средних энергий – 0.9-8.9 кэВ. Данные спутника EXOSAT также были получены из HEASARC.

**Критерии отбора.** Мы отбирали маломассивные двойные системы, пользуясь следующими критериями отбора:

- 1) Постоянные источники, т.е. источники, в кривых блеска которых отсутствуют эпизоды, когда источник был в «выключенном» состоянии или демонстрировал транзиентный выброс, подобный тем, что бывает у рентгеновских Новых. Это гарантирует, что аккреционный диск находился в одном и том же состоянии в течение всего анализируемого периода.
- 2) Орбитальный период двойной системы  $P_{orb}$  известен. Мы взяли орбитальные параметры LMXB в каталоге Лю и др. (2001)

Частота Найквиста в спектрах мощности, полученных по данным кривых блеска монитора ASM, составляет около  $f_{Nyq} \sim 10^{-4}$  Гц, что соответствует орбитальному периоду около 3-х часов. На практике, из-за особенностей измерений, высокие частоты в спектрах мощности, полученных по данным ASM, иногда искажены вследствие эффектов «сдвига» частоты. Чтобы избежать этого эффекта,

- 3) Яркость источника. Мы выбрали те источники, у которых средняя скорость счета превышала 2 отсч/сек для ASM и 5 отсч/сек для EXOSAT.
- 4) Чтобы избежать дополнительных неопределенностей в полученных спектрах мощностей, мы рассматривали только источники с достаточно сильным сигналом, т.е. у которых  $P_{signal} \geq 10 P_{noise}$  на орбитальной частоте.

**Отобранные образцы.** Было найдено 6 источников по данным ASM и 6 источников по данным EXOSAT, которые удовлетворяют критериям, приведенным в предыдущем пункте. По данным ASM были выбраны GRS 1915+105, GX 13+1, Cir X-1, Cyg X-2, GX 349+2, Sco X-1. По данным EXOSAT были выбраны следующие источники: 4U 1323-619, 4U1636-536, 4U 1820-303, 4U 1916-053, 1H1627-673, Exo 0748-676. Параметры двойных систем для данных источников приведены в табл. 2.1., а их кривые блеска, полученные по данным ASM, показаны на рис. 2.1.

Таблица 2.1. Параметры двойных систем и найденные значения параметров модели, описывающей спектр мощности данного источника.

Источник	$M_1$ $M_{\odot}$ (1)	$M_2$ $M_{\odot}$ (2)	$P_{orb}$ , час (3)	$f_{break}$ , Гц (4)	$\beta$ , индекс (5)	Частотный диапазон, Гц (6)
<b>ASM</b>						
GRS 1915+105	14.0±4.4	0.81±0.53	804±36	4.03±1.07x10 <sup>-8</sup>	1.32±0.09	5x10 <sup>-9</sup> – 1x10 <sup>-6</sup>
GX 13+1	1.4±0.2	5±1	592.8	1.13±0.25x10 <sup>-7</sup>	0.56±0.03	1x10 <sup>-8</sup> – 1x10 <sup>-5</sup>
Cir X-1	1.4±0.2	4±1	398.4	1.14±0.18x10 <sup>-6</sup>	1.51±0.13	1x10 <sup>-7</sup> – 1x10 <sup>-5</sup>
Cyg X-2	1.78±0.23	0.60±0.13	236.3	2.28±0.38x10 <sup>-7</sup>	1.26±0.06	1x10 <sup>-8</sup> – 1x10 <sup>-5</sup>
GX 349+2	1.4±0.2	1.5±1	22.5±0.1	2.78±0.92x10 <sup>-6</sup>	0.66±0.06	1x10 <sup>-8</sup> – 1x10 <sup>-5</sup>
Sco X-1	1.4±0.2	0.42±0.4	18.92	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	0.89±0.10	5x10 <sup>-7</sup> – 5x10 <sup>-5</sup>
<b>EXOSAT</b>						
EXO 0748-676	1.4±0.2	0.45±0.04	3.824	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	1.25±0.01	1x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>
4U 1636-536	1.4±0.2	0.36±0.04	3.793	---	1.29±0.01	1x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>
4U 1323-619	1.4±0.2	0.26±0.03	2.93	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	1.62±0.10	1x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>
4U 1916-053	1.4±0.2	0.09±0.02	0.83	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	1.41±0.05	3x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>
1H 1627-673	1.4±0.2	0.08±0.01	0.690	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	1.53±0.08	4x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>
4U 1820-303	1.4±0.2	0.07±0.01	0.190	6.14±1.06x10 <sup>-6</sup>	1.43±0.06	3x10 <sup>-5</sup> – 3x10 <sup>-2</sup>

(1) – масса компактного объекта; (2) – масса оптического компаньона; (3) – орбитальный период;  
 (4) – частота слома в спектре мощности; (5) – степенной индекс; (6) – частотный диапазон, в котором производилось фитирование моделию.

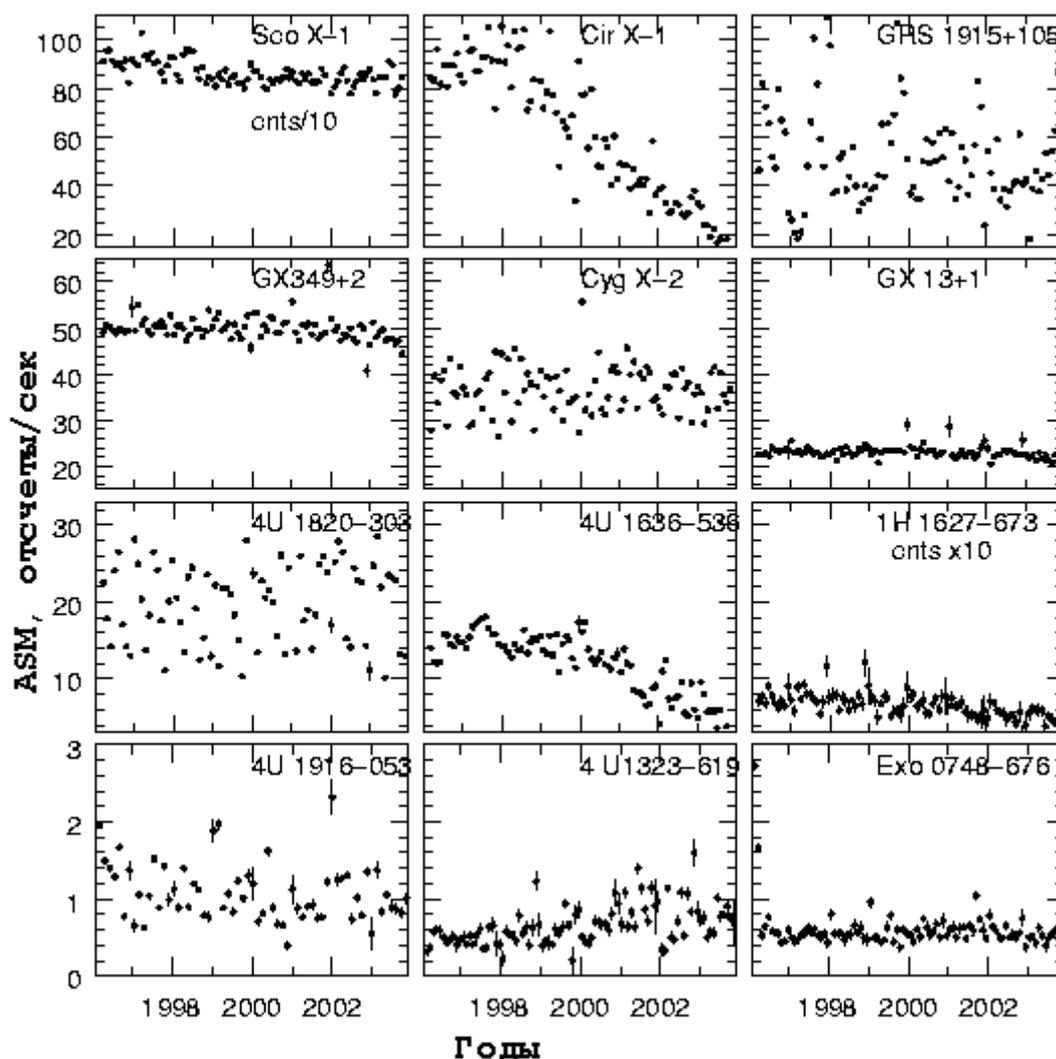


Рис. 2.1. Кривые блеска в рентгеновском диапазоне 12 маломассивных двойных систем, удовлетворяющих критериям отбора. По данным монитора ASM/RXTE

#### 4.2. Спектры мощностей

Спектры мощности были вычислены в диапазонах энергий 2-12 кэВ для ASM/RXTE и 0.9-8.9 кэВ для ME/EXOSAT. Спектры мощности, построенные по данным ASM, были получены с использованием вычислений автокорреляционной функции (Гильфанов, Арефьев, 2004). Данные EXOSAT анализировались с использованием программы *rowspec* специализированного астрофизического пакета FTOOLS 5.1. При анализе данных EXOSAT мы усреднили спектры мощностей, полученных в индивидуальных наблюдениях.

Все, кроме одного источника EXOSAT, являются рентгеновскими барстерами. Присутствие рентгеновских всплесков в их кривой блеска может вызвать появление дополнительной компоненты в их спектрах мощностей, которая не имеет никакого отношения к вариациям  $\dot{M}$ , вызванными процессами в аккреционном диске. Чтобы избежать этого, мы удалили соответствующие участки кривой блеска из нашего анализа. В случае источника EXO 0748-676, кроме участков, соответствующих рентгеновским всплескам, мы также удалили из кривой блеска участки, соответствующие рентгеновским затмениям. Мы не удаляли участки, которые соответствуют так называемым рентгеновским дипам, т.е. моментам, когда поток от источника в рентгеновском диапазоне резко падает. Это соответствует частичному затмению рентгеновского источника. Мы не сделали этого, т.к. невозможно однозначно определить такие дипы. Спектры мощностей, полученные по данным ASM, не подвержены искажениям из-за влияния рентгеновских всплесков или рентгеновских затмений.

Спектры мощностей выбранных источников показаны на рис. 2.2 и 2.3. Для удобства мы обозначили на каждом рисунке степенной закон вида  $P_\nu = 10^{-4} * \nu^{-1.3}$ . На частотах выше  $f \geq 10^{-5}$  Гц в спектрах мощности некоторых источников ASM заметно уплощение. Особенно заметно это для GRS 1915+105. Вероятно, что это связано с особенностью кривых блеска ASM и перетеканием высокочастотной составляющей в область более низких частот через частоту Найквиста. Также у некоторых источников, особенно у Cir X-1 и 4U1820-303, заметны пики, вследствие орбитальной модуляции.

Спектры мощностей почти всех источников показывают хорошо заметный слом на низких частотах, ниже которых спектры почти плоские. Для некоторых источников видно, что существует еще одна, сверхнизкочастотная компонента. Наиболее четко это видно в случае Cir X-1, Sco X-1 и 4U1916-536. На спектрах некоторых источников заметна широкая QPO – подобная особенность, которая находится вблизи частоты слома. На частотах выше частоты слома спектры мощностей являются степенными  $P_\nu \propto \nu^{-\beta}$ . Интересно отметить, что наклон спектра мощностей практически одинаков у всех 12 источников и составляет  $\beta \approx 1.3$ . Это же самое верно и для нормализации.

Для иллюстрации (рис. 2.4.) мы объединили данные наблюдений ASM и EXOSAT и приводим спектры мощности нескольких источников в ультра - широком частотном диапазоне  $f \sim 10^{-8} - 10^{-1}$  Гц. Видно, что в объединенном диапазоне на спектрах мощности по-прежнему присутствует единственный слом – тот, который был найден по данным одного из экспериментов.

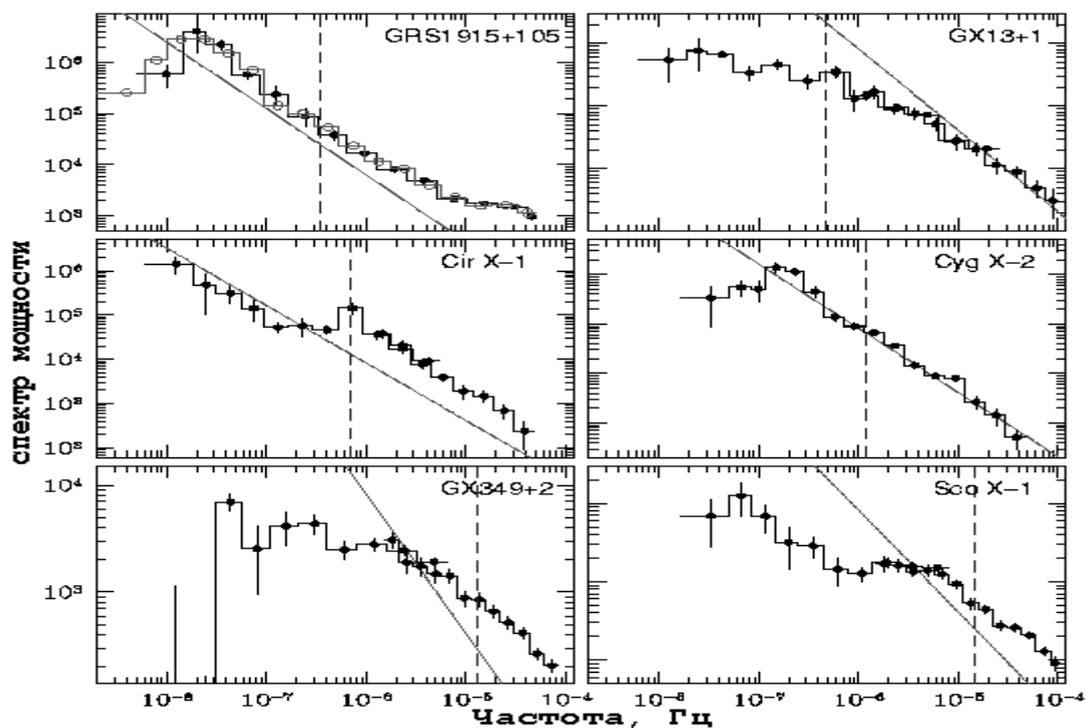


Рис. 2.2. Спектры мощностей долгопериодических LMXB по данным ASM/RXTE. Сплошная тонкая прямая соответствует степенному спектру вида  $P_\nu = 10^{-4} \nu^{-1.3}$ . Пунктирная линия соответствует значению орбитальной частоты системы.

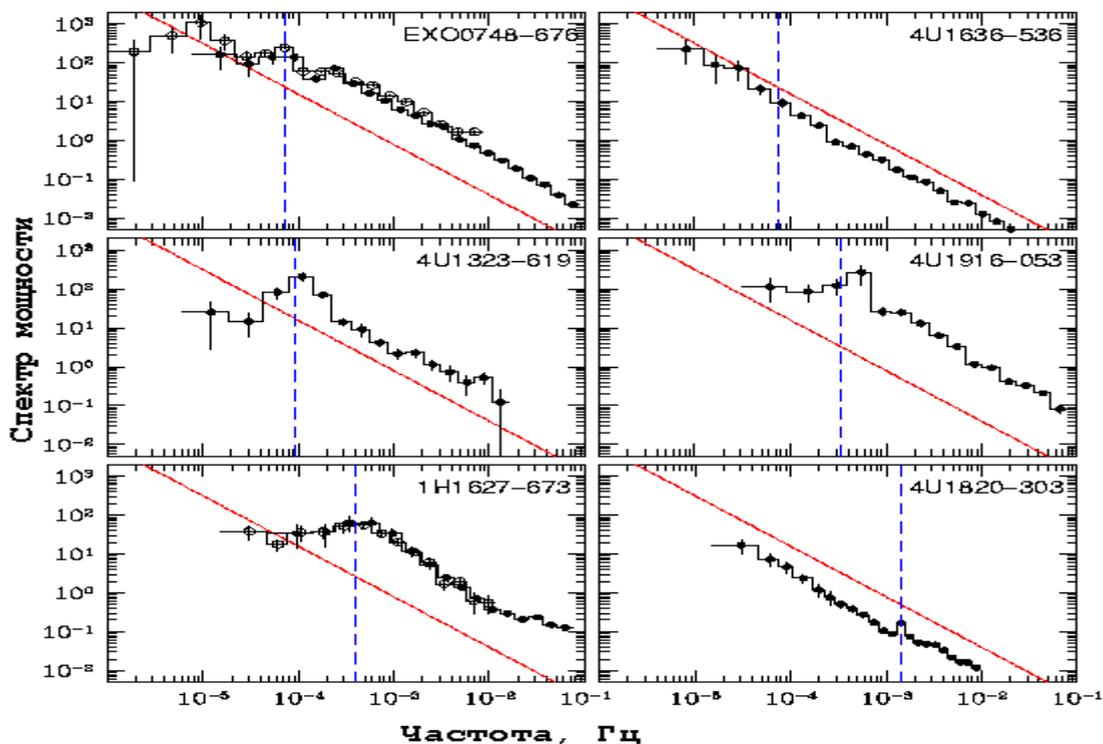


Рис. 2.3. Спектры мощностей короткопериодических LMXB по данным EM/EXOSAT. Сплошная тонкая прямая соответствует степенному спектру вида  $P_\nu = 10^{-4} \nu^{-1.3}$ . Пунктирная линия соответствует значению орбитальной частоты системы.

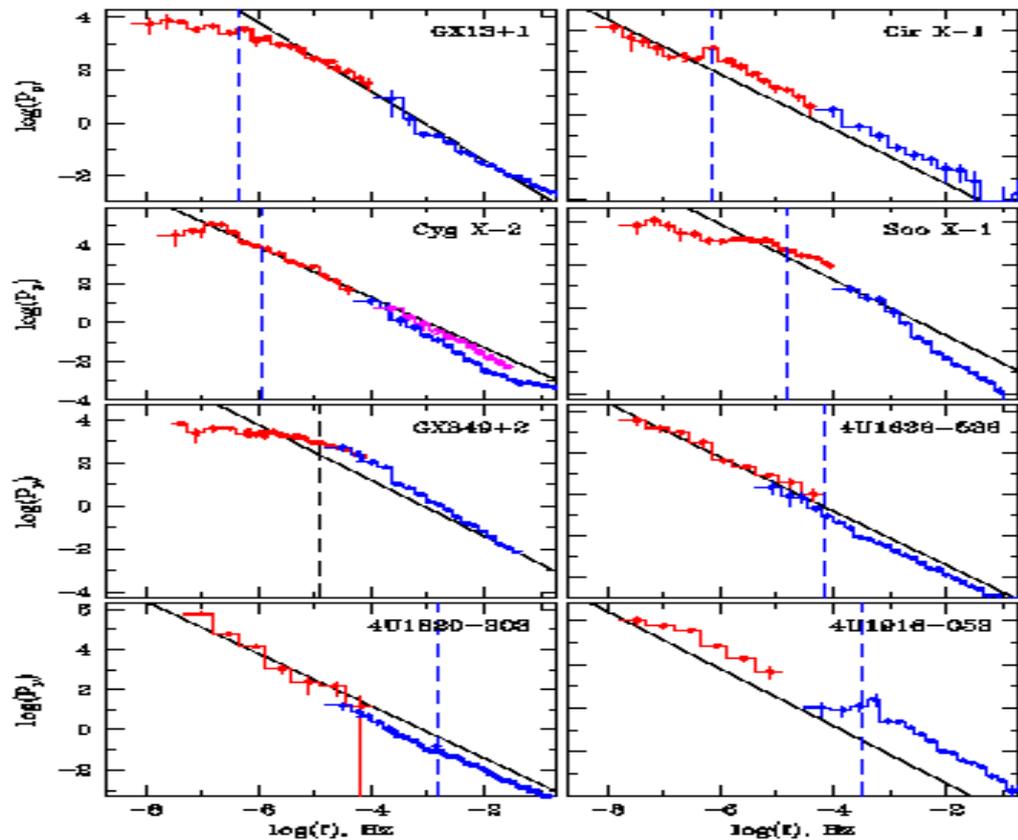


Рис. 2.4. Спектры мощности рентгеновского излучения LMXB в экстремально широком диапазоне частот  $f \sim 10^{-8} - 10^{-1}$  Гц. Сплошная тонкая прямая соответствует степенному спектру вида  $P_\nu = 10^{-4} \nu^{-1.3}$ . Пунктирная линия соответствует значению орбитальной частоты системы.

#### 4.3. Особый случай: источники 4U1636-536 и 4U1820-303

Существует, как минимум, одно исключение из описанного выше поведения. Не наблюдается заметного слома в спектре мощности источника 4U1636-536. Возможно, что спектр мощности этого источника и имеет какие-либо слабые особенности, но его поведение в экстремально- широком диапазоне частот  $10^{-8} - 10^{-1}$  Гц хорошо описывается простым степенным законом с наклоном  $\beta \approx 1.3$  без наличия какого-либо очевидного слома (Рис. 2.4.)

Вторым возможным исключением является 4U1820-303. В дополнение к явно видимому пику, вследствие орбитальной модуляции, на частотах  $f \sim 10^{-3} - 10^{-2}$  Гц видна полочка, за которой на более низких частотах вновь следует степенной спектр. Присутствие этой полочки более заметно на индивидуальных наблюдениях EXOSAT, которые показаны на рис. 2.5. Формально с точки зрения статистики, значимость этой полочки не вызывает сомнений. Для примера, приближение данных наблюдений 19-20

августа 1985 г. в диапазоне частот  $10^{-3}$ - $2 \cdot 10^{-2}$  Гц дает для модели со сломом в спектре и без слома следующие величины  $\chi^2$  соответственно:  $\chi^2 = 12.7$  (для 11 степеней свободы) и  $\chi^2 = 42.2$  (для 12 степеней свободы), приводя к значению  $\Delta\chi \approx 30$  для одного дополнительного параметра. Однако, при рассмотрении всего частотного диапазона (см. рис. 2.4), этот источник выглядит менее убедительно, чем остальные источники.

Чу и Гриндлей (2001), анализируя долговременную переменность 4U1820-303, показали, что ее кривая блеска может быть объяснена, если ультракомпактная двойная система входит в состав тройной системы с орбитальным периодом около 1.1 дня. Широко известная 176 дневная модуляция рентгеновского излучения в этом источнике возникает именно из-за влияния третьей звезды. Влияние третьей звезды и вызывает сверхнизкочастотную модуляцию изменения темпа аккреции, не связанную с модуляцией  $\dot{M}$  в самом аккреционном диске. В принципе, это объясняет сильную степенную сверхнизкочастотную компоненту на частотах  $f \leq 10^{-3}$  Гц. Дальше мы предполагаем, что полочка в спектре мощности на частоте  $\log(f) \sim -2.5$  вызвана тем же механизмом, что и низкочастотные сломы в спектрах мощностей других LMXB из нашего набора. Мы подчеркиваем, что это не единственно возможная интерпретация, и 4U1820-303, подобно 4U1636-536, может демонстрировать поведение, отличное от поведения других источников из нашего образца.

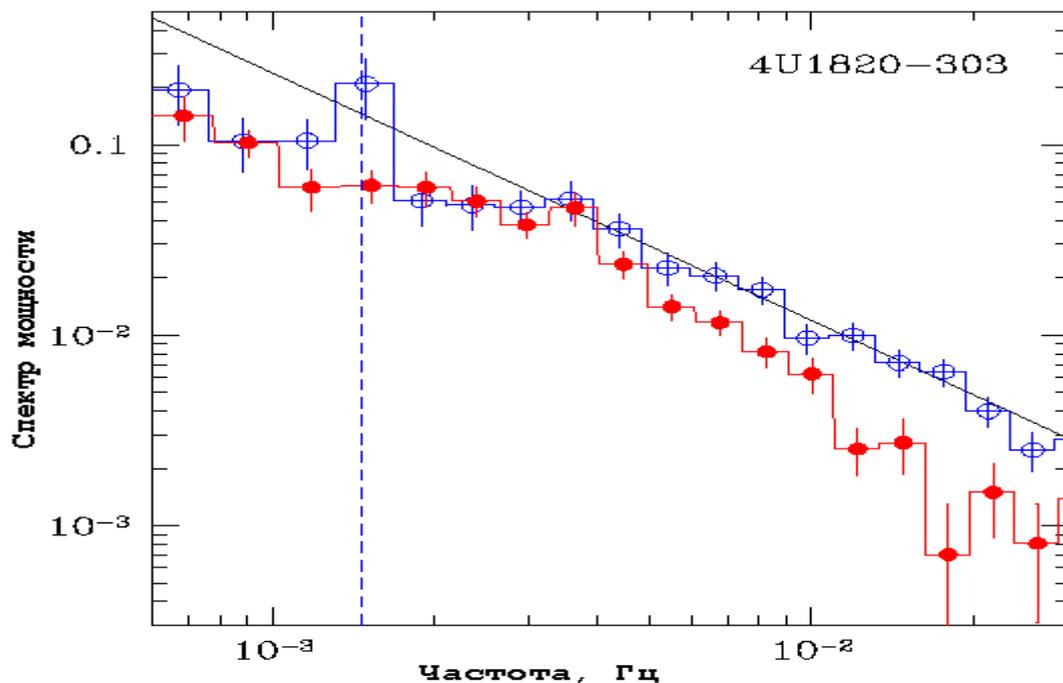


Рис. 2.5. Спектр мощности рентгеновского источника 4U 1820-303, полученного по данным EXOSAT в 1985 году. Пустые кружки – 16 апреля и заполненные кружки – 19-20 августа.

#### 4.4. Экспериментальная модель для описания спектров мощностей

Спектры мощности были описаны моделью степенного закона с завалом на частоте слома:

$$P(f) = \begin{cases} A f^{-\beta} & f \geq f_{break} \\ A f_{break}^{-\beta} & f < f_{break} \end{cases} \quad (2.1.)$$

Частотный диапазон, в котором осуществлялось фитирование, выбирался индивидуально для каждого источника, в зависимости от продолжительности доступных данных и от наличия сверхнизкочастотной шумовой компоненты на частотах ниже  $f_{break}$ . Используемые частотные диапазоны и полученные параметры модели приведены в таблице 2.1. У источника 4U 1323-619 в спектре мощности присутствует, как минимум, три гармоники орбитальной частоты. Интервалы, соответствующие этим частотам, были исключены из спектра мощности данного источника при проведении фитирования модели.

Спектры мощностей всех источников из нашего набора, кроме одного, имеют сломы на низких частотах. Рисунок 2.6. показывает зависимость величины частоты слома спектра мощности от орбитальной частоты двойной системы. Хорошо заметна явная положительная корреляция между этими двумя частотами. Стоит отметить, что она выдерживается на более чем 3-х порядках орбитальной частоты, от ультракомпактных двойных систем 4U 1820-303 и 1H1627-673 с орбитальным периодом  $P_{orb} \approx 12$  и  $P_{orb} \approx 40$  мин до экстремально широкой системы GRS 1915+105 с  $P_{orb} \approx 35.5$  дня. Отношение  $f_{break}/f_{orb}$  меняется от  $\sim 0.1-0.2$  для долгопериодических двойных до  $\sim 1-2$  для компактных систем.

#### 4.5. Возможная модель генерации низкочастотного шума в LMXB

Апериодическая переменность, которая наблюдается в рентгеновском излучении LMXB, часто характеризуется амплитудой в десятки процентов, указывающей на то, что имеются значительные изменения темпа аккреции  $\dot{M}$  в широком диапазоне временных масштабов, непосредственно во внутренней области аккреционного диска, т.е. там, где генерируется рентгеновское излучение. Если посмотреть на это с точки зрения характерных временных масштабов LMXB, то

понятно, что высокочастотная переменность рентгеновского излучения может быть сгенерирована непосредственно

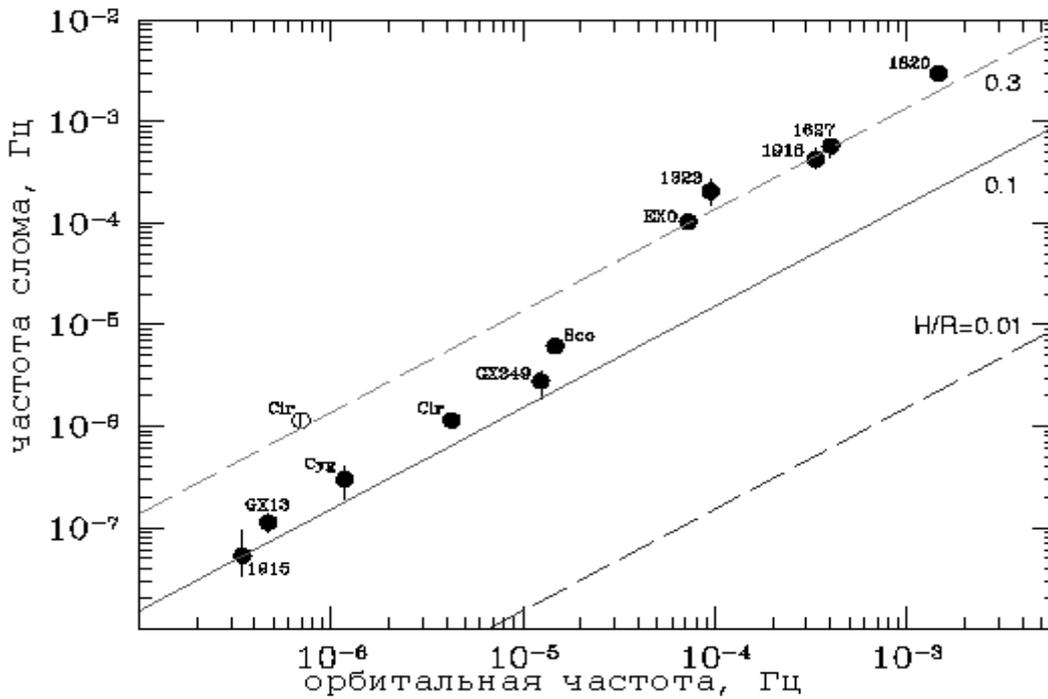


Рис. 2.6. Связь между частотой слома в спектре мощности и орбитальной частотой двойной системы. Прямые сплошная и штриховые линии показывают ожидаемую зависимость  $f_{\text{visc}}$  от  $f_{\text{orb}}$  для различных относительных толщин диска  $H_d/R_d$ , предполагая, что  $\alpha=0.5$  и  $f_{\text{break}}=f_{\text{visc}}$ ,  $q=0.5$  и  $R_d/a=0.4$ .

вблизи компактного объекта, тогда как переменность на более длительных масштабах времени на многие порядки превосходит характерные времена той области, где происходит основное энерговыделение. Следовательно, можно предположить, что низкочастотная переменность  $\dot{M}$  должна возникать во внешних частях аккреционного потока и дальше распространяться в области, где происходит генерация рентгеновского излучения. Так как в стандартных аккреционных  $\alpha$ -дисках (Шакура, Сюняев, 1973), которые формируются в ЛМХВ, перенос вещества к компактному объекту происходит за счет диффузии, то такой диск выполняет роль низкочастотного фильтра, подавляя на данном радиусе  $r$  вариации  $\dot{M}$  на временах короче, чем локальное вязкое время  $t_{\text{visc}}(r)$ . С другой стороны, вязкое время является максимальным временным масштабом в диффузионном аккреционном потоке. Следовательно, можно предположить, что на любом радиусе  $r$  максимальный вклад в переменность  $\dot{M}$  (и рентгеновского излучения) происходит на частотах  $f \sim 1/t_{\text{visc}}(r)$  (Любарский 1997, Чуразов и др. 2001). Любарский (1997) показал, что в этом случае спектр мощности излучения аккреционного диска является красным шумом, т.е.  $P_v \propto \nu^{-\beta}$ , где индекс степени  $\beta \sim 1$ , что подтверждается наблюдениями.

Так как аккреционный диск имеет конечные размеры, то максимальный временной масштаб, который существует в таком диске, соответствует вязкому времени на внешней границе диска  $t_{visc}(R_d)$ . На больших временах (более низких частотах) вариации  $\dot{M}$  и, следовательно, вариации рентгеновского излучения нескоррелированы, значит, спектр мощности аккреционного диска должен стать плоским на частотах  $f \leq f_{break} \sim 1/t_{visc}(R_d)$ . Другим источником переменности  $\dot{M}$  является то, что темп переноса массы с оптического компаньона через внутреннюю точку Лагранжа также не является постоянным. Так как эти вариации также проходят через аккреционный диск, то области генерации рентгеновского излучения достигают только возмущения с характерными частотами  $f \leq 1/t_{visc}(R_d)$ . Таким образом, на частотах  $f \leq f_{break}$  в спектрах мощности LMXB может наблюдаться дополнительная шумовая компонента.

Окончательная форма спектра мощности будет зависеть от относительных амплитуд переменности  $\dot{M}$ , вызванных процессами, происходящими в аккреционном диске и в оптическом компаньоне. Так как в стандартной картине эти процессы не зависят друг от друга, то в спектре мощности LMXB должна образоваться характерная особенность – слом, где спектр мощности меняет наклон, либо полочка на частоте  $f \sim 1/t_{visc}(R_d)$ . Таким образом, аperiodическая переменность рентгеновского излучения на частотах выше этой частоты будет определяться процессами, происходящими в аккреционном диске, тогда как дополнительная амплитуда переменности на частотах  $f \leq 1/t_{visc}(R_d)$  будет вызвана процессами, происходящими на оптическом компаньоне, и тем, как вещество перетекает через внутреннюю точку Лагранжа.

#### 4. 6. Вязкий масштаб времени в LMXB

Вязкий (диффузный) масштаб времени в аккреционном диске определяется как (Шакура, Сюняев, 1973):

$$t_{visc} = \frac{2}{3\alpha} \left( \frac{H_d}{R_d} \right)^{-2} \frac{1}{\Omega_K(R_d)} \quad (2.2.)$$

где  $H_d$  - это полутолщина диска,  $R_d$  - радиус диска,  $\Omega_K(R_d) = (GM_1/R_d^3)^{1/2}$  - это Кеплеровская частота на внешней границе диска  $R_d$ ,  $M_1$  - масса компактного объекта,  $\alpha$  - безразмерный параметр вязкости. Для геометрически тонкого ( $H \ll R$ ) диска, вязкое время значительно больше, чем Кеплеровское время на внешней границе диска. Если,

при этом, диск заполняет большую долю полости Роша компактного объекта, что обычно выполняется для постоянных LMXB, считают, что у них  $R_d \sim 0.7-0.9 R_L$  (см. например, Смак (1999)), тогда вязкое время на внешней границе  $t_{visc}(R_d)$  будет превышать орбитальный период двойной системы  $P_{orb}$ . Следовательно, в спектрах мощности LMXB на частотах ниже частоты, соответствующей орбитальному периоду двойной системы, можно ожидать найти характерные особенности, связанные с вязким временем аккреционного диска.

Для стандартного аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973) вязкое время на внешней границе диска  $R_d$  определяется уравнением 2.2. Объединяя уравнение 2.2. с третьим законом Кеплера  $P_{orb} = 2\pi a^{3/2} [G(M_1+M_2)]^{-1/2}$  и предполагая, что двойная система имеет круговую орбиту, получаем:

$$\frac{f_{visc}}{f_{orb}} = \frac{3\pi\alpha}{\sqrt{1+q}} \left( \frac{H_d}{R_d} \right)^2 \left( \frac{R_d}{a} \right)^{-3/2} \quad (2.3.)$$

где  $q=M_2/M_1$  отношение масс в двойной системе,  $a$  – расстояние между компонентами,  $f_{orb}=1/P_{orb}$  и  $f_{visc}=1/t_{visc}$ . Из уравнения 2.3. следует, что для фиксированных параметра вязкости и фактора заполнения диском полости Роша, вязкое время обратно пропорционально квадрату относительной толщины диска.

#### 4. 7. Толщина аккреционного диска

Дальше мы предполагаем, что частота слома соответствует вязкому времени аккреционного диска, и они связаны следующим отношением:  $t_{visc}^{-1} = f_{visc} = f_{break}$ . Отметим, что эта простая картина не принимает во внимание сложность распределения спектра мощности в районе вязкого временного масштаба. С использованием этого определения мы получаем, что частота слома связана с орбитальной частотой соотношением 2.3., где вместо  $f_{visc}$  подставляется  $f_{break}$ .

Вязкое время в диске и отношение  $f_{visc}/f_{orb}$  наиболее сильно зависят от относительной толщины аккреционного диска  $H_d/R_d$  (см. 2.3.). Для стандартного аккреционного диска, образовавшегося вокруг нейтронной звезды, массой  $M=1.4M_{\odot}$  и радиусом  $R=10$  км, если не рассматривать эффекты нагрева рентгеновским излучением, относительная толщина диска составит (Шакура, Сюняев, 1973):

$$\frac{H}{R} \approx 1.1 \cdot 10^{-2} \alpha^{-1/10} L_{37}^{3/20} R_{10}^{1/8} \quad (2.4.)$$

где  $L_X=10^{37}L_{37}$  эрг/с и  $R_d=10^{10}R_{10}$  см – рентгеновская светимость и радиус диска. Толщина диска, полученная из соотношения 2.4., находится в пределах от  $H/R \sim 0.01$  для

наиболее компактных и наименее рентгеновски-ярких систем, до  $H/R \sim 0.02-0.04$  для источников, расположенных в верхней части таблицы 2.1. Для разумных значений параметра вязкости и относительных размеров аккреционного диска  $\alpha \approx 0.5$ ,  $R_d/a \approx 0.3-0.6$ , стандартная теория предсказывает  $f_{visc}/f_{orb} \sim 0.002 - 0.04$ , тогда как экспериментальное отношение  $f_{break}/f_{orb} \sim 0.2-2$  – значительно выше. Предсказанная зависимость  $f_{visc}$  от  $f_{orb}$ , найденная из уравнения 2.3., показана на рисунке 2.6. для различных значений  $H/R$ . Для того, чтобы объяснить найденные значения частоты слома, требуемая толщина диска должна составлять  $H/R \sim 0.1-0.3 \alpha_{0.5}^{-1/2}$ . Эти значения существенно выше, чем можно было бы ожидать для аккреционного диска без внешнего облучения, и различие наиболее значительно для самых компактных систем.

Сделанное выше заключение основывается на нашем предположении, что частота слома в спектре мощности соответствует вязкому масштабу времени в диске, т.е.  $f_{break}/f_{visc} \sim 1$ . И пока это предположение выполняется, можно уверенно утверждать, что относительная толщина аккреционного диска оказывается существенно больше, чем предсказывает теория. В самом деле, чтобы описать данные с  $H/R \sim \text{несколько} * 10^{-2}$ , как предсказывает стандартная теория, необходимо либо значение параметра вязкости  $\alpha \sim 5 - 800$ , что невозможно, т.к.  $\alpha \leq 1$ . Либо значение параметра заполнения диском полости Роша  $R_d/a \sim 0.005-0.05$ , что также сомнительно, т.к. получающийся размер диска оказывается существенно меньше радиуса циркуляризации.

Можно восстановить согласие между теорией и экспериментом, если предположить, что  $f_{break}/f_{visc} \sim 5-800$ . Мы не можем априори исключить эту возможность. Это означает, что только самые внутренние части аккреционного диска вносят вклад в наблюдаемую переменность рентгеновского излучения LMXB. Однако эта возможность кажется сомнительной, т.к. условия в диске должны меняться на существенно больших значениях радиусов, чем получается из предположения, что  $f_{break}/f_{visc} \square 1$ .

#### **4. 8. Возможность оценки периода двойной системы**

Из рисунка 2.6. видно, что источник Cir X-1 демонстрирует отношение вязкостный/орбитальный масштабов времен более чем в 10 раз короче, чем можно было бы ожидать при его орбитальном периоде. Большая орбитальная модуляция рентгеновского потока предполагает, что двойная система обладает значительно

вытянутой орбитой (Мюрдин и др. 1980). Джонстон и др. (1999) предложили модель, в которой двойная система состоит из нейтронной звезды, движущейся по эллиптической орбите с эксцентриситетом  $e \sim 0.7-0.9$ , вокруг субгиганта с массой  $3-5 M_{\odot}$ . В этой модели звезда-донор заполняет свою полость Роша и производит передачу вещества только при прохождении периастроны. Вне периастроны оптический компаньон не заполняет свою полость Роша, и переноса массы не осуществляется. В такой системе радиус аккреционного диска, в первом приближении, будет определяться минимальным расстоянием между компаньонами, которое составляет,  $a_{min}=(1-e)a$ . Тогда, для описания данных наблюдений по Cir X-1, естественно сделать следующие замены:  $a \square a(1-e)$ ,  $P_{orb} \square P_{orb} (1-e)^{3/2}$ . На рис. 2.6. нарисованы две точки для Cir X-1. Пустой кружок соответствует наблюдаемому значению орбитального периода данного источника, закрашенный кружок соответствует орбитальному периоду, скорректированному на эксцентриситет, предполагая  $e=0.7$ . При этой замене, восстанавливается согласие с другими источниками.

Стоит отметить, что зависимость  $f_{break}/f_{orb} \sim 0.2$  меняется на отношение  $f_{break}/f_{orb} \sim 2$  в районе  $f \sim 3 \cdot 10^{-5}$  Гц, при переходе от низкочастотной к более высокочастотной области (рис. 2.6.). В пределах каждой из этих областей это соотношение выдерживается с хорошей точностью. Это дает интересную возможность оценивать величину орбитального периода LMXB по значению частоты слома в спектре мощности рентгеновского излучения системы.

## Глава 5

### Десятилетнее повышение рентгеновского потока барстера 4U1724-307 в шаровом скоплении Терзан 2.

Рентгеновский барстер 4U 1724-307 был открыт в сентябре 1975 года, когда обсерваторией OSO-8 был обнаружен мощный всплеск в районе шарового скопления Терзан 2 (Свонк и др., 1977; Гриндлэй, 1978). Впоследствии было обнаружено, что рентгеновский поток из области Терзан 2 был зарегистрирован в наблюдениях обсерватории Uhuru еще в 1971 - 1973 гг. (Форман и др., 1978). Идентификация источника 4U 1724-307 с шаровым скоплением Терзан 2 была подтверждена

обсерваторией Einstein (Гриндлэй и др., 1980; точность локализации  $\sim 1.5''$ ), которая зарегистрировала вторую вспышку в марте 1979 г. Заметим, что наблюдения 4U 1724-307 различными обсерваториями, обладающими высоким угловым разрешением: Einstein (Гриндлей и др., 1984), ROSAT (Мерегетти и др., 1995), Chandra (Ревнивцев, Трудолюбов, Бороздин, 2001); показали наличие только одного яркого источника в скоплении Терзан 2. Локализации 4U 1724-307 этими обсерваториями совместимы в пределах ошибок. Расстояние до скопления Терзан 2 считается равным 6.6 кпк (Барбу и др., 1998). В течение 30 лет источник 4U 1724-307 наблюдался практически во всех энергетических диапазонах (см. например обзор Барре и др., 2000). Поэтому мы провели исследование долговременной переменности этого источника, основываясь на данных миссий Uhuru, OSO-8, EXOSAT, КВАНТ/ ТТМ и RXTE, наблюдавших его приблизительно в одном энергетическом диапазоне от 2 до 20 кэВ в период 1973-2001 гг.

### **5.1. Наблюдения**

**КВАНТ/ТТМ.** Телескоп ТТМ работал в диапазоне 2-30 кэВ и имел поле зрения  $15^\circ \times 15^\circ$ . Из-за ограничений, связанных с параметрами фона на орбите станции "Мир", каждое наблюдение телескопа ТТМ имело продолжительность не более 26 мин. Чувствительность телескопа зависела от продолжительности сеанса, от положения источника в поле зрения и составляла приблизительно 5-30 мКраб за сеанс.

В период с 21 октября 1988 г. по 24 февраля 1997 г. телескопом ТТМ было проведено около 130 сеансов наблюдений области Галактического Центра, в каждом из которых источник 4U 1724-307 попадал в поле зрения прибора.

**RXTE.** На борту орбитальной обсерватории RXTE (Брадт, Свонк, Ротшильд, 1993) находятся три научных прибора: два сонаправленных спектрометра с общим полем зрения  $1^\circ$  - PCA и HEXTE и монитор всего неба ASM. Монитор ASM позволяет следить за долгопериодической переменностью источников в диапазоне 1-12 кэВ с чувствительностью  $\sim 6-10$  мКраб/день.

Данные обсерваторий Uhuru, OSO-8, Einstein и EXOSAT были взяты из публикаций.

**Uhuru, OSO-8, Einstein и EXOSAT.** Надо отметить, что энергетические диапазоны используемых приборов соответствующих миссий и их поля зрения заметно

различаются. Так, для обсерватории Uhuru использовались два счетчика с полями зрения  $0.5^\circ \times 5.2^\circ$  и  $5.2^\circ \times 5.2^\circ$  в диапазоне 2-6 кэВ (Форман и др., 1978; Джаккони и др., 1971). У обсерватории OSO-8 использовались данные аргонового счетчика "В" (2-20 кэВ) с полем зрения  $3^\circ$ . У обсерватории *Einstein* рассматривались наблюдения, полученные при помощи пропорционального счетчика MPC, рабочий диапазон которого 1.1-21 кэВ (Гриндлэй и др., 1980), поле зрения  $1.5^\circ$ . В наблюдениях миссии EXOSAT были выбраны счетчики ME (Рейнольдс и др., 1999) и GSPC, обладающие одинаковыми полями зрения 45 угл. мин. и чувствительные в энергетических диапазонах 1-20 кэВ и 2-20 кэВ соответственно.

Большие поля зрения некоторых приборов приводят к тому, что мы не можем точно определить значение потока именно 4U 1724-307, т.е. выделить его поток из суммы потоков близлежащих источников, таких как GX 354-0, Быстрый барстер и др. Таким образом, например, для обсерватории OSO-8 мы можем лишь сказать, что постоянный поток от 4U 1724-307 не превышал  $\sim 20$  мКраб (Свонк и др., 1977).

Так же отметим, что разница в энергетических диапазонах используемых приборов может привести к тому, что источник в одном и том же состоянии будет иметь различные величины потоков, выраженные в единицах мКраб. Но в нашем случае зависимость от границ диапазонов не должна быть сильной, поскольку спектр 4U 1724-307 довольно жесткий и близок к спектру Крабовидной туманности (см. Баррэ и др., 2000).

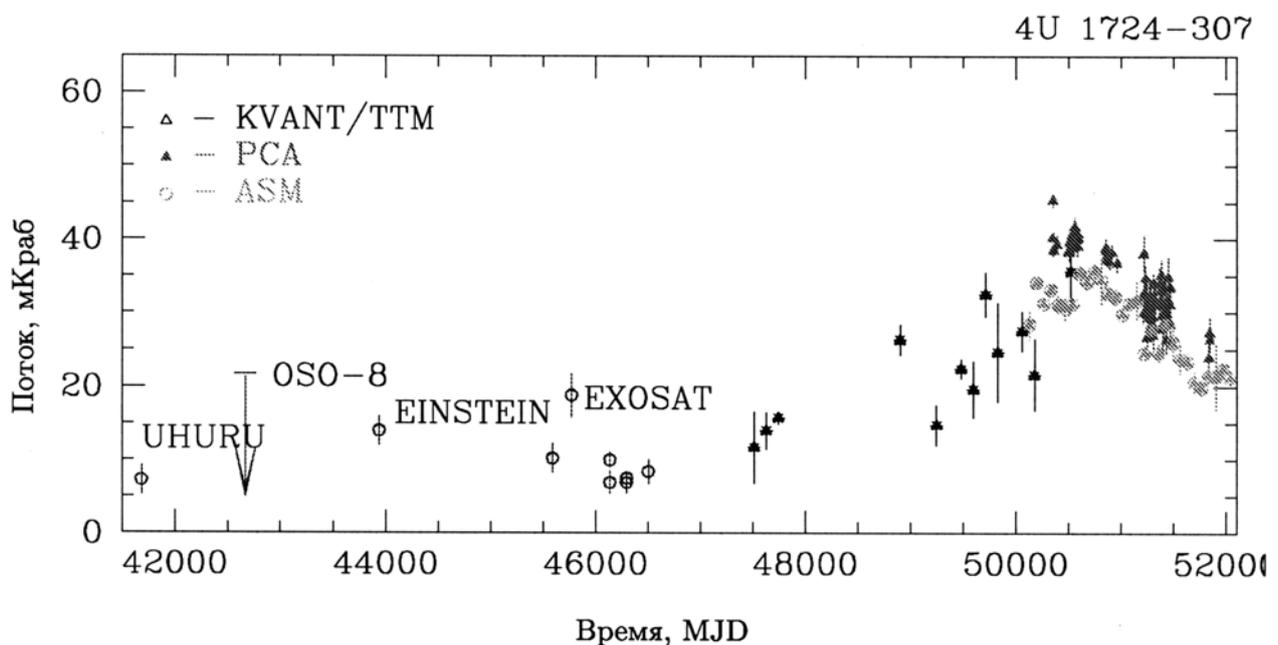


Рис 2.7. Полная кривая блеска источника 4U 1724-307 по результатам наблюдений обсерваторий Uhuru, OSO-8, Einstein, EXOSAT, КВАНТ/ТТМ, RXTE за период с 1973 - 2001 гг.

Полученная кривая блеска барстера 4U 1724-307 по данным разных обсерваторий приведена на рис.2.7. Характерной чертой кривой блеска является широкий пик рентгеновской активности источника с максимумом блеска в конце 1996 - начале 1997 года. В целом, изменение потока Терзан 2 имеет вид треугольника с временем роста и последующего спада порядка 5-7 лет. Насколько нам известно, это уникальный случай такой плавной долгопериодической переменности довольно стабильного рентгеновского источника.

Рассмотрим несколько возможных механизмов возникновения долгопериодической переменности 4U 1724-307.

### ***5.2. Дисквые неустойчивости и эволюция темпа истечения звезды-донора?***

В настоящее время общепринятыми механизмами долгопериодической переменности рентгеновских двойных считается развитие различных тепловых неустойчивостей в аккреционном диске (например, как т.н. неустойчивости карликовых Новых), а также эволюция темпа истечения вещества с поверхности звезды-донора. Маловероятно, что механизм карликовых Новых реализуется в нашем случае, поскольку изменение потока Терзан 2 не очень значительное, всего в 2-3 раза, в то время как дисквые неустойчивости приводят к изменениям темпа аккреции на порядок и более (см. обзор Уорнер, 1995). Эволюция темпа истечения вещества с поверхности звезды донора остается одной из вероятных причин наблюдаемой 10-летней переменности 4U 1724-307. Хотя, согласно оценкам Риттер (1988), подобная переменность должна происходить на много больших масштабах времени.

### ***5.3. Второй источник в шаровом скоплении?***

Другим возможным вариантом наблюдаемого изменения потока от Терзан 2 может быть появление на ~10 лет в этом шаровом скоплении второго рентгеновского источника кроме того, который наблюдался обсерваториями OSO-8, Uhuru, Einstein и EXOSAT в 70-х и в 80-х годах. Такая возможность давно обсуждалась в литературе (см. например Баррэ, Мерегетти, 1993), однако еще не удавалось достоверно показать наличие двух ярких рентгеновских двойных систем в каком-либо шаровом скоплении. Более того, при помощи наблюдений шарового скопления Терзан 2 орбитальными обсерваториями Einstein (Гриндлэй и др., 1984), ROSAT (Мерегетти и др., 1995) и

Chandra (Ревнивцев, Трудолюбов, Бороздин, 2001), обладающими высоким угловым разрешением (0.5-3"), не удалось разрешить яркий точечный рентгеновский источник. При плотности звезд в ядре шарового скопления  $10^4$  звезд/пк<sup>3</sup> и размере ядра  $\sim 0.15$  пк в 1"-ый телесный угол может попасть лишь 1-2 звезды в шаровом скоплении. Таким образом, можно считать, что гипотеза о втором источнике, слившемся на изображении с 4U 1724-307, весьма маловероятна.

#### 5.4. Пролет третьей звезды в шаровом скоплении?

Интересно отметить также вариант возникновения наблюдаемой 10-летней переменности потока от Терзан 2, присущий, возможно, только рентгеновским источникам в шаровых скоплениях. Поскольку плотность звезд в ядрах Галактических шаровых скоплений (в том числе и в ядре скопления Терзан 2) довольно велика (до  $10^4$  звезд/пк<sup>3</sup>), то вероятность близкого прохождения двух звезд (или третьей звезды рядом с двойной системой) становится уже не пренебрежимо мала (см., например, Фабиан, Прингл, Рис, 1975). При далеком (на расстоянии 1000-10000 размеров двойной системы) прохождении пролетающая звезда слегка изменяет полость Роша звезды-донора в двойной системе, что может привести к заметному увеличению темпа аккреции на компактный объект.

Оценим по порядку величины, на каком расстоянии должна пролететь третья звезда для того, чтобы изменить темп истечения вещества со звезды-донора в 2 раза. Обычно звезды, истекающие через внутреннюю точку Лагранжа, переполняют свою полость Роша на величину порядка 0.01-0.05%, т.е.  $\Delta r/R \sim 1-2 \cdot 10^{-4}$  (см., например, Майер, Майер-Хофмейстер, 1983; Уорнер, 1995). От этой величины темп истечения зависит как  $\dot{M} \propto (\Delta r/R)^3$  (см. Уорнер, 1995). Таким образом, для того, чтобы изменить темп истечения на 2, надо изменить фактор переполнения  $\Delta r/R$  примерно в 1.3 раза. Т.е. надо уменьшить радиус полости Роша на  $\sim 0.01\%$ . При массе третьей (пролетающей звезды)  $M_3 \sim M_\odot$  такое изменение полости Роша будет достигнуто при пролете на расстоянии  $\sim (5-10) \cdot 10^3 a$ , где 'a' - размер двойной системы (см. также более точный расчет в статье Хут, Пачински, 1984).

В модели пролета третьей звезды характерное время изменения темпа аккреции в двойной системе определяется как время, за которое третья звезда проходит расстояние, приблизительно равное расстоянию от нее до двойной системы. Наблюдения дают нам временной масштаб  $\sim 10-15$  лет. Характерная скорость движения

звезд в шаровом скоплении Терзан 2 составляет  $v \sim 3.2$  км/с (Веббинк, 1985), что дает нам характерное расстояние  $(1-2) \cdot 10^{14}$  см. Таким образом, мы можем оценить размер двойной системы 4U 1724-307:  $a \sim (1-2) \cdot 10^{14} / (5-10) \cdot 10^3 \sim 5 \cdot 10^{10}$  см, что типично для маломассивных двойных систем. Предполагаемый период этой двойной системы в таком случае составляет несколько часов.

Воспользовавшись расчетами Хут, Пачински (1984), мы построили модель, в которой изменения в темпе аккреции определяются следующими параметрами – временем прохода периастрона, расстоянием периастрона, поделенным на скорость пролетающей звезды, и отношением размера двойной системы к расстоянию периастрона. Мы аппроксимировали полученную кривую блеска источника 4U 1724-307 этой моделью и получили, что минимальное расстояние между двойной системой и третьей звездой, поделенное на скорость пролета, составляет  $1009 \pm 100$  дней. При скорости пролетающей звезды 3.2 км/с это расстояние равно  $\sim 3 \cdot 10^{13}$  см. Тогда размер двойной системы составляет  $1-2 \cdot 10^{10}$  см, а ее период, в предположении переполнения полости Роша, около 1 часа.

На рис.2.8(а) приведены экспериментальные точки и модельная кривая. Видно, что модельная кривая хорошо воспроизводит форму кривой блеска. Так как третья звезда пролетает на достаточно большом расстоянии от двойной системы, то ее интегральное влияние на систему невелико, и после ее пролета все параметры двойной системы должны иметь значения, близкие к первоначальным. Можно предположить, что, если предложенная интерпретация верна, то источник 4U 1724-307 в скоплении Терзан 2 выйдет на уровень  $\sim 10-15$  мКраб (т.е. тот, который он имел до увеличения своей интенсивности) еще через  $\sim 5-10$  лет.

Оценим вероятность пролета третьей звезды на расстоянии  $(3-5) \cdot 10^{14}$  см. Длину свободного пробега двойной системы по отношению к процессу пролета третьей звезды приблизительно можно определить как  $\lambda \sim 1/N\sigma$ , где  $N$  - плотность звезд в ядре шарового скопления  $N \sim 10^4$  звезд/пк<sup>3</sup>  $\sim 4 \cdot 10^{-52}$  звезд/см<sup>3</sup>),  $\sigma$  - сечение процесса пролета, которое можно оценить как  $\sigma \sim \pi R^2$ ,  $R \sim (3-5) \cdot 10^{14}$  см, т.е.  $\sigma \sim (3-6) \cdot 10^{29}$  см<sup>2</sup>. Получаем  $\lambda \sim (4-9) \cdot 10^{21}$  см. Это расстояние звезда пролетает за  $\tau \sim 5 \cdot 10^8$  лет. Т.е. на протяжении жизни шарового скопления ( $\sim 10^{10}$  лет) мимо каждой двойной системы третья звезда пролетает несколько десятков раз на расстоянии *несколько*  $\cdot 10^{14}$  см. Однако надо отметить, что вероятность того, что некая третья звезда пролетит мимо конкретной двойной системы (4U 1724-307) *именно в наш период наблюдения* ( $\sim 30$  лет), мала.

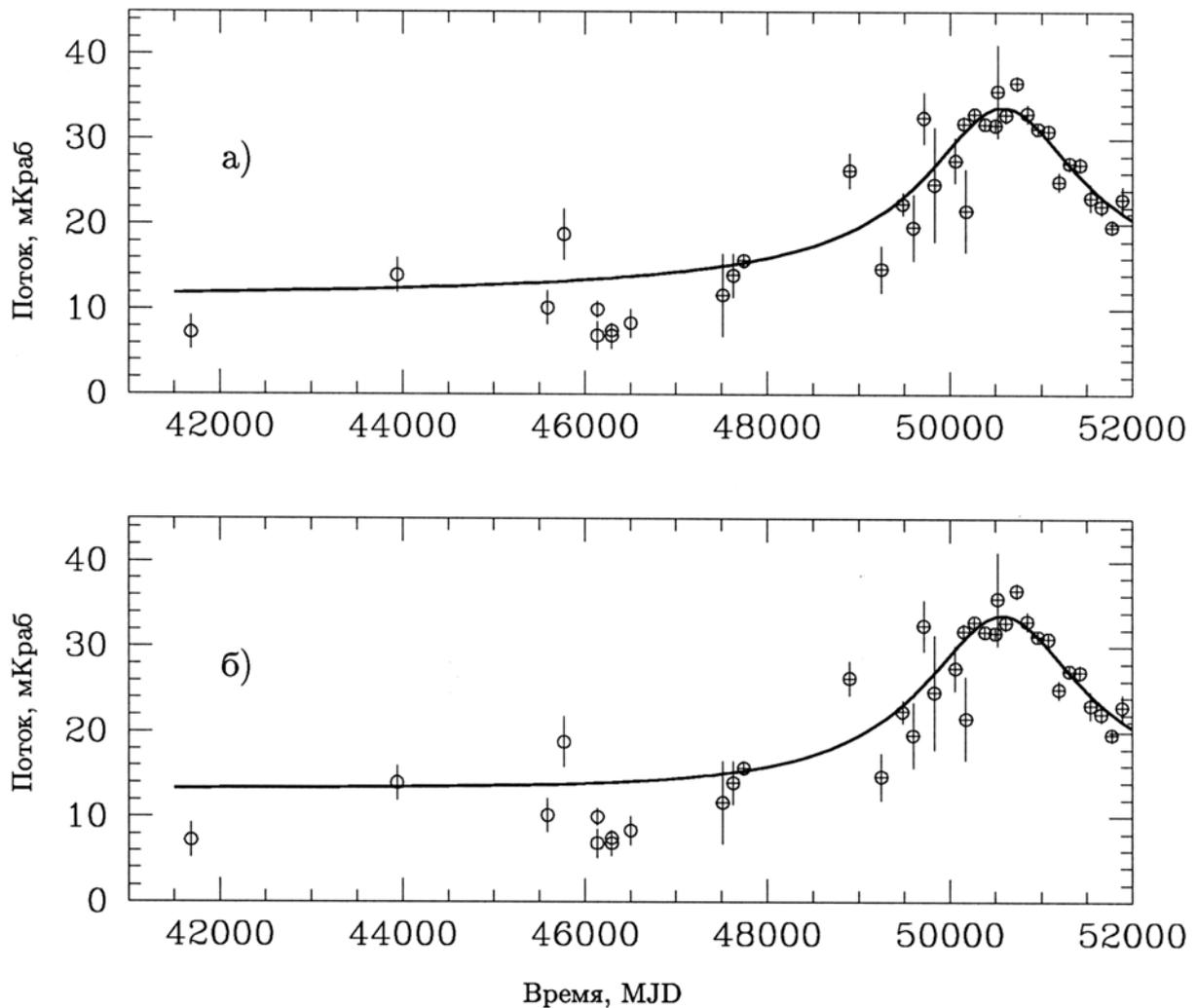


Рис. 2.8. Кривая блеска барстера 4U 1724-307 вместе с аппроксимациями различными моделями. (а) на верхней панели сплошной кривой показана зависимость потока рентгеновского источника в модели увеличения темпа аккреции из-за пролета третьей звезды. (б) на нижней панели сплошной кривой показана кривая блеска источника при микролинзировании.

### 5.5. Гравитационное микролинзирование?

Одним из экзотических, но, тем не менее, возможных механизмов возникновения 10-летнего пика рентгеновского потока 4U 1724-307 может являться гравитационное микролинзирование. Эффект гравитационного микролинзирования заключается в том, что при наличии массивного объекта между источником и наблюдателем яркость фонового источника увеличивается. А если этот массивный объект движется, то кривая блеска фонового источника будет иметь вполне определенную форму, зависящую от скорости линзирующего объекта, его массы и траектории (более подробно см. обзор Пачински, 1996).

То, что в нашей Галактике возможны наблюдения гравитационного микролинзирования, было отмечено еще 20 лет назад (см., например, Готт, 1981;

Канizarес, 1982). За последнее десятилетие несколькими группами в мире (МАСНО, OGLE) была проделана огромная работа по поиску таких событий, и к настоящему времени обнаружено уже более тысячи случаев микролинзирования (см., например, Алкок, 2000).

Кривую блеска фоновой звезды, при прохождении гравитационной линзы (фокусирующего объекта) через луч зрения, можно приблизительно описать треугольной формой, если ее увеличение яркости не очень велико. Более точная формула приведена в работах Рефсдал (1964), Пачински (1991). Характерное время нарастания и спада потока определяется временем прохождения фокусирующим объектом так называемого Эйнштейновского радиуса  $R_E$ :

$$R_E^2 = \frac{3GMx}{c^2}; \dots x = \frac{D_l(D_s - D_l)}{D_s}, \quad (2.5.)$$

здесь  $M$ - масса линзирующего объекта,  $D_l$  - расстояние до линзы,  $D_s$  - расстояние до объекта.

Чтобы найти характерные параметры для этой модели, мы аппроксимировали полученную кривую блеска 4U 1724-307 зависимостью, предложенной в статьях Рефсдал (1964), Пачински (1991) (см рис.2.8(б)).

Аппроксимация дает время пролета линзирующим объектом Эйнштейновского радиуса  $t_E=2100\pm 300$  дней. Используя это значение, мы можем, прежде всего, сделать вывод, что "линза" не может быть внутри самого шарового скопления. Действительно, в таком случае расстояние между источником и линзой  $D_s-D_l \leq 3$  пк (характерный размер шарового скопления Терзан 2). Эйнштейновский радиус, в предположении массы фокусирующей звезды  $M=1 M_\odot$ , составляет  $R_E \sim 1.3 \cdot 10^{12}$  см. При типичной скорости  $v \sim 3.2$  км/с звезд внутри шарового скопления Терзан 2 получаем характерное время изменения потока 4U 1724-307:  $t_E \sim 45$  дней, что гораздо меньше времени  $t \sim 2000$  дней, полученного нами из наблюдений. Для того, чтобы увеличить характерное время изменения потока в модели, предполагающей положение линзы внутри шарового скопления, нужна масса фокусирующего объекта  $M \gg 1 M_\odot$ , что для шаровых скоплений очень маловероятно.

Получающееся из модельной аппроксимации характерное время пролета в несколько раз больше, чем максимальное из наблюдавшихся ранее. До сих пор самое большое известное характерное время микролинзирования –  $t_E \sim 2$  года (более точно 641 день, см. Мао и др., 2001). Такое большое, как в нашем случае, характерное время изменения потока фоновой звезды подразумевает либо медленное движение по небу

линзирующего объекта, либо его большую массу. Для объекта массой  $M \leq 5M_{\odot}$  поперечная скорость его движения  $v \leq 4$  км/с (в этом случае  $R_E \leq 7 \cdot 10^{13}$  см).

Следует подчеркнуть, что вероятность того, что наш объект 4U 1724-307 был микролинзирован в наш период наблюдений, очень мала. Нужные нам оценки вероятности микролинзирования приведены, например, в статьях Пачински (1991), Алкок (2000). Вероятность того, что мы, наблюдая звезду в данный момент времени, видим ее через микролинзу (с произвольным характерным временем микролинзирования) составляет  $P \sim 0.5-3 \cdot 10^{-6}$ . Также показано, что распределение характерных времен изменений потоков фоновых звезд из-за микролинзирования таково, что вероятность события с  $t_E \geq 1000$  дней на несколько порядков меньше, чем с  $t_E \sim 30$  дней, т.е.  $P \leq 10^{-7}$ .

Таким образом, мы можем сделать вывод, что интерпретация наблюдаемой кривой блеска 4U 1724-307 гравитационным микролинзированием, в силу маловероятности такого события, нуждается в серьезной дополнительной аргументации. Одним из возможных последствий пролета фокусирующего объекта на фоне шарового скопления, является последовательное увеличение яркости звезд шарового скопления, находящихся на траектории пролета. Однако среднее время между такими "вспышками" оказывается очень велико, порядка  $\Delta t \geq 2500$  лет (среднее расстояние между звездами шарового скопления в плоскости неба  $\sim \sqrt{(1/10^4)}$  пк  $\sim 3 \cdot 10^{16}$  см, при скорости линзы  $v \leq 4$  км/с это расстояние будет пройдено за  $\Delta t \geq 3 \cdot 10^{16} / 4 \cdot 10^5 \sim 7.5 \cdot 10^{10}$  сек).

Отметим еще один возможный тест на то, может ли наблюдаемое изменение светимости 4U 1724-307 быть вызвано гравитационным микролинзированием. Это тест на максимальную рентгеновскую светимость. В случае, если излучение от 4U 1724-307 действительно усилено микролинзой, мы имеем возможность наблюдать рентгеновские потоки от источника, значительно превышающие Эддингтоновский поток, рассчитанный нами без учета линзы. От барстера 4U 1724-307 неоднократно наблюдались рентгеновские всплески первого типа с фотосферным расширением. Что говорит о том, что в момент пика рентгеновского потока полная светимость источника должна быть приблизительно равна Эддингтоновской светимости. С учетом того, что в этот момент горит, в основном, гелий, величина Эддингтоновской светимости может быть оценена как  $L_X \sim 4 \cdot 10^{38} (M/1.4M_{\odot})$ . Однако, максимальная рентгеновская светимость, зарегистрированная во время всплесков первого типа (см., например, Гриндлей и др., 1984; Мольков и др., 2000), не превышает этого значения. Таким

образом, приведенное рассуждение может служить дополнительным аргументом против гипотезы о микролинзировании потока от 4U 1724-307.

### 5.6. Данные наблюдений 2001-2004 годов: механизм переменности все-таки находится в двойной системе?

В 2001-2004 рентгеновский монитор ASM/RXTE продолжил наблюдения барстера 4U 1724-307. На рис. 2.9. мы приводим полную кривую блеска источника, начиная с 1996 года и подробную кривую блеска за 2000-2004 годы.

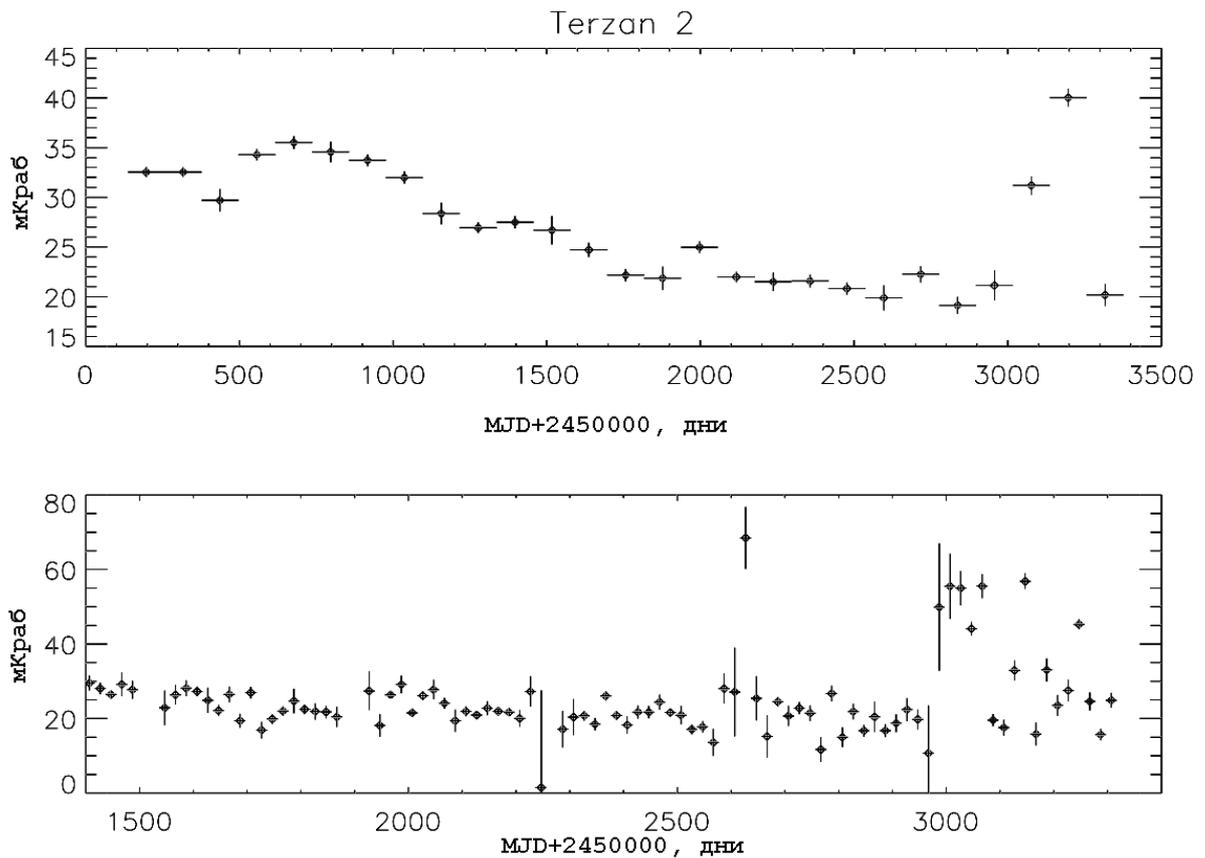


Рис. 2.9. Кривая блеска барстера 4U 1724-307 по данным наблюдений рентгеновского монитора ASM/RXTE. На верхней панели показаны данные наблюдений за 1996-2004 годы с временным разбиением по 120 дней. На нижней панели данные наблюдений 2000-2004 годов, с временным разбиением по 20 дней.

Из рис. 2.9. видно, что рентгеновский поток в 2001-2004 годах стабилизировался на уровне  $\sim 20$  мКраб, тогда как согласно предсказаниям модели с пролетом третьей звезды, либо гравитационного микролинзирования, рентгеновский поток должен был выйти на уровень  $\sim 17$  мКраб. Более того, в 2004 году, источник стал

демонстрировать сильную переменность на масштабах времени ~10-100 дней, что не наблюдалось за предыдущие 7 лет наблюдений. Такое поведение предполагает, скорее, изменение в темпе переноса вещества с поверхности звезды донора или условий в аккреционном диске, нежели удаленные воздействия. С другой стороны, у нас нет надежных данных об уровне рентгеновского потока в период, соответствующий аналогичному моменту времени до пика (т.е. в 1989-1991 годах). Данные телескопа ТТМ (рис. 2.7.) не позволяют точно определить значение среднего потока в то время, поэтому оно также может находиться на уровне ~20 мКраб. Если для модели пролета третьей звезды уширение пика рентгеновского потока не столь критично, то для модели гравитационного микролинзирования более высокое значение рентгеновского потока на временах ~6-8 лет от максимума пика существенно уменьшают вероятность подобного события.

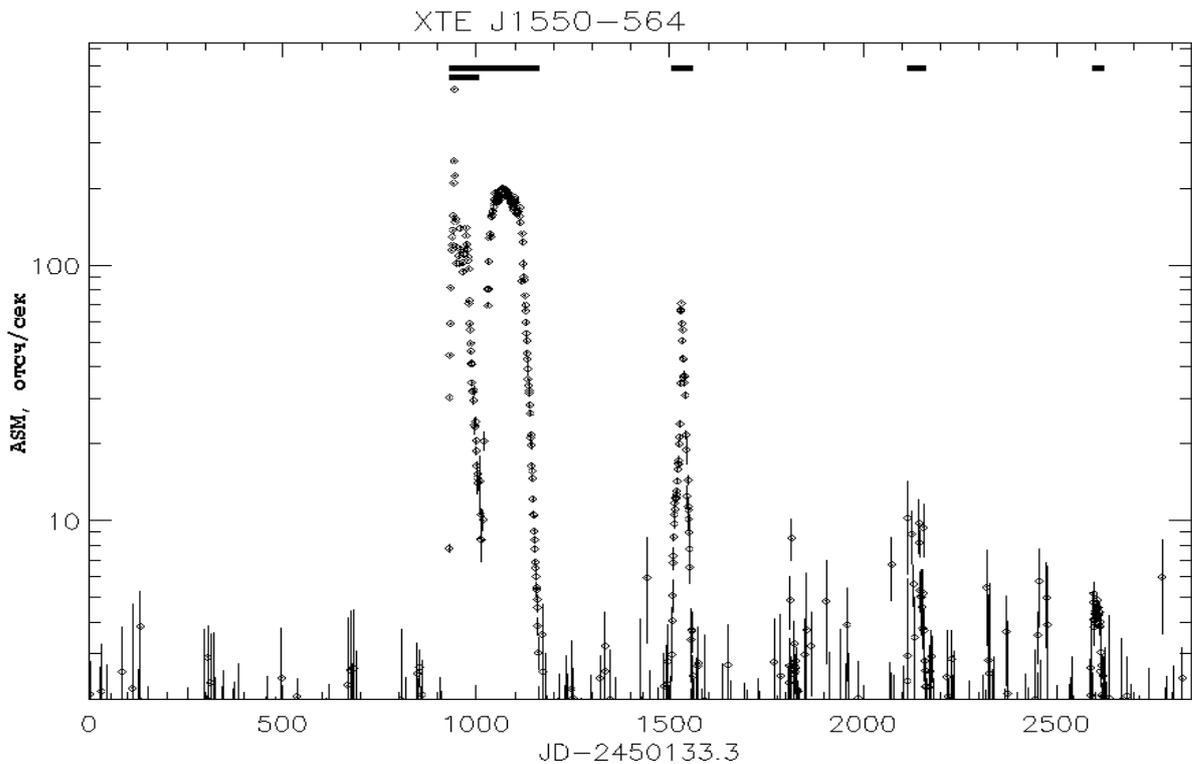
Таким образом, данные наблюдений 2001-2004 годов могут свидетельствовать в пользу того, что в рамках двойной системы существуют физические механизмы, приводящие к подобной кривой блеска. Это достаточно неожиданное заключение, т.к. существующие модели предсказывают изменение темпа истечения вещества из звезды-донора на характерных временах  $\geq 10^4$  лет (Риттер, 1988)

## Глава 6.

### Долговременные наблюдения пекулярной рентгеновской Новой ХТЕ J1550-564.

Рентгеновский транзиентный источник ХТЕ J1550-564 был открыт монитором всего неба ASM на борту спутника RXTE 7 сентября 1998 (Смит, 1998). Вскоре после открытия он был обнаружен в оптическом (Орош, 1998) и радио (Кэмпбелл-Вилсон и др. 1998) диапазонах, что позволило с высокой точностью определить его положение. Во время вспышки 1998-1999 гг. источник ХТЕ J1550-564 прошел через все канонические спектральные состояния рентгеновских транзиентов, содержащих кандидаты в черные дыры, - высокое/мягкое, низкое/жесткое и промежуточное. Спектральное и временное поведение излучения от источника оказалось необычайно сложным (Хоман и др. 1998). Через две недели после открытия источника, 20-21 сентября 1998 г., была зарегистрирована очень яркая вспышка рентгеновского

излучения, во время которой поток от источника достиг 6.8 Краб (Ремилард и др. 1998), соответствующей светимости  $9.4 \cdot 10^{38}$  эрг/с в диапазоне энергий 2-100 кэВ, предполагая расстояние до источника 5.3 кпк (Орош и др. 2002). Это значение примерно соответствует эддингтоновской светимости для данного источника. Недавно, по наблюдениям обсерватории Chandra, было обнаружено рентгеновское излучение от релятивистских джетов, которые, судя по их расстоянию от источника и скорости движения, были испущены в момент этой эддингтоновской вспышки (Томсик и др. 2003). Рентгеновские джеты, которые также наблюдались как «сверхсветовые» джеты в радиодиапазоне (Ханникайнен и др. 2001), позволили причислить ХТЕ J1550-564 к классу Галактических микроквазаров. Оптические наблюдения показали, что орбитальный период системы составляет 1.54 дня, а масса компактного объекта около  $10 M_{\odot}$  (Орош и др. 2002), что существенно выше верхнего предела на массу нейтронной звезды.



*Рис.2.10. Долговременная кривая блеска источника XTE J1550-564 в диапазоне 2-12 кэВ с начала наблюдений в 1996 г., полученная по данным ASM/RXTE. Жирные линии соответствуют моментам вспышек. Двойная жирная линия – эпизод 1А (табл.2.3.)*

Источник ХТЕ J1550-564 продемонстрировал еще ряд сильных вспышек: в 2000 (Томсик и др. 2001а, Родригез и др. 2003), 2001 (Томсик и др. 2001б), 2002 (Беллони и др. 2002) и 2003 гг. (Дюба и др.2003), однако ни одно из этих событий ни по сложности поведения кривой блеска источника, ни по интенсивности не достигало первого

(рис.2.10). Все последующие вспышки демонстрировали более стандартную форму кривой блеска с быстрым нарастанием и медленным спадом и практически полным отсутствием спектральной переменности. Большой интерес представляет малое время между соседними вспышками активности, наблюдаемое за последние 6 лет, поскольку до появления источника на рентгеновском небе в 1998 году он не детектировался как минимум 25 лет.

Ниже мы в основном обсуждаем оригинальные результаты наблюдений источника XTE J1550-564 рентгеновскими обсерваториями ИНТЕГРАЛ (данные Основной программы) и RXTE (открытые данные во время перенаведений обсерватории) во время последней вспышки (весна 2003), а также архивные данные наблюдений монитора ASM/RXTE за все время наблюдений с момента открытия источника в 1998 году.

### **6.1. Анализ данных и результаты**

Международная обсерватория гамма-лучей ИНТЕГРАЛ была запущена на высокоапогейную орбиту Российским носителем ПРОТОН с космодрома Байконур 17 октября 2002 (Эйсмонт и др. 2003). В состав научной аппаратуры обсерватории входят четыре инструмента, которые позволяют проводить одновременное исследование источника в рентгеновском, гамма и оптических диапазонах (Винклер и др. 2003а). В рамках Основной программы обсерватория систематически сканирует Галактическую плоскость для поиска рентгеновских транзиентов и изучения переменности известных рентгеновских источников (Винклер и др. 2003б). Во время таких наблюдений весной 2003 года была обнаружена очередная вспышка активности источника XTE J1550-564 (Дюба и др. 2003).

Во время этих наблюдений большую часть времени источник находился достаточно далеко от оптической оси телескопов обсерватории ИНТЕГРАЛ, поэтому мы будем использовать информацию телескопа IBIS (детектор ISGRI, Лебран и др. 2003) и спектрометра SPI (Ведрен и др. 2003), которые имеют большие поля зрения ( $29^\circ \times 29^\circ$  и  $35^\circ \times 35^\circ$ , соответственно).

Данные детектора ISGRI телескопа IBIS были обработаны, используя метод, описанный в работе Ревнивцева и др. (2004). Анализ данных спектрометра SPI осуществлялся с помощью программного пакета OSA 3.0 (<http://isdc.unige.ch>). Для построения спектра источника по данным детектора IBIS/ISGRI использовалось

отношение его потоков, измеренных в разных энергетических диапазонах, к потокам, регистрируемым IBIS/ISGRI от Крабовидной туманности в тех же диапазонах энергий. Для проверки правильности использованных алгоритмов обработки и оценки амплитуды систематических неопределенностей полученных спектров мы применили упомянутый выше метод к ряду наблюдений Крабовидной туманности. Результаты анализа данных IBIS/ISGRI показали наличие систематической неопределенности на уровне 2-5% для спектрального анализа и ~10% для абсолютной нормировки получаемого потока.

Чтобы дополнить информацию, полученную в жестком рентгеновском диапазоне, данными наблюдений в стандартном рентгеновском диапазоне, мы использовали открытые данные обсерватории RXTE, - информацию монитора всего неба ASM и данные спектрометра PCA, полученные во время перенаведений, при наблюдениях источника XTE J1550-564 в период 27 марта-21 апреля 2003 года. Анализ данных RXTE/PCA был проведен с помощью стандартного пакета FTOOLS/LHEASOFT версии 5.3. Для того чтобы уменьшить систематические погрешности в получаемых спектрах, мы использовали только верхний слой анодов детектора PCA.

## ***6.2. Кривая блеска во время вспышки 2003 года.***

Обсерватория ИНТЕГРАЛ наблюдала источник XTE J1550-564 несколько раз в течение весны 2003 во время сканирований Галактической плоскости и глубокого обзора центрального радиана Галактики. С начала марта 2003 и до начала вспышки (24 марта 2003 г) полезное время наблюдений исследуемого объекта телескопом IBIS обсерватории ИНТЕГРАЛ составило около 300 ксек. Верхний предел на рентгеновский поток от XTE J1550-564, полученный усреднением всех измерений до начала вспышки, составил ~1 мКраб в диапазоне энергий 18-60 кэВ (измерения IBIS/ISGRI), и ~2 мКраб в диапазоне 2-12 кэВ (измерения ASM/RXTE).

Начало вспышки, зарегистрированное телескопом IBIS, произошло 24.2 марта 2003 г. (Дюба и др. 2003). После этого источник несколько раз попадал в поле зрения обсерватории ИНТЕГРАЛ в начальной фазе подъема и в пике активности (24-25 марта и 8 апреля 2003 г). Его кривая блеска, полученная по данным обсерваторий RXTE и ИНТЕГРАЛ, показана на рис.2.11. Из рисунка видно, что общая длительность вспышки в стандартном рентгеновском диапазоне (данные обсерватории RXTE) составила около

50 дней, форма ее кривой блеска оказывается асимметричной со временем нарастания интенсивности источника до максимального значения  $\sim 10$  дней и затем плавным спадом в течение  $\sim 35-40$  дней. Из-за ограниченного количества данных, полученных обсерваторией ИНТЕГРАЛ, мы не можем точно указать длительность вспышки в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах. Отметим лишь, что максимальное значение интенсивности источника в мягком рентгеновском диапазоне ( $\sim 70$  мКраб) оказывается существенно меньшим по сравнению с жестким диапазоном энергии ( $\sim 200$  мКраб), что свидетельствует о жестком спектре излучения источника.

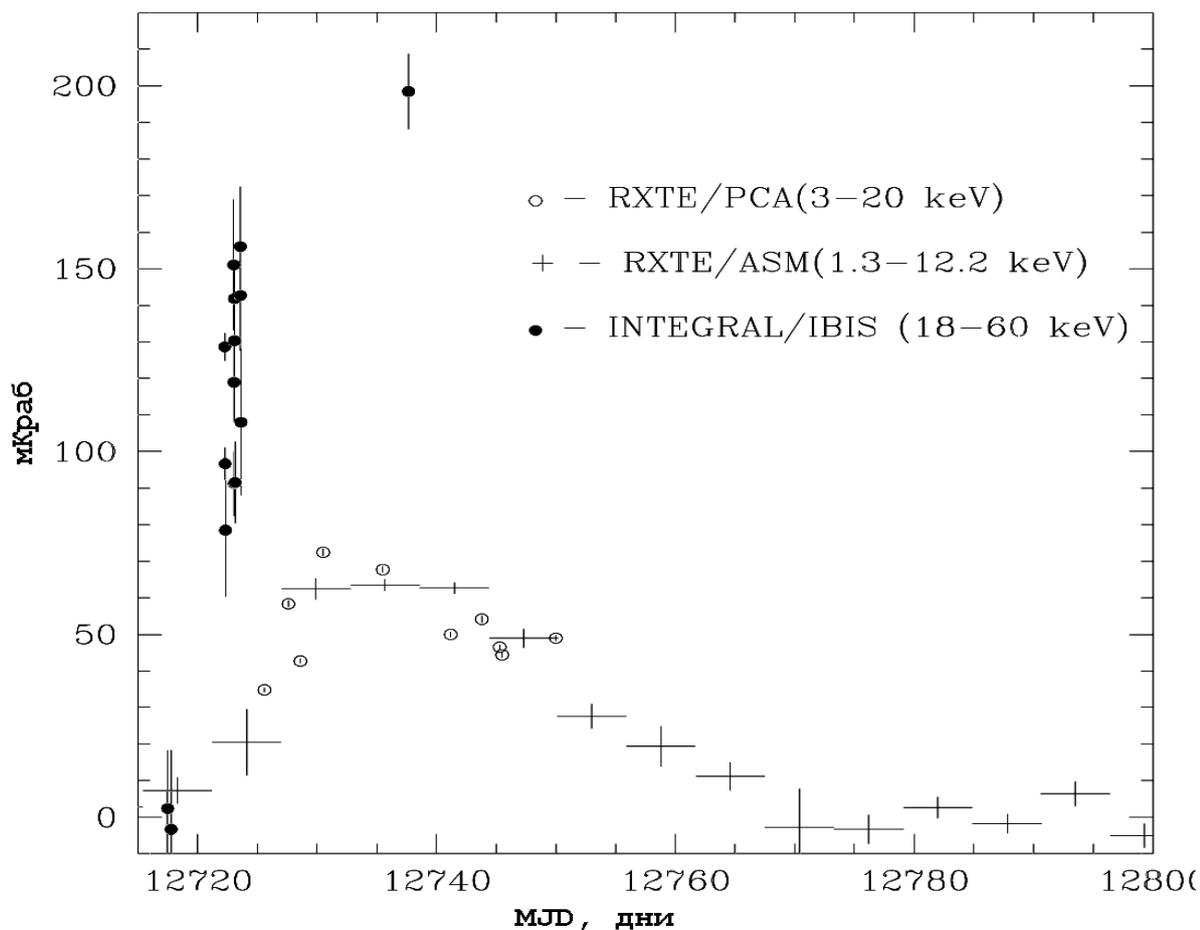


Рис.2.11. Кривая блеска источника XTE J1550-564 во время вспышки 2003, полученная обсерваториями RXTE и ИНТЕГРАЛ.

### 6.3. Спектральные особенности вспышки 2003 года.

Предварительный анализ спектра источника XTE J1550-564 показал, что за время вспышки наблюдались только незначительные изменения его формы, что позволило нам в дальнейшем анализе исследовать усредненный по всем имеющимся данным спектр объекта.

Широкополосные спектры XTE J1550-564, полученные описанными выше способами по данным обсерваторий RXTE и ИНТЕГРАЛ во время вспышки 2003 года, представлены на рис.2.12. Там же приведены спектры источника, усредненные за время жесткого состояния вспышек, произошедших в 2000 (см. Родригез и др. 2003) и 2001 гг. Видно, что спектры вспышек 2001 и 2003 гг. оказываются значительно жестче, чем спектр вспышки 2000 г.

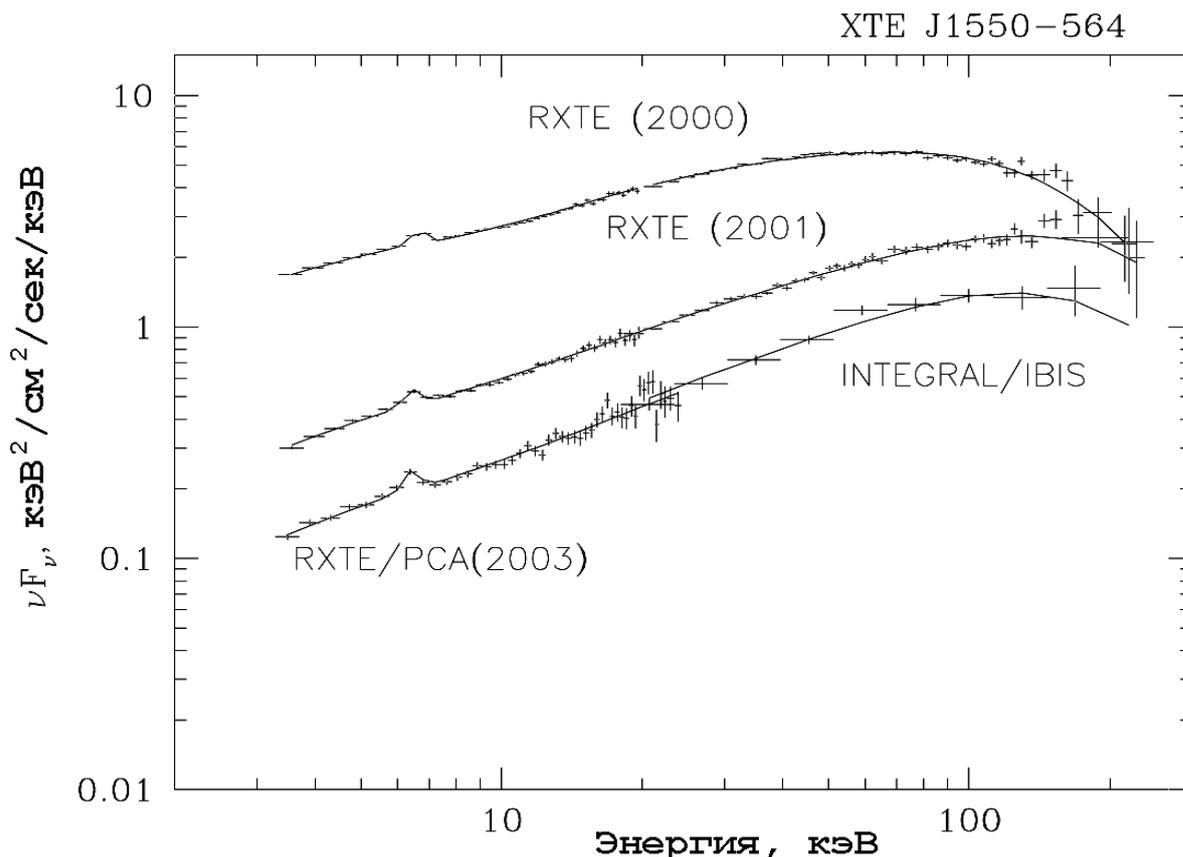
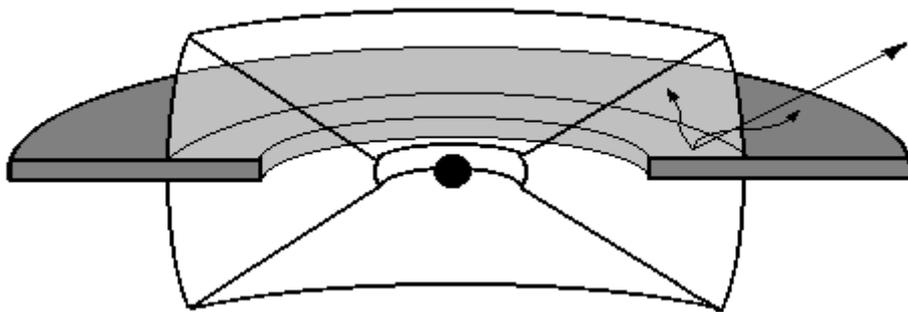


Рис.2.12. Широкополосный спектр XTE J1550-564, полученный обсерваториями ИНТЕГРАЛ и RXTE за время вспышки 2003 г. Спектры, полученные усреднением всех наблюдений RXTE во время жесткой фазы вспышки источника XTE J1550-564 в 2000 г. и вспышки 2001 г., показаны для сравнения.

Стандартная модель аккреционного потока в системах с черными дырами в низком спектральном состоянии предполагает, что в таком состоянии оптически толстый аккреционный диск заканчивается (Путанен и др. 1997), например - испаряется (Майер и др. 2000), на расстоянии  $\sim 10-100R_g$  от черной дыры, и основное энерговыделение происходит в оптически тонком горячем облаке плазмы на радиусах  $R < 10-100R_g$  (см. рис.2.13.). Рентгеновский спектр в таком случае формируется как результат комптонизации фотонов в горячей оптически тонкой области (Сюняев, Титарчук, 1980). К этому спектру добавляется компонента, возникающая из-за отражения этого жесткого излучения от оптически толстого холодного аккреционного

диска (Баско и др. 1974, Джордж, Фабиан, 1991). Для описания спектра мы использовали комптонизационную модель Путанена и Свенссона (1996), которая включает в себя также спектральную компоненту, описывающую отражение жесткого излучения от холодной нейтральной среды (модель *compps* в спектральном пакете XSPEC). Эта модель более корректно описывает завал спектра на высоких энергиях, чем простая аналитическая модель с экспоненциальным завалом вида ( $F \propto E^{-\Gamma} \exp(-E/kT)$ ). Температура мягких фотонов, которые в дальнейшем комптонизировались в горячем облаке, была зафиксирована на величине 0.1 кэВ.



*Рис.2.13. Схематическое изображение центральной зоны вокруг Черной Дыры в источнике XTE J1550-564. Затененная область – аккреционный диск, прозрачная область – зона высокотемпературной плазмы. Стрелкой показано направление к наблюдателю.*

Параметры модели, полученные по результатам аппроксимации спектра, приведены в Табл.2.2. При аппроксимации данных мы предполагали наличие 1% и 5% систематических неопределенностей измерения потока в каждом канале RXTE/РСА и ИНТЕГРАЛ/IBIS, соответственно. Эквивалентная толщина колонки водорода  $N_H$  была зафиксирована на уровне  $10^{22} \text{ см}^{-2}$  (Каарет и др. 2003).

Отметим, что при аппроксимации полученного спектра моделью *compps* параметр оптической толщи облака оказывается довольно большим  $\tau \approx 2-4$ , что нетипично для аккрецирующих черных дыр в жестком спектральном состоянии. С другой стороны, столь высокое значение оптической толщи ставит вопрос о применимости выбранной модели, которая была разработана для оптически-тонкого случая (Путанен и Свенссон 1996). Чтобы проверить ее применимость, мы, в приближении сферической геометрии, провели интенсивное моделирование методом Монте-Карло, для стандартного значения оптической толщи  $\tau = 1$  и для значения  $\tau = 5$  для величин температуры электронов короны, приведенных в таблице 2.2. Значения

Таблица 2.2. Параметры спектра источника

Вспышка	$kT^a$ , кэВ	$\tau^b$	$R=\Omega/2\pi^c$	$EW_{line}^d$ , эВ	Поток <sup>e</sup> , эрг/сек/см <sup>2</sup>	$\chi^2/d.o.f.$
2003	$50 \pm 10$	$3.4 \pm 0.9$	$0.25 \pm 0.13$	$120 \pm 30$	$3.8 \times 10^{-9f}$	1.20
2001	$63 \pm 6$	$2.5 \pm 0.4$	$0.27 \pm 0.08$	$96 \pm 25$	$5.5 \times 10^{-9}$	1.16
2000	$42 \pm 1$	$2.8 \pm 0.2$	$0.7 \pm 0.1$	$99 \pm 20$	$2.0 \times 10^{-8}$	1.6

Угол наклона системы был зафиксирован на уровне  $i=73^\circ$  (Орош и др. 2002)

a) - Температура электронов короны.

b) - оптическая толщина.

c) - Геометрический фактор, показывающий долю отраженной компоненты в спектре.

d) - Эквивалентная ширина флуоресцентной линии железа.

e) - Поток в диапазоне 3-200 кэВ.

f) - Поток был вычислен пересчетом спектра RXTE/PCA к уровню потока ИНТЕГРАЛ/IBIS.

параметров спектра, полученные по результатам моделирования Монте-Карло, и величины, полученные из комптонизационной модели, в обоих случаях совпали с точностью лучше 5%. Графики получившихся спектров приведены на рис. 2.14. для стандартного значения оптической толщи  $\tau = 1$  и для значения  $\tau = 5$  для температуры электронов короны  $kT=50$  кэВ и температуры мягких фотонов  $kT=0.1$  кэВ. Видно, что формы спектра, полученные по результатам моделирования Монте-Карло и найденные из комптонизационной модели, совпали с хорошей точностью в обоих случаях, т.е. как для  $\tau = 1$ , так и для  $\tau = 5$ . Т.е. в приближении сферической геометрии модель работает как минимум до значений оптической толщи  $\tau = 5$ .

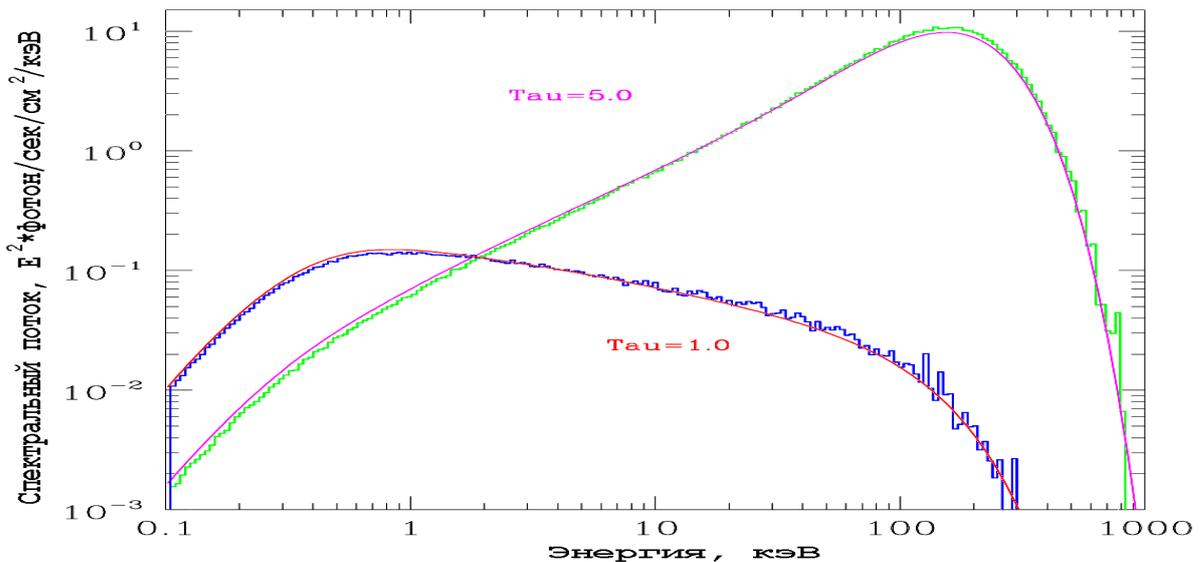


Рис. 2.14. Жирными гистограммами показаны результаты моделирования Монте-Карло, а тонкими кривыми - результаты модели в сферической геометрии горячего облака для двух значений оптической толщи.

Высокое значение оптической толщи может отражать тот факт, что источник имеет довольно большое наклонение, и мы смотрим на центральный источник через всю толщу центрального облака (см. рис.2.13.). При этом можно ожидать, что в такой геометрии оптическая толща в направлении перпендикулярно к аккреционному диску будет меньше, чем оптическая толща в направлении параллельно диску. Мы провели моделирование методом Монте-Карло в приближении цилиндра единичной высоты, когда размеры горячей зоны относятся как  $H/R = 0.3$ , источник мягких фотонов - плоский диск размером  $r=H$  и расположен в центральной части горячей зоны, а оптическая толща выражена в единицах длины. (Т.е. оптическая толща перпендикулярно плоскости диска  $\tau_{\text{перп}} = H*\tau$ , а для случая параллельно плоскости диска  $\tau_{\text{парал}} = R*\tau$ .) На рис. 2.15. показано сравнение выходящих спектров, когда наблюдатель расположен перпендикулярно аккреционному диску (тонкие линии) и параллельно диску (жирные линии). Данные представлены для двух случаев оптической толщи  $\tau=1$  и  $\tau=3$ .

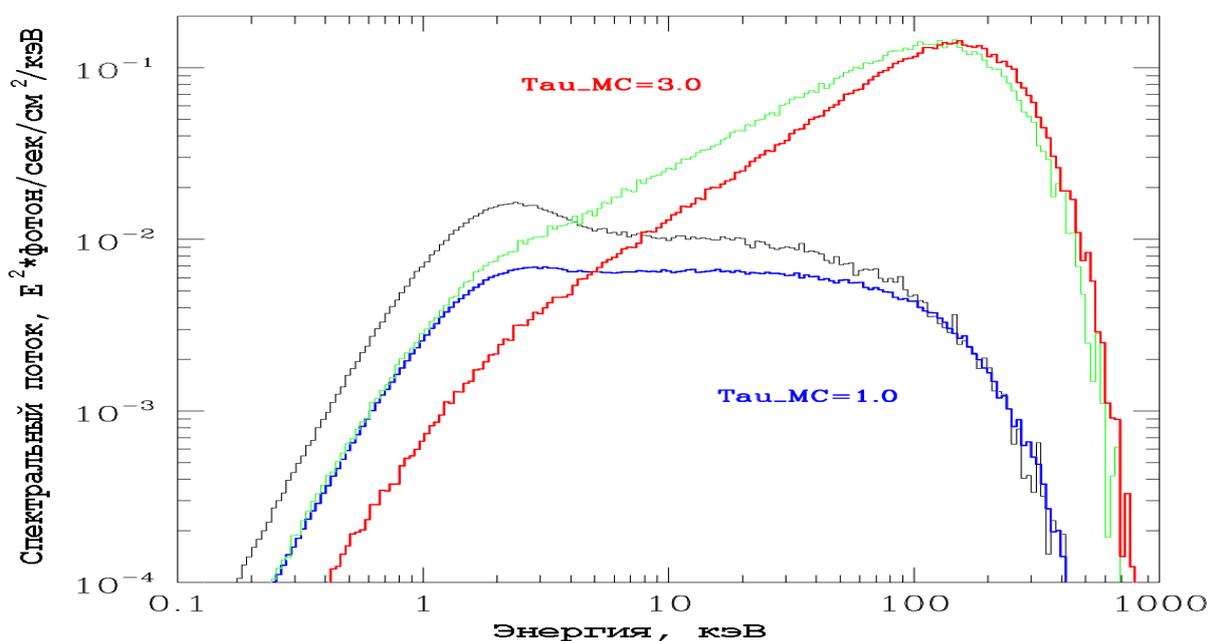


Рис. 2.15. Результаты моделирования Монте-Карло, для случая цилиндрической геометрии горячего облака для двух значений оптической толщи. Жирными линиями показан спектр излучения выходящего параллельно аккреционному диску, тонкими – перпендикулярно.

Видно, что при интересующих нас толщах  $\tau \sim 1-3$  спектр, выходящий параллельно диску, существенно жестче (т.е. в стандартном рентгеновском диапазоне 3-20 кэВ наклон степенной части спектра значительно меньше), чем спектр, выходящий

перпендикулярно диску. Таким образом, результаты моделирования убедительно показывают, что в рассматриваемой геометрии высокотемпературное облако излучает неизотропно, и в зависимости от угла, под которым мы смотрим на облако, выходящие спектры существенно различаются.

Необходимо отметить, что имеющиеся неопределенности во взаимной калибровке инструментов RXTE/PCA и ИНТЕГРАЛ/IBIS сильно влияют на значение параметра отраженной компоненты спектра ( $R = \Omega/2\pi$ ). Следовательно, несмотря на то, что формально данная компонента была значимо зарегистрирована в спектре источника XTE J1550-564, необходимо относиться к ее интерпретации с известной долей осторожности. Стоит также отметить, что абсолютная ширина флуоресцентной линии железа на энергии  $\sim 6.4$  кэВ во всех (кроме вспышки 2000 года) наблюдениях была зафиксирована на значении  $0.1$  кэВ (т.е. бесконечно малая ширина, не регистрируемая спектрометром RXTE/PCA, имеющим разрешение в этой области  $\sim 1.1$  кэВ). Лишь в спектре, полученном во время вспышки 2000 года, ширина линии была определена  $\sim 0.6-0.7$  кэВ.

#### ***6.4. Долговременное поведение XTE J1550-564***

Рентгеновский транзиент XTE J1550-564 расположен в Галактической плоскости, примерно в  $4^\circ$  от известного яркого источника *Cir X-1*, в области, которая неоднократно наблюдалась различными детекторами. После как минимум 25 лет выключенного состояния, на что указывает отсутствие регистрации объекта рентгеновскими обсерваториями до 1998 года, источник XTE J1550-564 вошел в новую фазу, когда он генерирует вспышки примерно раз в год. Подобное поведение разительно отличается от обычного поведения рентгеновских транзиентов, содержащих черные дыры (МакКлинтон, Ремиллард, 2003).

Две первые вспышки (1998-1999 и 2000 годов) продемонстрировали сложные кривые блеска и многочисленные спектральные переходы (особенно это относится к первой вспышке). Во время первой вспышки (рис.2.10, MJD 51036-51299) источник наблюдался в сверхвысоком и высоком/мягком спектральных состояниях, и продемонстрировал 'M'-образную кривую блеска не только в стандартном, но и в широком (2-200 кэВ) рентгеновском диапазоне (Собчак и др. 2000; Александрович, Арефьев 2002). Собчак и др. (2000) описали его спектр как сумму двух компонент - многоцветного оптически толстого аккреционного диска (Шакура, Сюняев 1973) и

степенной компоненты. В первой фазе вспышки (до  $\sim$ MJD 51150) преобладала степенная компонента, формирующаяся, вероятно, в горячей короне, тогда как во второй фазе значительно больший вклад вносило излучение от диска.

Вторая вспышка (2000) была менее интенсивной, в максимуме был достигнут поток около 1 Краб в диапазоне ASM/RXTE, и ее кривая блеска была существенно проще: в начальной и финальной фазах вспышки, когда поток от XTE J1550-564 в стандартном рентгеновском диапазоне был низким, источник находился в жестком спектральном состоянии (Родригес и др. 2003). В максимуме вспышки источник перешел в промежуточное состояние, в котором наблюдался заметный вклад от излучения аккреционного диска.

Родригес и др. (2003) нашли, что во время вспышки 2000 года переходы между жестким, промежуточным и вновь жестким состоянием показали эффект гистерезиса. Первый переход произошел при уровне потока  $\sim 2.3 \cdot 10^{-8}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{сек}^{-1}$  в диапазоне энергий 2-200 кэВ, тогда как обратный переход произошел на уровне потока  $\sim 1.1 \cdot 10^{-8}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{сек}^{-1}$ . Признаки наличия подобного гистерезиса можно найти и в первой вспышке. Как было найдено в работе Собчака и др. (2000), в течение первых дней вспышки 1998-1999 гг., фотонный индекс степенного спектра был меньше 2, пока поток от источника был меньше, чем несколько  $\cdot 10^{-8}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{сек}^{-1}$ . В то же время, рентгеновский поток от дисковой компоненты был незначительный (около 5% от полного потока). Сравнение данных PCA/RXTE и BATSE/CGRO (Александрович, Арефьев, 2002) поддерживают вывод, что в период MJD 51063-51066 источник находился в низком/жестком состоянии. После перехода в высокое/мягкое состояние XTE J1550-564 не вернулся в жесткое состояние вплоть до окончания вспышки на уровне потоков *несколько*  $\cdot 10^{-10}$  эрг  $\text{см}^{-2}$   $\text{сек}^{-1}$ . Недавно Маккароне (2003) провел анализ большого числа рентгеновских источников, у которых наблюдался переход из высокого/мягкого состояния в низкое/жесткое. Он пришел к выводу, что с высокой точностью этот переход осуществляется на уровне 1-4 % от Эддингтоновской светимости, и было предложено, что величина потока в момент перехода может быть независимым индикатором расстояния до источника. Данные наблюдений источника XTE J1550-564 показывают, что уровень потока в момент перехода из высокого/мягкого в низкое/жесткое состояние может сильно меняться у одного и того же источника. Для вспышек 1998-1999 и 2000 годов он отличался на 2 порядка.

Ни в одной из последующих вспышек 2001-2003 гг источник не достиг уровня потока, при котором ожидался переход в высокое/мягкое спектральное состояние (см. Табл.2.2. и работу Беллони и др. 2002). Вспышка излучения от источника XTE J1550-

564 в 2003 году с первых дней наблюдалась обсерваториями RXTE и ИНТЕГРАЛ в широком энергетическом диапазоне. В течение всей вспышки источник оставался в каноническом низком/жестком состоянии, демонстрируя сильную переменность на коротких временных масштабах (Миллер, Хоман 2003).

Отметим следующий факт - каждая последующая вспышка, регистрируемая от источника XTE J1550-564, оказывается менее интенсивной, чем предыдущая (рис. 2.10.), и в то же самое время спектр источника становится более жестким. Можно предположить, что это происходит в результате различных физических условий в аккреционном диске вокруг черной дыры. В начале своей активности, в 1998 г., источник подпитывался очень массивным аккреционным диском, который наполнялся в течение длительного периода времени, однако, с каждой новой вспышкой, поверхностная плотность диска падает, темп аккреции на черную дыру становится меньше, и вспышки становятся слабее и жестче.

Если изменения в рентгеновском спектре говорят об изменениях в структуре аккреционного потока вблизи черной дыры, то, как отмечалось в *главе 4*, информацию о глобальных параметрах аккреционного диска можно получить, анализируя временные характеристики аккреционного диска, в частности из вязкого времени аккреционного диска. Как видно из уравнения 2.2., вязкое время сильно зависит от отношения толщины диска к его радиусу и от размеров диска. Чтобы проверить предположение об изменении параметров диска, воспользуемся моделью диффузионного переноса вещества в аккреционном диске, разработанной Вудом и др. (2001).

Как показано Вудом и др. (2001), для транзиентного источника можно найти вязкое время, найдя функцию Грина аккреционного диска (т.е. реакцию системы на  $\delta$ -функциональное поступление массы вещества на внешнюю границу диска). Если предположить, что в каждой вспышке задействован весь диск (т.е. вспышка инициируется началом движения массы вещества на внешнем крае диска, к его центру), тогда можно определить функцию Грина системы из кривой блеска источника в рентгеновском диапазоне. Функцию Грина диффузионного процесса в аккреционном диске можно описать как:

$$K(t) \propto (2.5(t_0/2t))^{\gamma+0.5} \sin[\pi\gamma/2 + \pi/4] + z^{\gamma/2} \cos[2(1-\gamma)/\pi(\gamma-3)] \sqrt{\pi} \exp(-t_0/4t + zt/t_0), \quad (2.6.)$$

где  $t_0$  – вязкое время на внешнем радиусе диска. Если при этом динамическая вязкость  $\nu$  зависит от радиуса как  $\nu(R) = \nu_0 R^{\psi/2}$ , то оба параметра  $z$  и  $\gamma$  могут быть записаны следующим образом:  $\gamma = (6-\psi)/(8-2\psi)$  и  $z = 4[5-\psi - \sqrt{((5-\psi)^2 - 2(5-\psi))}]/(4-\psi)$ . Так как

аппроксимация уравнения 2.6. расходится при  $\psi=3$ , то необходимо ограничиться значениями  $\psi < 3$ .

Мы фитировали кривые блеска ХТЕ J1550-564 моделью уравнения 2.6. по данным монитора ASM для вспышек 1998-1999, 2000, 2001 и 2003 годов. Результаты параметров модели приведены в таблице 2.3., и на рисунке 2.16. Так как вспышка 1998-1999 годов имела сложную форму и состояла из 2-х частей, то для поиска вязкого времени диска мы использовали только первую часть вспышки. Интерпретация второй части вспышки 1998-1999 годов не является целью данной работы.

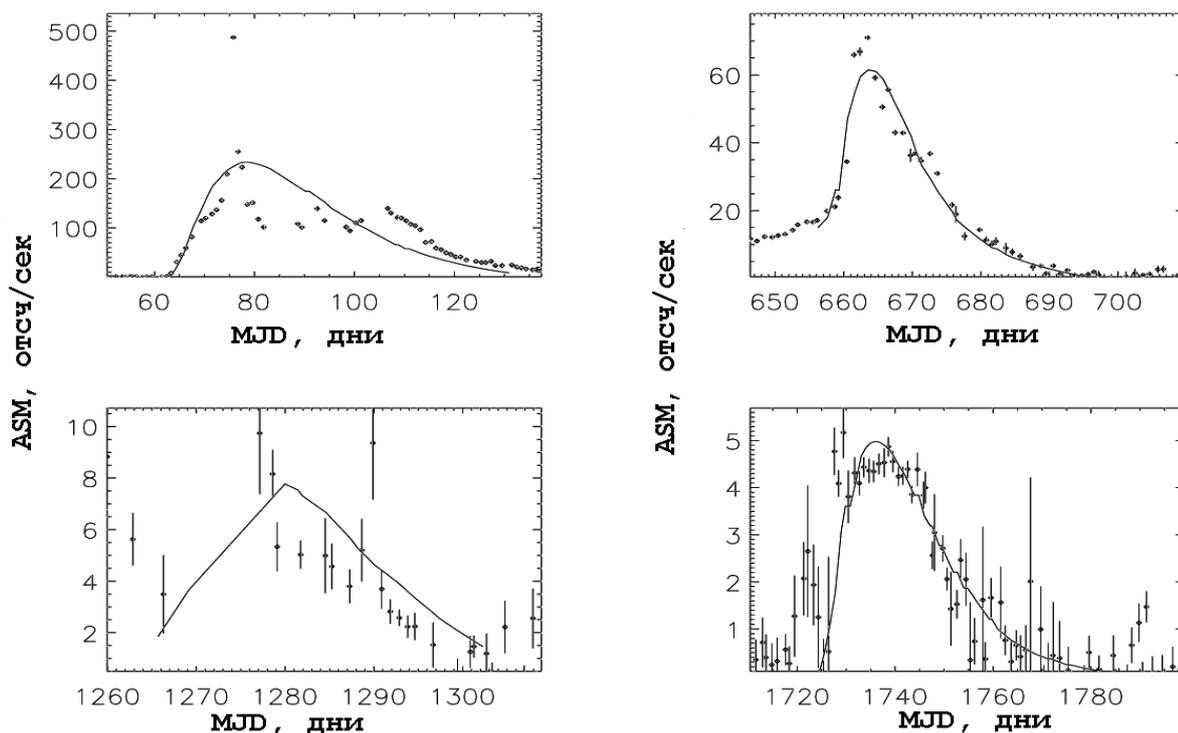


Рис.2.16. Аппроксимация кривых блеска четырех вспышек ХТЕ J1550-564 моделью диффузионного переноса вещества в аккреционном диске. В левом верхнем квадрате приведена первая часть всплеска 1998-1999 годов (1А в таблице 2.3.).

Таблица 2.3. Результаты аппроксимации кривой блеска в моменты вспышек

Вспышка	Даты, MJD-24500000	$t_0$ , дни	$\psi$	$t_0$ , дни	$\psi=1.5$
1А	1060 – 1130	$12.7 \pm 0.1$	$0.00 \pm 0.02$	$23.26 \pm 0.02$	-
2	1656 – 1700	$21.1 \pm 0.9$	$2.92 \pm 0.03$	$9.4 \pm 0.1$	-
3	2260 - 2300	$17.9 \pm 8.3$	$1.97 \pm 0.99$	$14.8 \pm 1.0$	-
4	2720 - 2790	$21.6 \pm 6.4$	$2.24 \pm 0.57$	$15.7 \pm 0.7$	-

Как видно из рисунка 2.16. и таблицы 2.3., вязкое время аккреционного диска, получающееся для вспышек 2-4, примерно неизменно от вспышки к вспышке, тогда

для первой вспышки оно отличается от последующих примерно в 2 раза. То же самое можно сказать о параметре  $\psi$ . Таким образом, мы можем подтвердить наше предположение, что условия в диске и глобальные параметры диска, такие как его толщина и радиус, изменились в последующих вспышках, по сравнению с первой.

## Глава 7.

### Долговременные наблюдения рентгеновских барстеров с малой светимостью

В главе 3 мы проводили анализ наблюдений рентгеновского телескопа ТТМ, чтобы оценить число двойных систем с малой постоянной светимостью (малым темпом аккреции), которые генерируют рентгеновские всплески первого рода. По данным наблюдений телескопа ТТМ таких систем найдено не было, из чего мы пришли к выводу, что существует серьезное ограничение на величину, являющуюся произведением частоты рентгеновских всплесков первого рода от подобных систем на количество таких систем. В данной главе мы рассмотрим долговременные наблюдения нескольких подобных систем, которые были открыты рентгеновским спутником ВерроSAX. Напомним основные моменты, связанные с такими системами.

Мощные короткие всплески рентгеновского излучения, в максимуме достигающие Эддингтоновской светимости и длящиеся десятки – сотни секунд (так называемые рентгеновские всплески I- рода), являются результатом нестационарного термоядерного горения вещества, аккрецирующего на поверхность нейтронной звезды (Вусли и Таам, 1976). Источники, демонстрирующие подобные всплески, называются рентгеновскими барстерами. Обычно барстеры генерируют всплески, когда их светимость вне всплеска составляет  $10^{36}$ - $10^{37}$  эрг/сек. Считается, что регистрация рентгеновского всплеска первого рода является достаточным признаком того, что компактный объект в двойной системе является нейтронной звездой.

Недавно широкоугольные рентгеновские камеры спутника ВерроSAX во время длительных наблюдений области Галактического Центра, проводившихся в 1996 – 2001 годах, обнаружили несколько рентгеновских всплесков из тех мест, из которых не было зарегистрировано постоянного излучения за все время наблюдений (инт Занд и др.,

1998; Коччи и др., 1999). Коччи и др. (2001) высказал предположение, что такие всплески из «пустых мест» генерируются новым классом рентгеновских барстеров – слабоаккрецирующими рентгеновскими барстерами. Т.е. барстерами, чья светимость вне всплеска ниже, чем  $10^{35}$  эрг/с, что примерно соответствует порогу детектирования ВерроSAX. Дальнейшие кратковременные наблюдения областей некоторых всплесков с помощью обсерватории Chandra (Корнелизе и др. 2002а) не выявили источников ярче, чем несколько на  $10^{32}$  эрг/с, что косвенно подтверждает данное предположение.

Как было отмечено в *главах 1,3*, хотя обнаружено только несколько вероятных слабоаккрецирующих барстеров, может оказаться, что их полное число в нашей Галактике намного (в десятки и сотни раз) превышает число обычных барстеров. Тогда они могут оказывать существенный вклад и на число источников - быстрых рентгеновских транзиентов, т.е. источников, которые демонстрируют эпизоды мощных «выбросов» рентгеновского излучения и не детектируются вне таких эпизодов.

Для получения оценки частоты генерации всплесков от уровня светимости или оценки общего числа слабоаккрецирующих объектов важно проводить длительные, многолетние наблюдения, так как возможно, что темп аккреции значительно меняется на протяжении предшествующих лет - десятков лет, и данные барстеры являются «слабоаккрецирующими» только в течение относительно короткого периода времени. Идеальным инструментом для этого являются рентгеновский телескоп ТТМ, который в 1988 – 1995 годах проводил регулярные интенсивные наблюдения ряда областей неба, где наблюдались всплески из «пустых мест» и рентгеновский монитор ASM/RXTE, функционирующий на орбите с 1996 года. Совместно с данными ASM/RXTE наблюдения ТТМ покрывают более 10 лет.

Ниже мы приводим данные наблюдений телескопом ТТМ и систематизируем наблюдения, проведенные экспериментами ВерроSAX, ASM/RXTE и несколькими другими экспериментами для 7 рентгеновских источников, которые были отнесены к классу слабоаккрецирующих рентгеновских барстеров (Корнелизе и др. 2002а,б).

### ***7.1. Данные наблюдений рентгеновских барстеров с малым уровнем постоянной рентгеновской светимости.***

Области неба со всплесками из «пустых мест» наблюдались в основном экспериментами ТТМ, WFC/ВерроSAX и ASM/RXTE. Описание рентгеновского

телескопа TTM дано в *главе 3* и в *приложении*. Описание рентгеновского монитора ASM/RXTE дано в *главе 1* и *приложении*.

Широкоугольная камера WFC/ВерроSAX чувствительна в диапазоне энергий 1.8 – 28 кэВ и имеет поле зрения  $20^\circ \times 20^\circ$  FWHM (Ягер и др., 1997). Чувствительность ВерроSAX на уровне  $5 \sigma$  составляет порядка 200 мКраб за 8 с. Полное время наблюдений для большинства источников составило более  $10^5$  сек, при этом чувствительность широкоугольных камер достигала несколько мКраб.

Широкоугольные рентгеновские камеры спутника ВерроSAX зарегистрировали рентгеновские всплески от 10 источников, от которых в момент регистрации всплесков не было задетектировано постоянного потока. Для 7 из этих источников, наблюдавшихся телескопом TTM, данные о расстоянии, поглощении и всплескам, зарегистрированным ВерроSAX, приведены в табл. 2.4. Данные наблюдений этих источников телескопа TTM приведены в табл. 2.5.

Табл. 2.4. Данные по источникам, наблюдавшимся телескопом TTM

Источник	Расстояние, кпк	Эквивалентное число атомов водорода на луче зрения, $\times 10^{21}$	Число всплесков ВерроSAX/ время наблюдений (сек)	Отношение потоков всплеск/пост для ВерроSAX.
SAX J1324.5-6313	<6.2	15	1 / $1.85 \times 10^4$	>770 (б)
1RXS J1718.4-4029	6.5	9.2	1 / $5.5 \times 10^5$	>430 (в)
GRS 1741.9-2853	7.2	60	3 / $2 \times 10^6$	>100 (г)
SAX J1752.3-3138	8.2	5.64	1 / $4 \times 10^6$	>110 (г)
SAX J1753.5-2349	<8.8	8.3	1 / $4 \times 10^6$	>180 (д)
SAX J1806.5-2215	<8.0	12	4 (а)	>380 (д,е)
SAX J1828.5-1037	<6.2	19	1 / $4.02 \times 10^4$	>320 (б)

*а) Полная длительность наблюдений неизвестна*

*б) Корнелизе и др., (2002а)*

*в) Каптейн и др., (2000)*

*г) Коччи и др. (1999).*

*д) (инт Занд и др., 1998).*

*е) Корнелизе и др. (2002б)*

Расстояния до источников в оригинальных работах определялись по переходу всплеска в сверх-Эддингтоновский режим, т.е. если наблюдались признаки расширения фотосферы в момент всплеска. Если таких признаков не наблюдалось, то приведенные расстояния являются верхним пределом в предположении Эддингтоновской светимости в момент максимума всплеска. Все оценки выполнены

для значения Эддингтоновской светимости  $2 \cdot 10^{38}$  эрг/сек, поэтому могут отличаться от значений, приведенных в оригинальных работах. Значения поверхностной плотности

Таблица 2.5. Данные наблюдений телескопа ТТМ.

Дата наблюдений	MJD = JD - 2400000.5	Время накопл., мин	Число сеансов набл.	Верхн. предел на поток, мКраб <b>3<math>\sigma</math></b>
<b>SAX J1324.5-6313</b>				
03-10/01/1993	48993.996	257.9	14	3.2
30/05-02/06/1994	49503.636	91.5	6	6.8
<b>IRXS J1718.4-4029</b>				
11/02-02/04/1989	47593.736	98.7	5	6.2
22/08-12/09/1989	47770.813	145.0	9	19.0
24/09-11/10/1994	49627.500	293.1	15	5.7
22/02-24/02/1995	49771.656	38.4	2	28.8
29/06-02/07/1999	51359.756	31.2	2	31.6
<b>GRS 1741.9-2853</b>				
21/10/1988	47455.586	46.9	4	14.9
20/03-01/04/1989	47611.758	108.6	5	4.8
16-23/08/1989	47757.791	596.5	31	2.6
31/08-05/09/1989	47771.604	171.1	16	5.4
17-26/10/1992	48916.852	171.0	13	5.2
26/09-24/10/1993	49270.001	117.6	6	6.3
14/03-15/05/1994	49456.405	253.6	13	3.7
29/08-28/09/1994	49608.437	145.2	7	4.6
16/02-30/04/1995	49800.673	249.7	12	3.7
12/09-04/11/1995	49998.977	139.1	7	5.4
06/02-05/03/1996	50133.489	206.6	11	8.9
20/09/1996-24/02/1997	50424.691	66.3	4	12.8
05/04-27/06/1999	51315.108	26.0	2	14.1
<b>SAX J1752.3-3128</b>				
21/10/1988-01/04/1989	47536.642	155.5	12	4.9
16-23/08/1989	47757.791	596.5	31	2.7
31/08-10/09/1989	47774.212	248.8	23	6.5
17/10/1992-03/10/1993	49087.913	257.4	17	4.7
15/03/1994-04/11/1995	49726.153	748.4	37	2.4
06/02-05/03/1996	50133.489	206.6	11	11.6
20/09/1996-24/02/1997	50424.691	66.3	4	14.9
27/06/1999	51356.643	10.0	1	20.9
<b>SAX J1753.5-2349</b>				
21/10/1988	47455.586	46.9	4	16.4
19/03-01/04/1989	47611.284	136.9	11	10.1
16-23/08/1989	47757.695	499.0	26	4.7
31/08-05/09/1989	47771.604	171.1	16	8.0
17-26/10/1992	48916.852	171.0	13	8.2
26/09-24/10/1993	49270.001	117.6	6	9.7
14/03-15/05/1994	49456.405	253.6	13	8.1
29/08-28/09/1994	49608.437	145.2	7	9.4
16/02-30/04/1995	49800.673	273.3	13	7.5
12/09-04/11/1995	49998.977	139.1	7	9.8
06/02-05/03/1996	50133.489	206.6	11	13.4
20/09/1996-24/02/1997	50424.691	66.3	4	25.4
05/04-27/06/1999	51315.108	26.0	2	33.8
<b>SAX J1806.5-2215</b>				
21/10/1988	47455.586	46.9	4	41.8
19-20/03/1989	47604.836	28.3	3	12.8

16/08/1989	47754.394	134.6	7	27.1
17-20/10/1992*	48913.895	74.6	5	22.2 ± 4.8
26/09-03/10/1993	49259.532	86.4	4	33.3
Таблица 2.5. (окончание).				
06/05/-28/09/1994	49550.726	112.1	5	48.2
03/04-16/09/1995	49893.556	140.2	7	11.8
<b>SAX J1828.5-1037</b>				
17-18/03/1989	47602.893	33.2	3	7.4
29/07/1999	51388.369	24.7	1	23.3

\*) В сеансе 20 октября 1992 источник отождествлен на уровне  $3.1 \sigma$  ( $35.8 \pm 11.7$  мКраб)

атомов водорода взяты из оригинальных работ или получены интерполяцией распределения плотности водорода в Галактике из электронного архива данных HEASARC (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov> адаптировано из Дики и Локман (1990)). Отношение потоков в максимуме всплеска к потоку постоянной составляющей приведено для наиболее яркого всплеска, если от источника наблюдался более чем один всплеск. Для всех источников постоянный поток определялся как верхний предел на уровне  $3 \sigma$ . При определении значения верхнего предела предполагалось, что фотонный спектр излучения вне всплеска описывается степенным законом с показателем степени  $\alpha = 2$  и поглощением, приведенным в табл. 2.4. Для определения потоков от источников вне всплеска в этой части и дальше используется это же предположение, если не оговорено иное. В табл. 2.4. также приведено число зарегистрированных всплесков и полное время наблюдений каждого источника камерами ВерроSAX.

На рис.2.17. приведены кривая блеска источника по данным монитора ASM/RXTE (здесь и далее ромбы), ТТМ (верхние пределы здесь и далее – черные точки), верхний предел по ВерроSAX в момент наблюдения всплеска (здесь и далее горизонтальные черточки). Ниже приведены особенности наблюдений по отдельным источникам.

1RXS J1718.4-4029. ВерроSAX (Каптейн и др., 2000) зарегистрировали единственный рентгеновский всплеск в 0.3 угловых минутах от источника ROSAT - 1RXS J1718.4-4029 (Вогес и др., 1999) в сентябре 1996 г.. Отсутствие детектирования по данным ASM/RXTE подтверждает, что 1RXS J1718.4-4029 за десять лет наблюдений не показывал периодов со светимостью выше нескольких мКраб в диапазоне 2-10 кэВ. Если же светимость источника оставалась на уровне, зарегистрированном ROSAT (см. Рис.2.17(б)), то отношение потоков в момент всплеска (табл. 2.4.) должно быть



США (Смитсонское общество, 1994), космический телескоп *Einstein* (Смитсонское общество, 1981) и *EXOSAT* (Смитсонское общество, 1988), и) *SAX J1752.3-3128* космический телескоп *Chandra* (Смитсонское общество, 2002), и) *SAX J1753.5-2349* космический телескоп *Chandra* (Смитсонское общество, 2002), космический телескоп *PCA/RXTE*

*SAX J1806.5-2215* Телескоп ТТМ наблюдал область локализации рентгеновских всплесков с 1988 по 1995 гг. в нескольких сериях наблюдений. В сеансе 20 октября 1992 источник отождествлен на уровне  $3.1 \sigma$  ( $35.8 \pm 11.7$  мКраб). Кривая блеска источника приведена на рис. 2.17(г).

*GRS 1741.9-2853* Единственный раз постоянное излучение от источника GRS 1741.9-2853 на уровне 9.6 мКраб в диапазоне 4-20 кэВ было зарегистрировано рентгеновским телескопом АРТ-П астрофизической обсерватории Гранат в марте 1990 года (Павлинский и др., 1994).

*SAX J1753.5-2349* Мы провели анализ данных спектрометра PCA/RXTE, доступных по этому источнику. SAX J1753.5-2349 расположен около Галактического Центра, где значительный вклад вносит излучение Галактического диффузного фона. Таким образом, детектирование излучения из данной области детектором PCA, чье поле зрения составляет 1 градус, не дает возможности делать утверждения о величине потока именно от источника. Для этого мы использовали данные обсерватории в сканирующем режиме. В этом случае можно выделить наличие слабого точечного источника на фоне Галактического диффузного излучения. Источник наблюдался в трех сериях, между MJD 51269.8 и MJD 51481.2. Средний поток от источника составил около 1.6 мКраб в диапазоне 3-20 кэВ. Данные PCA обозначены как треугольники на рис. 2.17(ж).

## **7.2. Анализ данных: детектируемый поток по данным ASM/RXTE – излучение нейтронной звезды с малым темпом аккреции или приборная погрешность?**

По данным, приведенным на рисунке 2.17., видно, что потоки, получающиеся по измерениям ASM/RXTE, систематически оказываются больше, чем по данным измерений Chandra. Подобное расхождение можно объяснить несколькими причинами. 1) восстановленные потоки по данным ASM систематически завышены; 2) спектр источников существенно отличается от спектра Краба, поэтому при выражении в единицах мКраб в другом энергетическом диапазоне происходит завышение/занижение потока; 3) источник сильно переменный на масштабах от нескольких ксек (характерное время наблюдения Chandra) до нескольких дней. Ниже мы кратко рассматриваем данные возможности.

**Погрешности восстановления данных ASM** Есть несколько причин, по которым восстановленные по данным ASM потоки могут оказаться завышенными. 1) существует неопределенность в точном значении нижней границы мягкого канала ASM. По разным данным, она составляет от 1.5 до 2 кэВ; 2) большинство найденных слабоаккрецирующих барстеров расположены в густозаселенных областях и, возможно, что ASM измеряет суммарный поток от нескольких источников; 3) вероятно, что ASM не может аккуратно выделить слабый точечный источник на фоне достаточно сильно диффузного излучения в районе галактической плоскости.

Ремиллард (2003) отмечает, что в пределах, примерно  $15^\circ$  от Галактического Центра, ASM дает завышенные значения потоков для «нулевых» источников. Восстановленное значение потока от источника, интенсивность которого ниже порога детектирования ASM, может достигать 5 мКраб вблизи Галактического Центра и 1 мКраб на расстояниях более  $15^\circ$  от ГЦ. Наглядным примером являются наблюдения PCA/RXTE, выполненные MJD 51300-51500. Из рис. 2.17(ж) видно, что по данным PCA (треугольники) усредненный поток от источника SAX J1753.5-2349 был примерно на 4 мКраб ниже, чем по данным ASM.

Перечисленные причины не отрицают возможность физического объяснения, основанного на спектральных или временных свойствах источников, в различии оценок по ASM и Chandra, но заставляют относиться к ним с известной осторожностью.

**Спектральные изменения** Кампана и др. (1998a) приводят результаты эволюции спектра рентгеновского барстера Aql X-1, при изменении светимости на шесть порядков. При светимости близкой к Эддингтоновской, спектр относительно мягкий с  $kT_{br} \sim 5$  кэВ. При уменьшении светимости до  $10^{35}$ - $10^{36}$  эрг/сек появляется степенная высокоэнергичная компонента, которая простирается до  $\sim 100$  кэВ, с фотонным индексом  $\alpha \sim 2$ . При дальнейшем уменьшении светимости до величин  $10^{32}$ - $10^{33}$  эрг/с спектр вновь изменяется и может быть описан мягкой и жесткой компонентами. Температура мягкой компоненты  $kT_{bb} \sim 0.3$  кэВ, а жесткая составляющая – степенная с фотонным индексом  $\alpha \sim 1-2$ , причем спектр становится жестче, когда светимость падает ниже  $10^{33}$  эрг/с. Однако, по данным наблюдений Chandra, Ратлидж и др. (2002) нашли, что при малой светимости, в половине сеансов наблюдений, Aql X-1, демонстрировала однокомпонентный спектр, описываемый моделью водородной атмосферы (Завлин и др. 1996).

По данным ASCA (Асаи и др., 1996, 1998) рентгеновский барстер Cen X-4 при светимости  $2\text{-}3 \cdot 10^{32}$  эрг/сек (в диапазоне 0.5-10 кэВ) также демонстрировал двухкомпонентный спектр, состоящий из чернотельной компоненты с температурой  $kT_{bb} \sim 0.15$  кэВ и степенной компоненты с фотонным индексом  $\alpha \sim 2$ , причем интенсивности обеих компонент были примерно равны. ВерроSAX также наблюдал Cen X-4 с похожими параметрами спектра и потока (Кампана и др., 2000).

Спектр нейтронной звезды при светимостях  $10^{32}\text{-}10^{33}$  эрг/с может формироваться различными физическими механизмами и, следовательно, отличаться по форме (см., например, Кампана и др., 1998б). Наиболее вероятными механизмами являются аккреция на поверхность нейтронной звезды; аккреция вплоть до радиуса магнитосферы (когда центрифужный барьер закрыт – режим пропеллера); нетепловое излучение, генерируемое потерями энергии быстровращающейся нейтронной звезды; тепловое излучение остывающей нейтронной звезды. Только последний механизм формирования спектра генерирует однокомпонентный тепловой спектр, остальные три предполагают наличие дополнительной жесткой степенной компоненты. Однако, при отсутствии аккреции (или при ее малых темпах) Завлин и др. (1996) показали, что для нейтронных звезд со слабым магнитным полем учет влияния атмосферы нейтронной звезды на тепловой спектр, испускаемый с поверхности, приводит к существенному изменению спектра. Это влияние зависит от химического состава атмосферы, но, в общем, в дополнении к тепловой компоненте формируется жесткая составляющая, которая может достигать интенсивности тепловой составляющей. Таким образом, при светимостях до  $10^{32}\text{-}10^{33}$  эрг/с спектр, демонстрируемый Aql X-1 и Cen X-4, можно ожидать и от других барстеров, независимо от конкретного механизма его генерации.

В нашем распоряжении есть данные ASM/RXTE по четырем вероятным слабоаккрецирующим барстерам (SAX J1324.5-6313; SAX J1752.3-3138; SAX J1753.5-2349; SAX J1806.5-2215), которые наблюдались при светимости существенно ниже Эддингтоновской. Действительно, в некоторых случаях отношение максимума излучения во всплеске к верхнему пределу на постоянный поток достигало нескольких сотен (табл. 2.4.). Известно, что максимум амплитуды светимости в момент всплеска не может превышать Эддингтоновскую светимость, что для нейтронной звезды массой  $1.4 M_{\odot}$  составляет  $\sim 2 \cdot 10^{38}$  эрг/сек. Таким образом, постоянный поток излучения от нейтронных звезд за время наблюдения всплесков не превышал *несколько*  $\cdot 10^{35}$  эрг/с –  $10^{36}$  эрг/сек. Для большинства источников всплески не достигали Эддингтоновского предела, следовательно, уровень светимости вне всплесков был еще ниже. В результате, если предположить, что спектры этих барстеров эволюционируют с

изменением светимости, аналогично Aql X-1 и Cen X-4, то в диапазоне светимостей, в котором их наблюдал ASM, их можно считать степенными.

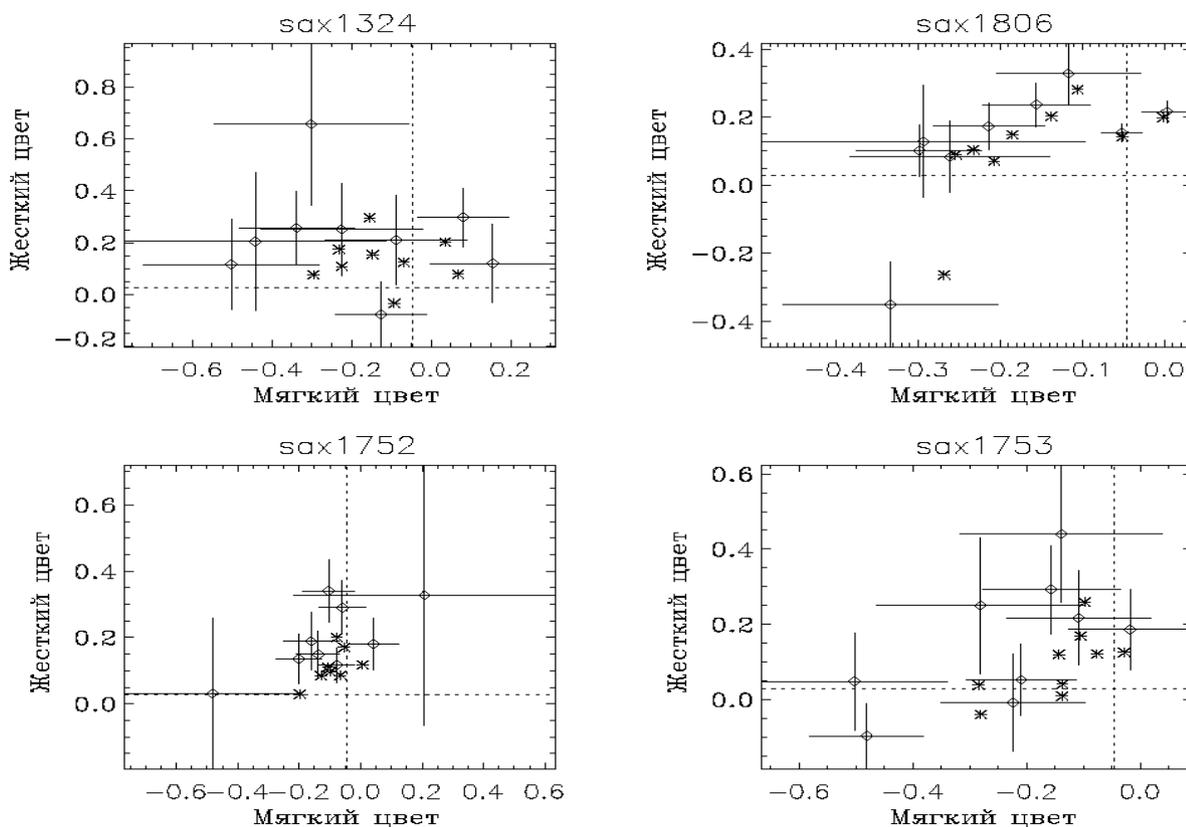


Рис. 2.18. Цветовая диаграмма. «Жесткий цвет» -  $(C-B)/(A+B+C)$ ; «мягкий цвет» -  $(B-A)/(A+B+C)$ . Пересечение пунктирных кривых соответствует степенному спектру с показателем степени 2. Звездочками показаны данные для не скорректированного спектра.

Мы построили функцию отношения рентгеновских «цветов» для данных источников (рис. 2.18.). «Жесткий цвет» определен как разность отсчетов в каналах С-В, а «мягкий цвет» как разность отсчетов в каналах В-А, отнормированные на полный поток (каналу А соответствует диапазон 1.5-3 кэВ, каналу В – 3-5 кэВ, каналу С – 5-12 кэВ). Все ошибки показаны для  $1\sigma$ . Для того, чтобы учесть систематическое завышение потоков по данным ASM вблизи Галактического Центра, которое спадает по мере удаления от ГЦ, мы вычли из данных ASM постоянный поток. Для источника SAX J1806.5-2215 и SAX J1324.5-6313 – 1 мКраб, а для источников SAX J1752.3-3138 и SAX J1753.5-2349 – 3 мКраб. Для сравнения, звездочками показаны не скорректированные значения. На графиках «цветов» пересечением пунктирных линий показано значение, соответствующее спектру Краба. Видно, что для всех источников, экспериментальные точки имеют тенденцию к расположению в левом верхнем квадранте. Эта область соответствует двухкомпонентному спектру со степенной

компонентой немного жестче, чем спектр Краба (т.е.  $\alpha \leq 2$ ), и с дополнительной мягкой компонентой.

Таким образом, либо у всех источников спектр соответствует теоретическому спектру, ожидаемому для рентгеновского барстера при низкой постоянной светимости, либо в данных ASM/RXTE имеется систематическая ошибка. В любом случае кажется маловероятным, чтобы расхождение между данными Chandra и ASM можно было объяснить только за счет спектра источников. В то же время, расхождение между данными ASM и PCA для источника SAX J1753.5-2349, могут быть объяснены тем, что поток от источника в диапазоне 12-20 кэВ резко падает.

*Переменность источника в слабоаккрецирующем режиме.* Возможным объяснением несовпадения данных Chandra и ASM/RXTE может являться сильная переменность источника на масштабах дней. Если источник проводит большую часть времени при низких светимостях, иногда сопровождаемых кратковременным увеличением потока в разы (порядки), при этом усредненный за долгое время поток оказывается существенно выше, чем поток в состоянии, в котором проводится максимум времени. На возможность такого объяснения указывают результаты наблюдения Cep X-4 в режиме минимальной светимости. Кампана и др. (2000) нашли, что переменность, наблюдавшаяся на масштабах нескольких дней, была выше, чем изменения усредненных значений на больших временных промежутках.

Чтобы проверить эту возможность, мы построили по данным ASM функции плотности вероятности пребывания источников в состоянии с определенным значением потока. Если источник проводит большую часть своего времени при малых потоках, изредка демонстрируя эпизоды более высокой светимости, тогда распределение должно быть несимметрично, с максимумом в районе малых светимостей и длинным хвостом в область высоких светимостей. Именно так и выглядят распределения для наших источников. (Для Краба, как и ожидалось для постоянного источника, мы получили узкий нормально распределенный пик). Чтобы исключить влияние ненулевого порога регистрации для выделения слабых сигналов около порога чувствительности ASM, мы взяли в качестве оценки распределения интегральную долю времени пребывания источника ниже 3 мКраб, что примерно соответствует порогу детектирования ASM за один день, и получили, что для 5 источников эта доля колеблется в диапазоне 0.14-0.29. Изменение порога до 1 или 5 мКраб сказывается незначительно. Эта вероятность достаточно высока для того, чтобы объяснить

расхождение между Chandra и ASM для одного источника. Тогда вероятность того, что в момент наблюдения все источники оказались на уровне светимости ниже 3 мКраб, составляет  $2.9 \cdot 10^{-4}$ , что выглядит маловероятным.

Мы также проверили локальные распределения около наблюдений Chandra, так как могло оказаться, что в момент наблюдения Chandra часть источников длительное время находилась на низком среднем уровне светимости. Чтобы проверить такую возможность, мы построили функции плотности вероятности пребывания на данном уровне светимости в промежутке времени длительностью 200 дней, охватывающим момент наблюдения Chandra. Действительно, для источников SAX J1753.5-2349 и SAX J1806.5-2215 локальная вероятность пребывания на уровне ниже 3 мКраб увеличилась на 1/3, а для источника SAX J1752.3-3138 выросла в 2 раза и составила 0.29 вместо 0.15.

Таким образом, для источника SAX J1752.3-3138, а также SAX J1753.5-2349 и SAX J1806.5-2215 можно частично объяснить расхождение между оценками по Chandra и ASM сильной переменностью источников.

### ***7.3. Кривые блеска в единицах светимости***

Для анализа поведения слабоаккрецирующих барстеров было бы интересно построить их кривые блеска в единицах светимости. Для этого, для источников, по которым есть данные ASM, мы выбрали в качестве модели спектра двухкомпонентную модель из мягкой чернотельной составляющей с температурой  $kT_{bb} \sim 0.3$  кэВ и жесткой степенной составляющей, с показателем  $\alpha \sim 1.5$ . Причем интенсивности обеих компонент в диапазоне 0.5 – 20 кэВ относятся как 1/3. Для величин межзвездного поглощения и расстояния до источников мы взяли значения из табл. 2.4. Полученные кривые блеска в диапазоне 0.5-20 кэВ, усредненные за 300 дней наблюдений и скорректированные, аналогично рис.2.18., на завышение данных ASM, приведены на рис. 2.19. Видно, что источники демонстрируют светимость ниже, чем несколько на  $10^{36}$  эрг/сек.

Очевидно, что если в спектре источника нет такой интенсивной чернотельной компоненты с низкой температурой, которая эффективно поглощается межзвездной средой, то восстановленное значение собственной светимости будет меньше. Мы восстановили кривые блеска для источника SAX J1806.5-2215 для случаев, когда присутствует только степенная компонента, с различными показателями фотонного индекса (1.0, 2.0 и 2.5) Как и ожидалось, все кривые блеска для жесткого

однокомпонентного степенного спектра лежат ниже двухкомпонентной кривой блеска (показаны пунктирной линией). Разброс значений не превышает 2-3 раз.

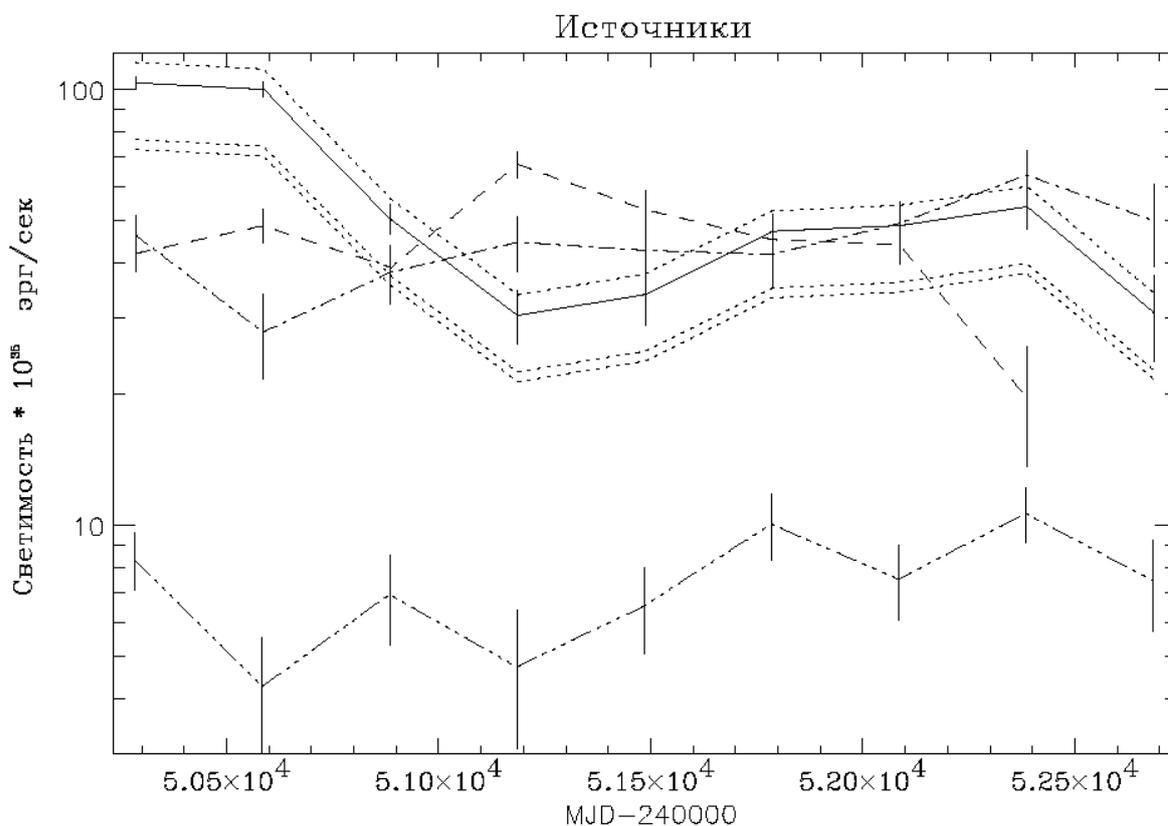


Рис. 2.19. Восстановленные кривые светимостей для двухкомпонентного спектра (тепловой и степенной), сплошная линия – SAX J1806.5-2215 (пунктирные линии - для разных видов однокомпонентных спектров источника), штриховая – SAX J1752.3-3128, штрих-пунктирная - SAX J1753.5-2349, штрих-три-пунктира - SAX J1324.5-6313.

Учитывая, что для всех источников, кроме SAX J1324.5-6313, известны только верхние пределы на расстояния, то можно сказать, что на рис.2.19. приведены верхние пределы на собственную светимость «слабоаккрецирующих» барстеров. Вместе с данными по другим барстерам и с учетом данных ТТМ, можно сказать, что источники не демонстрировали эпизодов длительной активности со светимостью выше  $10^{36}$  эрг/сек.

Таким образом, по наблюдениям рентгеновских всплесков первого рода из «пустых мест», которые имели большое отношение потока в момент всплеска к верхнему пределу на поток в спокойном состоянии, можно предполагать наличие в этой области рентгеновского барстера с малым уровнем постоянной светимости. Однако имеющиеся результаты не дают основания утверждать, что обнаруженные барстеры относятся к новому, специальному классу «слабоаккрецирующих» барстеров.

## Литература к части 2

- Айасли, Джосс, 1982 (Ayasli S., Joss P.)// 1982 *Astrophys. J.*, 256, 637
- Александрович, Арефьев 2002 (Александрович Н.Л., Арефьев В.А.)// 2002, Письма в АЖ, 28, 698
- Алкок и др. 2000, (Alcock C.)// 2000, *Astroph.J.*, 541, 734.
- Арефьев и др. 2003 (Arefiev V., Priedhorsky W., Borozdin K.)// 2003, *Astrophys. J.*, 586, 1238
- Асаи и др. 1996 (K. Asai, T. Dotani, K. Mitsuda, et al.)// 1996, *PASJ*, 48, 257
- Асаи и др. 1998 (K. Asai, T. Dotani, R. Hoshi, et al.)// 1998, *PASJ*, 50, 611
- Барбу и др. 1998 (Barbuy B., Bica E., Ortolani S.)// 1998, *Astron. Astrophys.*, v. 333, p. 117.
- Баррэ, Мерегетти, 1993 (Barret D.,Mereghetti S.)// 1993, *Nature*, 365, 612.
- Баррэ и др. 2000 (Barret D. et al.)// 2000, *Astrophys.J.*, 533, 329.
- Баско и др. 1974 (Basko M., Sunyaev R., Titarchuk L.)// 1974, *Astron. Astrophys.*, 31, 249
- Беллони и др. 2002 (Belloni T., Colombo A., Homan, J., et a.l)// 2002, *Astron. Astrophys.*, 390, 199
- Брадт и др., 1993 (Brudt H., Rothschild R., Swank J.)// 1993, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 97, 355.
- Бринкман и др. 1985 (Brinkman A., Dam J., Mels W. et al.)// 1985, *Non-thermal and very high temperature phenomena in X-ray astronomy* (eds. Perola G.C., Salvati M.), Rome: Institute Astronomico, p.263.
- Валлас, Вусли, Уивер, 1982 (Wallace R., Woosley S., Weaver T.)// 1982, *Astrophys.J.*, 258, 696
- Варвик и др. 1982 (Warwick R., Norton A., Turner M., et al.)// 1988, *Monsl. Not. RAS*, 232, 551
- Ватсон и др. 1981 (M. Watson, R. Willingale, J. Grindlay, et al.)// 1981, *Astrophys.J.*, 250, 142
- Веббинк 1985 (Webbink R.)// 1985, *Dynamics of Star Clusters*, IAU 113, 541.
- Ведрен и др. 2003 (Vedrenne G., Roques J.-P., Schonfelder V., et al.)// 2003, *Astro. Astrophys.*, 411, L63
- Винклер и др. 2003а (Winkler C., Courvoisier T. J.-L., Di Cocco G. et al.)// 2003, *Astron. Astrophys.*, 411, L1
- Винклер и др. 2003б (Winkler C., Gehrels N., Schonfelder V., et al.)// 2003, *Astron. Astrophys.*, L349
- Вогес и др. 1999 (Voges W., Aschenbach B., Boller T., et al.)// 1999, *Astron. Astrophys.*, 349, 389
- Вусли, Таам 1976 (Woosley S., Taam R.)// 1976, *Nature*, 263, 534
- Вуд и др. 2001 (Wood, K., Titarchuk, L., Ray, P., et al.)// 2001, *Astrophys. J.* 563, 246
- Гильфанов, Арефьев, 2004, (Gilfanov, M., Arefiev, V.)// 2004, *MNRAS*, submitted
- Готт 1981(Gott J.)// 1981, *Astrophys. J.*, 234, 140.

- Гриндлэй 1977 (Grindlay J.)// 1977, Highlights of Astronomy, v.4, p.111.
- Гриндлэй 1978 (Grindlay J.)// 1978, Astroph.J., v. 224, p. 107.
- Гриндлэй и др. 1980 (Grindlay J., Marshall H., Hertz P. et al.)// 1980, Astrophys.J., v. 240, p. 121.
- Гриндлэй и др. 1984 (Grindlay J., Hertz P., Steiner J., et al.)// 1984, Astrophys.J., v.282, L16.
- Джаккони и др., 1971 (Giacconi R., Kellog E., Gorenstein P., et al.)// 1971, Astrophys.J., v.165, p.27.
- Джонстон и др. 1999, (Johnston, H., Fender, R., Wu, K.)// 1999, Monsl. Not. RAS, 308, 415
- Джордж и Фабиан 1991 (George I. M., Fabian A. C)// 1991, Monsl. Not. RAS, 249, 352
- Дики и Локман 1990 (Dickey J., Lockman F.)// 1990, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 28, 215
- Дюба и др. 2003 (Dubath P., Revnivtsev M., Goldoni P., et al.)// 2003, IAUC 8100
- Завлин и др. 1996 (V. Zavlin, G. Pavlov, Yu. Shibarov)// 1996, Astron. Astrophys., 315, 141
- инт Занд и др. 1998 (in't Zand J., Heise J., Muller J., et al.)// 1998, Nuclear Physics B, (Proc. Suppl.), vol. 69/1-3, p. 228.
- инт Занд и др. 1999 (In 't Zand et al.)// 1999, Astron. Astrophys., v. 345, p. 100.
- Илларионов, Сюняев 1973 (A. Illarionov, R. Sunyaev)// 1975, Astron. Astrophys., 39, 185
- Каарет и др. 2003 (Kaaret P., Corbel S., Tomsick J., et al.)// 2003, Astrophys. J., 582, 945
- Кампана и др. 1998a (S. Campana, L. Stella, S. Mereghetti, et al.)// 1998a, Astrophys. J., 499, L65
- Кампана и др. 1998б (S. Campana, M. Colpi, S. Mereghetti, et al.)// 1998б, Astron. Astrophys., Rev. 8, 279
- Кампана и др. 2000 (S. Campana, L. Stella, S. Mereghetti, et al.)// 2000, Astron. Astrophys., 358, 583
- Канизарес 1982 (Canizares C.)// 1982, Astrophys.J., 263, 508.
- Каптейн и др. 2000 (Kaptejn R., in't Zand J., Kuulkers E., et al.)// 2000, Astron. Astrophys., 358, L71
- Карпентер и др. 1977 (Carpenter G., Eyles C., Skinner G., et al.)// 1977, Monsl. Not. RAS, 179, 27
- Кемпбелл-Вилсон и др. 1998 (Campbell-Wilson D., McIntyre V., Hunstead R., et al.)// 1998, IAUC 7010
- Корнелизе и др. 2002a (Cornelisse R., Verbunt F., in't Zand J., et al.)// 2002a, Astron. Astrophys., 392, 885
- Корнелизе и др. 2002b (Cornelisse R., Verbunt F., in't Zand J., et al.)// 2002b, Astron. Astrophys., 392, 931
- Коччи и др. 1999 (Cocchi M., Bazzano A., Natalucci L., et al.)// 1999, Astron. Astrophys., 346, L45
- Коччи и др. 2001 (Cocchi M., Bazzano A., Natalucci L., et al.)// 2001, Astron. Astrophys., 378, L71

Лебран и др. 2003 (Lebrun F., Leray J., Lavocat P. et al.)// 2003, Astron. Astrophys., 411, L141

Лю и др. 2001, (Liu, Q., van Paradijs, J., van den Heuvel, E.)// 2001, Astron. Astrophys., 368, 1021

Любарский 1997, (Lyubarskii, Yu.)// 1997, Monsl. Not. RAS, 292, 679

Майер, Майер-Хофмейстер 1983 (Meyer F., Meyer-Hofmeister E.)// 1983, Astron. Astrophys., 121, 29.

Майер и др. 2000 (Meyer F., Liu B. F., Meyer-Hofmeister E.)// 2000, Astron. Astrophys., 361, 175

Макароне, 2003 (Maccarone T.)// 2003, Astron. Astrophys. 409, 697

МакКлинтон, Ремиллард 2003 (McClintock J., Remillard R.)// 2003, astro-ph/0306213

Мао 2001 (Мао Sh.)// 2001, astro-ph/0108312.

Мерегетти и др. 1995 (Mereghetti S., Barret D., Stella L. et al.)// 1995, Astron. Astrophys., 302, 713.

Мольков и др. 2000 (Molkov S., Grebenev S., Lutovinov A.)// 2000, Astron. Astrophys., v.357, p.41.

Мюрдин и др. 1980, (Murdin P., et al.)// 1980, Astron. Astrophys., 87, 292

Миллер, Хоман 2003 (Miller J., Homan J.)// 2003, ATEL 135

Орош 1998 (Orosz J.)// 1998, IAUC 7009

Орош и др. 2002 (Orosz J., Grott P., van der Kliss M., et al.)// 2002, Astrophys. J., 568, 845

Павлинский и др. 1994 (M. Pavlinsky, S. Grebenev, R. Sunyaev)// 1994, Astrophys. J., 425, 110

Пачински, 1991 (Paczinski B.)// 1991, Astrophys. J., 371, 63L.

Пачински, 1996 (Paczinski B.)// 1996, Acta Astronomica, 314, 419.

Путанен, Свенсон 1996 (Poutanen Ju., Svensson R.)// 1996, Astrophys. J. 470, 249

Путанен и др. 1997 (Poutanen J., Krolik J. Ryde F.)// 1997, Monsl. Not. RAS, 292, 21L

Ратлидж и др. 2002 (Rutledge R., Bildsten L., Brown E., et al.)// 2002, Astrophys J., 577, 346

Ревнивцев, Трудолюбков, Бороздин 2001 (Revnivtsev M., Trudolyubov S., Borozdin K.)// 2001, Astron. Astrophys.

Ревнивцев и др. 2004 (Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Варшалович Д.А. и др.)// 2004, Письма АЖ., 30

Рейнольдс и др. 1999 (Reynolds A., Parmar A., Nakala P., et al.)// 1999, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., v.134, p.287.

Ремиллард и др. 1998 (Remillard R., Morgan E., McClintock J., et al.)// 1998, IAUC 7019

Ремиллард 2003 (R.Remillard)// 2003, Частное сообщение

Риттер, 1988, (Ritter )// 1988, Astron. Astrophys., 202, 93

Рефсдал 1964 (Refsdal S.)// 1964, Monsl. Not. RAS, 128, 295.

Родригез и др. 2003 (Rodriguez J., Corbel S., Tomsick J.)// 2003, Astrophys. J. 595, 1032

Сванк и др. 1977 (Swank J., Becker R., Boldt E., et al.)// 1977, Astrophys.J., v. 212, p. 73.

- Сванк 1999, (Swank, J.)// 1999, Nucl. Phys. B – Proc. Suppl., 69, 12
- Смак, 1999, (Smak, J.)// 1999, Acta Astronomica, 49, 391
- Смит 1998 (Smith D.A.)// 1998, IAUC 7008
- Собчак и др. 2000 (Sobczak G., McClintock J., Remillard R., et al.)// 2000, Astrophys. J.544, 993
- Сюняев, Титарчук 1980 (Sunyaev R., Titarchuk L.)// 1980, Astron. Astrophys., 86, 121
- Томсик и др. 2001a (Tomsik J., Corbel S., Kaaret P.)// 2001a, Astrophys. J., 563, 229
- Томсик и др. 2001б (Tomsick J., Smith E., Swank J., et al.)// 2001б, IAUC 7575
- Томсик и др. 2003 (Tomsik J., Corbel S., Fender R., et al.)// 2003, Astrophys. J., 582, 933
- Турнер и др. 1981 (Turner, M., Smith, A., Zimmermann, H.)// 1981, Space Science Rev., 30, 513
- Уорнер 1995 (Warner B.)// 1995, Cambridge Astrophysics Series, Cambridge, New York: Cambridge University Press.
- Фабиан, Прингл, Рис 1975 (Fabian A., Pringle J., Rees M.)// 1975, Monsl. Not. RAS, v. 172, p. 15.
- Форман и др. 1978 (Forman W., Jones C., Cominsky L.)// 1978, Astron. Astrophys. Suppl. Ser., v.38, p.357.
- Ханникайнен и др. 2001 (Hannikainen D., Campbell-Wilson D., Hunstead R., et al.)// 2001, Astrophys. J. Suppl., 276, 45
- Хоман и др. 2001 (Homan J., Wijnands R., van der Klis M., et al.)// 2001, Astrophys. J. Suppl. 132, 377
- Хут, Пачински 1984 (Hut P., Paczynski B.)// 1984, Astrophys.J, 284, 675.
- Чу, Гриндлей, 2001, (Chou, Y., Grindlay, J.)// 2001, ApJ, 563, 934
- Чуразов и др. 2001, (Churazov, E., Gilfanov, M., Revnivtsev, M.)// 2001, Monsl. Not. RAS, 321, 759
- Шакура, Сюняев 1973, (Shakura, N., Sunyaev, R.) 1973, Astron. Astrophys, 24, 337
- Эйсмонт и др. 2003 (Eismont N.A., Ditrikh A.V., Janin G. et al.)// 2003, Astron. Astrophys. 411, L37
- Ягер и др. 1997 (Jager R., Mels W., Brinkman A., et al.)// 1997, Astron. Astrophys. Suppl. Ser, 125, 557

*Крыльям воображения,  
как бы заманчив ни казался полет,  
всегда следует предпочесть сандалии  
наблюдаемых фактов,  
медленные сандалии на свинцовой подошве.  
Ж. Фабр*

### **Часть 3.**

## **Оптимизация рентгеновского монитора для наблюдений быстрых рентгеновских транзиентов.**

Открытие того факта, что небо в рентгеновском диапазоне сильно переменнo, было сделано с помощью рентгеновских мониторов - приборов, которые обеспечивают две важнейшие функции:

- сигнализируют о произошедшем событии для наблюдения его чувствительными инструментами с узким полем зрения (как в рентгеновском, так и в других диапазонах энергетического спектра);
- накапливают информацию о долговременном поведении рентгеновских источников.

Первые рентгеновские мониторы могли наблюдать в каждый момент времени только незначительную область неба с малой чувствительностью. При этом их чувствительность к коротким событиям (секунды – часы) была в десятки и сотни раз хуже, чем к более длительным (дни и более). В настоящее время на орбите находится рентгеновский монитор ASM в составе обсерватории RXTE, чувствительный в энергетическом диапазоне 2-12 кэВ. ASM регистрирует поведение около 200 ярких рентгеновских источников на масштабах времени от одного дня до нескольких лет. Хотя чувствительность ASM достаточна, чтобы проводить измерения отдельных источников на более коротких масштабах времени, схема эксперимента не позволяет этого сделать. Поэтому переменность рентгеновского неба на масштабах короче нескольких часов изучена к настоящему времени гораздо хуже.

Для проекта «Спектр-Рентген-Гамма» (СРГ) разработан рентгеновский монитор MOXE, отличающийся тем, что впервые в истории рентгеновской астрономии сможет постоянно наблюдать в стандартном рентгеновском диапазоне все небо все время, с высокой чувствительностью (несколько мКрaб за одни сутки). Постоянное наблюдение всего неба дает MOXE дополнительную возможность по обнаружению редких явлений

и по наблюдению изменений малой длительности, что было недоступно другим мониторам. Таким образом, МОХЕ может вести непрерывный мониторинг около 200 ярких рентгеновских источников и детектировать значительное число рентгеновских транзиентов. Чувствительность монитора достаточна, чтобы получать кривые блеска с разрешением несколько часов для источника интенсивностью 10 мКраб и с разрешением нескольких минут для источника интенсивностью 100 мКраб.

В настоящее время активно разрабатываются высокочувствительные эксперименты с малым временем реакции: рентгеновская обсерватория SWIFT, система наземных автоматизированных оптических телескопов ROTSE-3. Эти инструменты позволяют, получив сигнал о произошедшем в какой-либо точке неба событии, перенавести приборный комплекс на эту точку в течение секунд – десятков секунд и начать наблюдения. Исходя из своих физических характеристик, МОХЕ мог бы оперативно выдавать этим экспериментам сигнал об изменении, произошедшем с каким-либо из источников, и о необходимости проведения наблюдения. Однако ограничения, накладываемые малым объемом собственной памяти и тем, что сеансы связи будут происходить один раз в сутки, препятствуют реализации подобного взаимодействия. Другим ограничением является то, что МОХЕ чувствителен только в стандартном рентгеновском диапазоне, тогда как энергетический спектр ряда быстрых рентгеновских транзиентов простирается в гамма-диапазон. Дополнив комплекс рентгеновских детекторов МОХЕ детектором, чувствительным к гамма-излучению, можно было бы существенно улучшить научный потенциал МОХЕ.

По этой причине мы рассмотрели модификацию рентгеновского монитора МОХЕ для того, чтобы оптимизировать его характеристики для наблюдений коротких транзиентных явлений, расширить его энергетический диапазон и обеспечить возможность выдачи сигналов на проведение наблюдений чувствительными обсерваториями с малым временем реакции.

## Глава 8.

### Рентгеновский монитор MOXE и его оптимизация

#### *8.1. Научные задачи рентгеновских мониторов на малых временных масштабах.*

**Рентгеновское излучение гамма-всплесков.** Наиболее очевидным примером короткого интенсивного и сильнопеременного события являются гамма-всплески, обладающие также яркой рентгеновской составляющей. В результате измерений излучения гамма-всплесков в рентгеновском диапазоне, проведенных спутником Ginga (Штромайер и др., 1998), и открытием рентгеновских послесвечений гамма-всплесков спутником ВерроSAX (Пиро и др., 1998) стало очевидно, что гамма-всплески могут излучать значительную часть энергии в рентгеновском диапазоне (Фронтера и др., 2000). Это излучение совпадает по времени с гамма-всплеском (мгновенное рентгеновское излучение) и продолжается после окончания гамма-всплеска (рентгеновское послесвечение). Большое разнообразие характеристик гамма-всплесков и их послесвечений объясняется как физическими свойствами источника гамма-всплесков и окружающей среды, так и геометрией гамма-всплеска (коллимированный или изотропный), что вместе с открытием послесвечений гамма-всплесков в рентгеновском, оптическом и радио диапазонах стало мощным стимулом для развития теоретических моделей. В *главе 2* данной диссертации показано, что у некоторых гамма-всплесков полная энергия, зарегистрированная в рентгеновском диапазоне, может на порядок превышать энергию, зарегистрированную в гамма-диапазоне. Таким образом, возможность быстрой (в течение десятков секунд) локализации гамма-всплесков с высокой угловой точностью в гамма-диапазоне или по сопутствующему рентгеновскому излучению является эффективным инструментом для детального исследования гамма-всплесков.

**Быстрые рентгеновские транзиенты.** Другим классом коротких и мощных транзиентных явлений являются так называемые быстрые рентгеновские транзиенты (БРТ). Быстрые рентгеновские транзиенты длительностью от секунд и до часов наблюдались многими космическими экспериментами. Так как они происходят в непредсказуемых местах, их тяжело наблюдать инструментами с узким полем зрения. Как показано в *главе 1* данной диссертации, их число может быть несколько тысяч в

год на все небо. Глобальное соотношение между полным потоком и частотой возникновения этих событий  $\log(N)-\log(S)$  может быть описано простым степенным законом с показателем  $\alpha = -1_{-0.3}^{+0.2}$ . Имеющийся уровень понимания этого явления мог бы значительно улучшиться, если бы имелаась большая однородная база данных таких всплесков, которую может дать широкоугольный чувствительный эксперимент.

**Рентгеновские двойные.** Одним из наиболее ярких проявлений переменности рентгеновских двойных являются вспышки рентгеновских Новых. В моменты вспышки рентгеновские Новые увеличивают свою светимость на несколько порядков и в течение нескольких месяцев становятся одними из ярчайших источников на небе в рентгеновском диапазоне. Около 75% кандидатов в черные дыры, известных в настоящее время, находится в источниках, которые проявляли себя как рентгеновские Новые. За 35 лет наблюдалось около 50 Новых, причем каждая вспышка длилась около 100-200 дней (Чен и др., 1997). Особенно интересна возможность изучения относительно плохо исследованной фазы начального нарастания светимости до достижения первичного максимума. Быстрая регистрация сигнала о появлении рентгеновской Новой и проведение внеплановых наблюдений чувствительными приборами позволили бы провести наблюдения в широком диапазоне энергий. Вместе это позволит получить важные ограничения на фундаментальные свойства центрального объекта (Каннизо и др., 1995) и механизмы, вызывающие возникновение аккреционных неустойчивостей в рентгеновских Новых. Существуют также двойные системы, которые генерируют пекулярные рентгеновские выбросы, длительность которых существенно короче, чем у классических рентгеновских Новых. Переменность такого типа очень сложно зарегистрировать современными и планируемыми экспериментами. Показательно, что рентгеновский монитор ASM на борту обсерватории RXTE пропустил несколько мощных вспышек V4641 Sgr, являющегося кандидатом в черные дыры. Монитор, оптимизированный для наблюдения таких явлений, сможет помочь существенно уточнить оценки общего числа черных дыр в нашей Галактике.

**Звезды и катаклизмические переменные.** Известно, что звезды и катаклизмические переменные генерируют мощные рентгеновские вспышки. Например, спутник ВерроSAX наблюдал в диапазоне 2-10 кэВ вспышку от активной двойной Algol, с пиковым потоком более 100 мКраб и длительностью более  $2 \cdot 10^5$  с. Вспышки меньшей амплитуды и меньшей длительности происходят гораздо чаще. Исследование распределения ярких вспышек от вспыхивающих звезд поможет понять,

насколько применимы модели возникновения таких вспышек, которые обычно являются экстраполяцией Солнечных моделей. Недавно было показано, что протозвезды и звезды до-главной последовательности, которые, возможно, имеют аккреционные диски, также генерируют рентгеновские вспышки. К таким звездам, например, относится  $\tau$ -Тельца. Их рентгеновские вспышки достигают светимости  $\sim 10^{33}$  эрг/с, иногда превышая болометрическую светимость в спокойном состоянии. Важной является возможность непрерывно мониторировать рентгеновский поток от нескольких ближайших коронально-активных звезд в нормальном состоянии. Эти наблюдения крайне важны для понимания механизмов генерации рентгеновского излучения в таких системах.

*Систематическая регистрация рентгеновских всплесков I-рода.* Одним из источников ярких рентгеновских вспышек являются нейтронные звезды со слабым магнитным полем - рентгеновские барстеры. Характерной чертой рентгеновских барстеров является генерация рентгеновских всплесков I - рода, которые являются результатом термоядерных взрывов на поверхности нейтронных звезд. Конкретный механизм образования рентгеновских всплесков первого рода сильно зависит от темпа аккреции и состава аккрецирующего вещества. Известно, что существует сильная связь между темпом аккреции на нейтронную звезду и частотой рентгеновских всплесков I – рода, и она хорошо изучена при светимостях выше  $\sim 5 \cdot 10^{35}$  эрг/с. Так как частота генерации всплесков быстро падает с уменьшением темпа аккреции, то теория предсказывает, что время между последовательными всплесками может достигать десятков лет (Таам и др., 1993). Экспериментально поведение барстеров при низких светимостях изучено существенно хуже. Долговременные наблюдения ряда таких барстеров с постоянными светимостями ниже  $\sim 5 \cdot 10^{35}$  эрг/с приведены в главе 7, а результаты поиска всплесков I – рода от подобных барстеров в главе 3. В них было показано, что для исследования таких редких событий необходимо длительное мониторирование с высокой чувствительностью области Галактического Центра – места наивысшей концентрации рентгеновских барстеров.

## **8.2. Основные характеристики рентгеновского монитора МОХЕ**

Рентгеновский монитор МОХЕ (Брандт и др. 1998) состоит из шести рентгеновских детекторов, расположенных по граням куба. Каждый детектор наблюдает 2,25 ср., все вместе наблюдают всю небесную сферу, за исключением области вблизи Солнца. Рентгеновский детектор представляет из себя позиционно-чувствительный газовый пропорциональный счетчик большой площади (32x32 см<sup>2</sup>), заполненный смесью Хе/СО<sub>2</sub>. Пространственное разрешение детектора лучше чем 2 мм. Энергетический диапазон детектора составляет 2-12 кэВ, энергетическое разрешение 20% на 6 кэВ.

Для формирования изображения используется принцип камеры-обскуры, т.е. перед детектором установлен непрозрачный экран, в котором проделано прямоугольное отверстие. Источники, расположенные в разных частях небесной сферы, проецируются через это отверстие на различные участки детектора. Угловое разрешение, таким образом, определяется размером входного отверстия вдоль каждой из сторон. С другой стороны, чтобы чувствительность детектора оставалась на приемлемом уровне, размеры входного отверстия не должны быть слишком маленькими. Баланс между этими требованиями привел к выбору входного отверстия площадью 1,6 см<sup>2</sup>, угловое разрешение составило 0,5°x6°. При этом скорость счета в диапазоне 2-12 кэВ составляет для источника Scо X-1, ярчайшего в этом диапазоне, около 1 отсч/с. За сутки наблюдений достигается чувствительность около 3-5 мКр/аб.

На рисунке 3.1. приведены внешний вид летного детектора МОХЕ и его схема. В табл. 3.1. приведены основные параметры детектора МОХЕ.

Видно, что МОХЕ оптимизирован для наблюдения переменности источников на масштабах дней и более, что не позволяет использовать его в качестве сигнального прибора для выдачи сигналов на начало наблюдений чувствительными обсерваториями, поэтому мы исследовали возможность его оптимизации для наблюдения более коротких транзиентных явлений.

Таблица 3.1. Основные параметры детектора МОХЕ.

Чувствительная площадь	32x32 см <sup>2</sup>
Глубина чувствительного слоя	1 см
Площадь апертуры	1.6 см <sup>2</sup>
Расстояние между апертурой и детектором	15 см
Поле зрения	93.7° x 93.7°
Угловое разрешение	2.4° x 9.7°
Пространственное разрешение	0.5 см на 3 кэВ
Энергетический диапазон	2-25 кэВ
Энергетическое разрешение	20% на 6 кэВ
Количество энергетических каналов	16
Временное разрешение	до 4 мсек
Фон детектора	10 отсч./сек (3-10 кэВ)
Фон неба	6-7 отсч./сек (3-10 кэВ)
Скорость счета от источника интенсивностью 1 Краб	1.2 отсч./сек/см <sup>2</sup>

### **8.3. Увеличение чувствительности рентгеновского монитора для наблюдений коротких транзиентных явлений.**

Для выдачи сигналов на наблюдение быстрых рентгеновских транзиентов важны три параметра:

1. высокая чувствительность за время порядка нескольких секунд – минут;
2. угловое разрешение лучше нескольких долей градуса;
3. суммарное время детектирования, определение направления вспышки и передачи сигнала на чувствительные приборы на уровне секунд – минут.

Решения первых двух задач можно достигнуть, увеличив размер входного окна и поместив туда кодированную апертуру. Так как детекторы МОХЕ уже прошли полный цикл испытаний, их конструкция не может быть сильно изменена (рис. 3.1.). Максимально доступный размер входного окна составляет 8 x 8 см. Выбрав половину

элементов маски открытой, можно получить  $32 \text{ см}^2$  геометрической площади. Размер элемента маски выбран равным разрешению детектора, при этом угловое разрешение составляет около  $20'$ . Для коротких событий достигается чувствительность на уровне нескольких Крб\*с.

Так как большинство гамма-всплесков генерируют мгновенное рентгеновское излучение, превышающее порог чувствительности рентгеновского детектора, чтобы выделить собственно рентгеновские события, желательно иметь в составе эксперимента детектор гамма-излучения. В качестве такого детектора мы предлагаем использовать модифицированный вариант рентгеновского однокоординатного сцинтилляционного детектора NaI с фотоумножителями (Арефьев и др., 1990а). Площадь детектора составляет около  $600 \text{ см}^2$ , толщина – 2,5 см. Уменьшение толщины детектора позволит существенно облегчить конструкцию и сдвинуть энергетический диапазон детектора в область более мягких энергий, сохранив при этом координатное разрешение на уровне около 2 см при энергии излучения около 1 МэВ. Диапазон энергий от 50 кэВ до 1 МэВ. Так как поле зрения гамма-детектора должно приблизительно совпадать с полем зрения рентгеновского детектора, то для уменьшения числа ложных срабатываний расстояние от детектора до кодированной апертуры составит менее 50 см. При этом угловое разрешение телескопа составляет около  $3^\circ$ , а полный телесный угол вдоль координаты, по которой ведется локализация источника, составляет примерно 1 рад. (Арефьев и др., 1990б). Важной особенностью предлагаемого однокоординатного гамма-телескопа является возможность быстрого получения информации о координатах зарегистрированных событий и возможность восстановления направления на источник гамма-всплеска в режиме реального времени в самом приборе. Другим возможным вариантом гамма-детектора является интегрированный сцинтилляционный модуль малой площади,  $\sim 100 \text{ см}^2$ . Данный модуль не обладает пространственным разрешением, но отличается малой массой и малым энергопотреблением. Таким образом, один модуль будет состоять из детектора рентгеновского и детектора гамма-излучения. Мы назвали такую обновленную конфигурацию MOXE, в которую включен детектор гамма-излучения - как Skywatcher (Арефьев, Лавров, 2003).

Решение третьей задачи требует наличия системы быстрой передачи данных. Подобная система не предусмотрена на СРГ, поэтому в качестве платформы для предлагаемого эксперимента рассматривается международная космическая станция (МКС), оснащенная системой непрерывного сброса информации.

#### **8.4. Особенности реализации монитора быстрых рентгеновских транзиентов (Skywatcher) для МКС**

Международная космическая станция хорошо приспособлена именно для проведения обзорных и мониторинговых наблюдений (Бороздин и др. 1999). Станция находится в так называемой поплавковой (самолетной) ориентации, при которой одна сторона станции все время обращена к Земле, «нос» («корма») станции постоянно направлены по (против) ходу движения станции. Так как станция находится на околоземной орбите, то для наблюдения в данный момент времени открыто  $2\pi$  ср. Период обращения станции около 90 мин, значит, точка в плоскости движения станции будет доступна для непрерывного наблюдения ~40 мин (45% времени), а точки на оси, перпендикулярной плоскости орбиты МКС, доступны для наблюдения почти 100% времени.

Размеры поля зрения блоков детекторов монитора Skywatcher таковы, что для покрытия  $2\pi$  ср. достаточно трех блоков детекторов. Однако увеличение числа детекторов позволит обеспечить перекрытие одного и того же участка неба несколькими детекторами. Это позволит не только увеличить чувствительность, но и отсеять часть фоновых событий. Для проведения каждого научного эксперимента на МКС выделены ограниченные ресурсы, в частности, максимальные габариты «ячейки» на размещение эксперимента. В передней (носовой) части станции, при минимальном затемнении неба элементами конструкции станции, в частности, ее солнечными батареями, размеры «ячейки» не позволяют разместить все шесть блоков детекторов, поэтому мы ограничились четырьмя блоками. Их конфигурация приведена на рис. 3.2. Оба типа гамма-детекторов (б,в) показаны для наглядности. В реальном приборе предполагается наличие либо гамма-модуля (б), либо однокоординатного гамма-телескопа (в).

Хотя по данным монитора Skywatcher можно восстановить наведение блоков детекторов в любой момент времени с необходимой точностью, для целей мгновенного определения наведения в состав эксперимента может быть введена оптическая камера. Однако необходимо отметить, что привязка оптических данных является трудоемкой задачей, и эти данные предполагается использовать только в случае, когда требуется высокая точность зарегистрированного рентгеновского события.

Проблема определения координат источников рентгеновского излучения по измерениям системы движущихся (вращающихся) детекторов с кодированной апертурой достаточно сложна. Однако для коротких интенсивных событий она решается достаточно просто. Поэтому был разработан специальный алгоритм быстрого

восстановления координат рентгеновской вспышки, который позволил локализовать источник яркой вспышки с точностью порядка 10 угл. мин. бортовым процессором. Вычисленные координаты далее будут сбрасываться в систему передачи информации МКС и в режиме реального времени передаваться для соответствующих экспериментов. По предварительным оценкам, эта процедура займет 10-30 с.

### **8.5. Результаты моделирования характеристик Skywatcher**

Мы провели моделирование характеристик Skywatcher по возможностям наблюдения различных классов быстрых рентгеновских транзиентов, учитывая особенности функции распределения быстрых рентгеновских транзиентов, полученных в главе 1. Чувствительность монитора для наблюдения транзиентов различной длительности приведена на рис. 3.4.

Как видно из данных рис.3.4, Skywatcher регистрирует короткую рентгеновскую вспышку, длительностью несколько секунд, если поток от нее превышает 1 Краб, тогда как при длительности транзиентного события 1000 сек, оно будет зарегистрировано, если его средний поток превышает 30 мКраб. При этом, чувствительность Skywatcher оказывается в несколько раз выше как для коротких, так и для длинных событий, чем чувствительность рентгеновского монитора ASM/RXTE.

Учитывая, что глобальная функция соотношения число вспышек – интегральный поток вспышки  $\log(N)-\log(S)$  для быстрых рентгеновских транзиентов описывается степенной зависимостью (Арефьев и др., 2003), то для коротких вспышек длительностью  $\sim 1$  с. и средним потоком выше 1 Краб Skywatcher будет наблюдать около  $2 \cdot 10^4$  событий в год (половину полного числа событий). Из вспышек длительностью несколько тысяч секунд и средним потоком 30 мКраб будет наблюдаться около 100% вспышек, что составляет примерно  $10^3$  событий в год (рис. 3.5.).

Мы провели моделирование возможностей Skywatcher по разделению рентгеновских и гамма-всплесков. На рис.3.6. приведены сигналы в рентгеновском и гамма-детекторах в зависимости от того, наблюдался рентгеновский или гамма-всплеск. Видно, что оба типа событий легко разделяются по сигналам двух детекторов.

Мы также промоделировали возможности монитора Skywatcher, по сравнению с другими мониторами при регистрации быстропеременных событий типа вспышки V4641 Sgr (инт Занд и др., 2000), которая показала сильную переменность (фактор 500)

на масштабах времени несколько минут. На рис. 3.7. показаны модельные кривые блеска, восстановленные по данным монитора Skywatcher и ряда других мониторов для одной из вспышек V4641 Sgr. Видно, что Skywatcher хорошо восстанавливает кривую блеска, что нельзя сказать про другие мониторы.

Основываясь на результатах моделирования, мы провели сравнение основных характеристик Skywatcher с несколькими другими рентгеновскими мониторами: ASM обсерватории RXTE, MOXE обсерватории SRG, СПИН-X для МКС (Павлинский и др. 2000 а,б), MAXI для МКС. Результаты сравнения приведены в таблице 3.2.

Таким образом, мы привели некоторые способы оптимизации схемы эксперимента рентгеновского монитора для наблюдений быстрых транзиентных явлений, в частности быстрых рентгеновских транзиентов на платформе международной космической станции. В результате проведенного моделирования характеристик рентгеновского монитора, получены оценки ожидаемого числа зарегистрированных событий и особенностей регистрации событий от разных классов источников. Для коротких событий (рентгеновские вспышки, рентгеновские всплески первого рода от слабоаккрецирующих барстеров, вспышки от звезд поздних спектральных классов dMe-dKe) ожидается до  $10^4$  событий в год, от более длинных событий (вспышки систем типа RS-CVn, супервсплески первого рода, яркие вспышки магнитных звезд) ожидается до  $10^3$  событий в год.

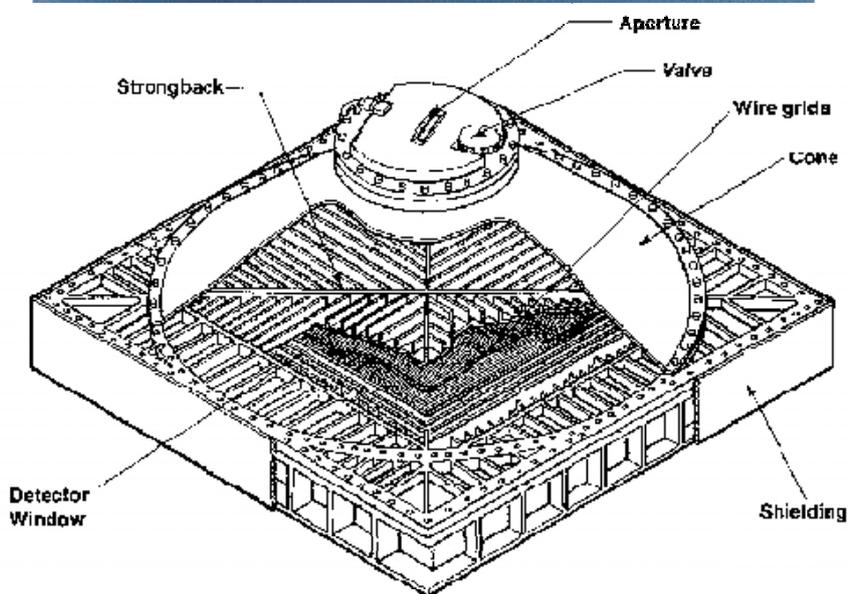
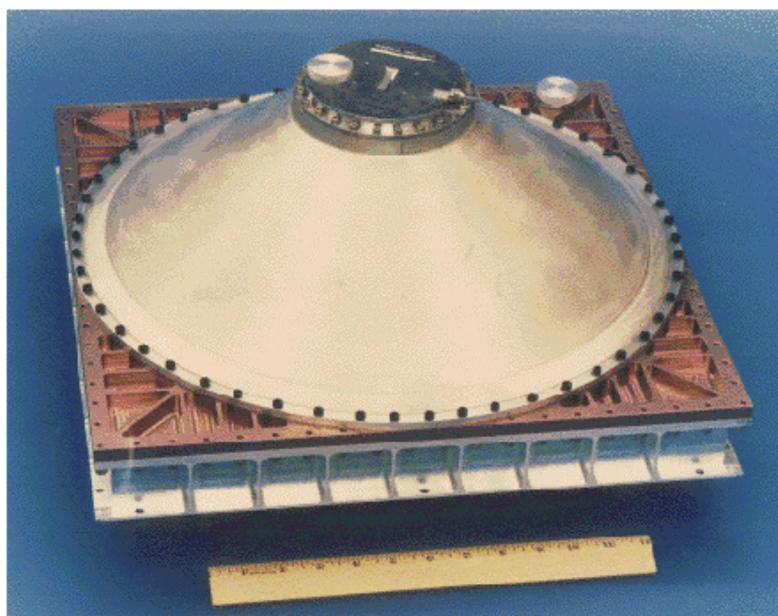
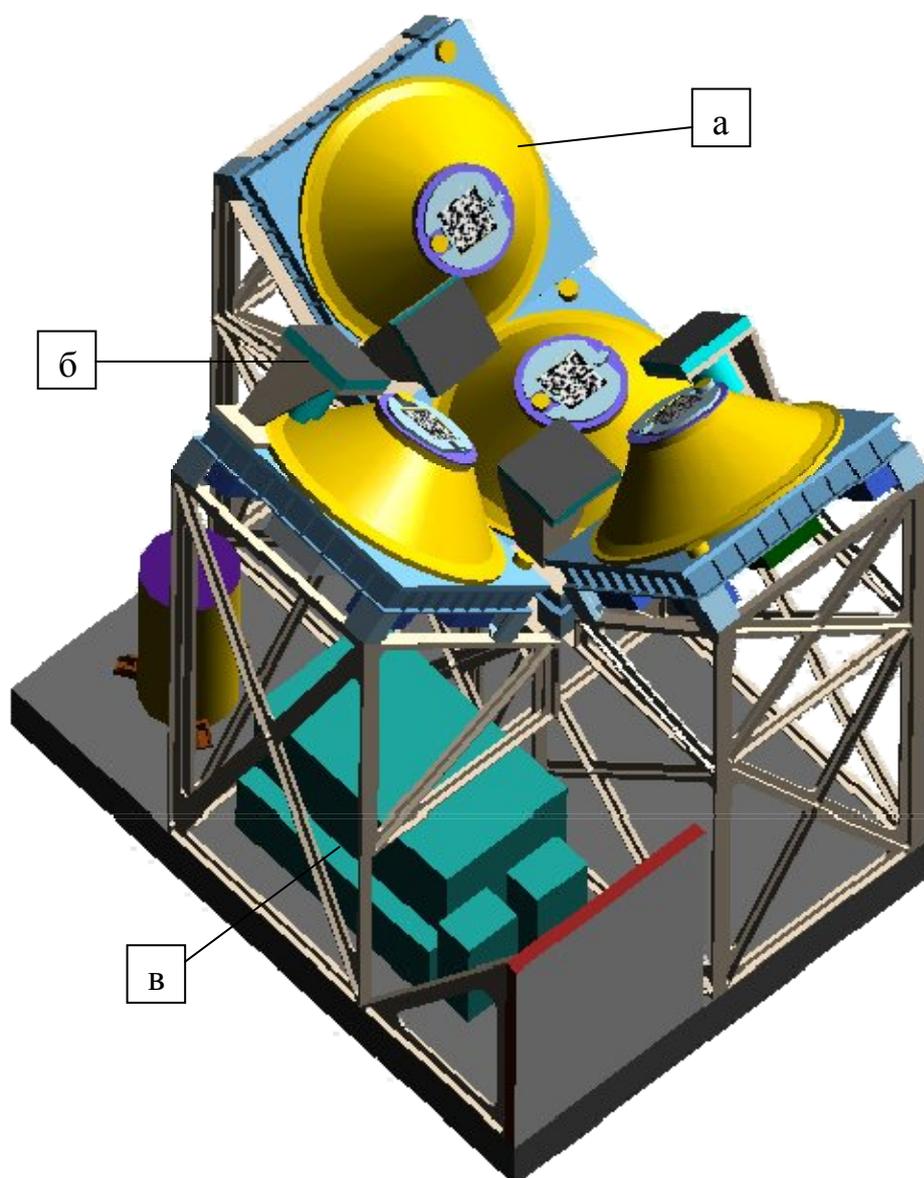


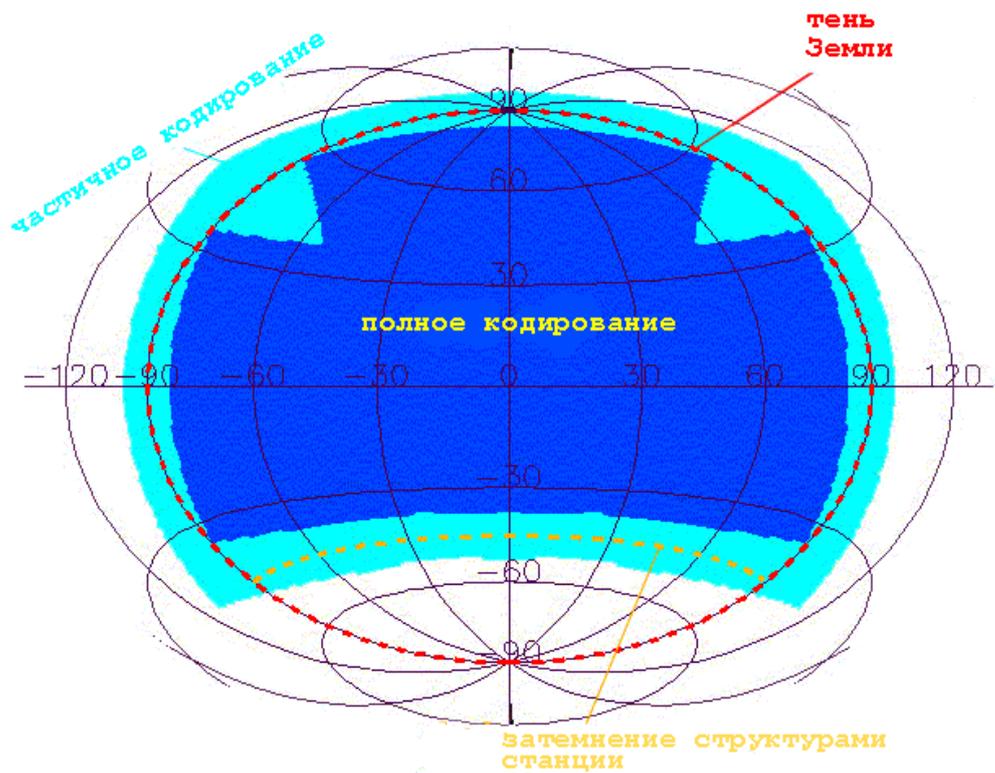
Рис. 3.1. Внешний вид и конструкция летного детектора MOXE. Обозначены сверху по часовой стрелке: входная апертура, газовый клапан, электроды координатно-чувствительного слоя детектора, оболочка гелиевого конуса, защита боковой части детектора, входное окно координатно-чувствительного слоя детектора, механическая структура, поддерживающее входное окно детектора.



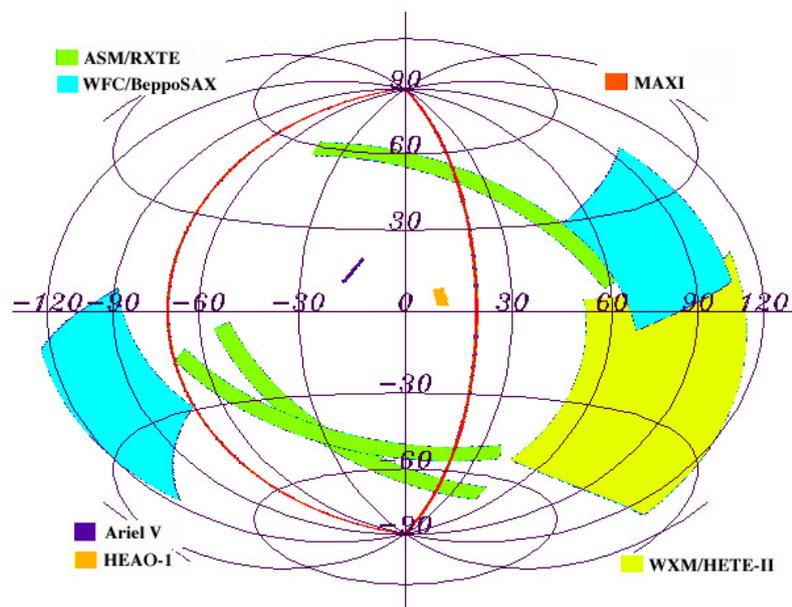
*Рис. 3.2. Один из вариантов расположения 4-х блоков детекторов монитора Skywatcher на посадочной ячейке МКС:*

- а) рентгеновский детектор,*
- б) детектор гамма-излучения*
- в) однокоординатный гамма-телескоп*

Суммарное поле зрения монитора Skywatcher, с учетом затемнения, приведено на рис. 3.3(а). Для сравнения, на рис. 3.3(б) приведены поля зрения рентгеновских мониторов, которые уже закончили существование на орбите (Ariel-V, HEAO-1, WFC/ВерроSAX), действуют в настоящее время (ASM/RXTE, WXM/HETE-2), или планируются к пуску (MAXI).



а



б

Рис. 3.3.  
 а) - Поле зрения монитора Skywatcher, синим показана область полного кодирования, голубым – частичного кодирования;  
 б) - Поля зрения существующих рентгеновских мониторов, чувствительных в диапазоне 2-12 кэВ.

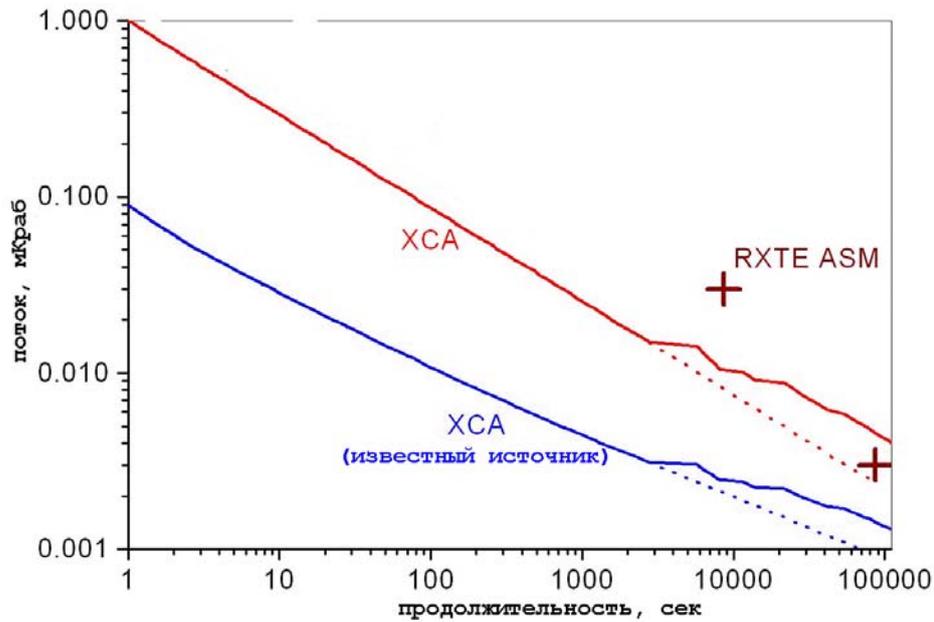


Рис. 3.4. Предел чувствительности рентгеновских детекторов *Skywatcher*:  
 А - на уровне  $5\sigma$  для новых источников;  
 Б - чувствительность изменения потока известных источников на уровне  $1\sigma$ ,  
 в сравнении с данными *ASM/RXTE* (кресты)

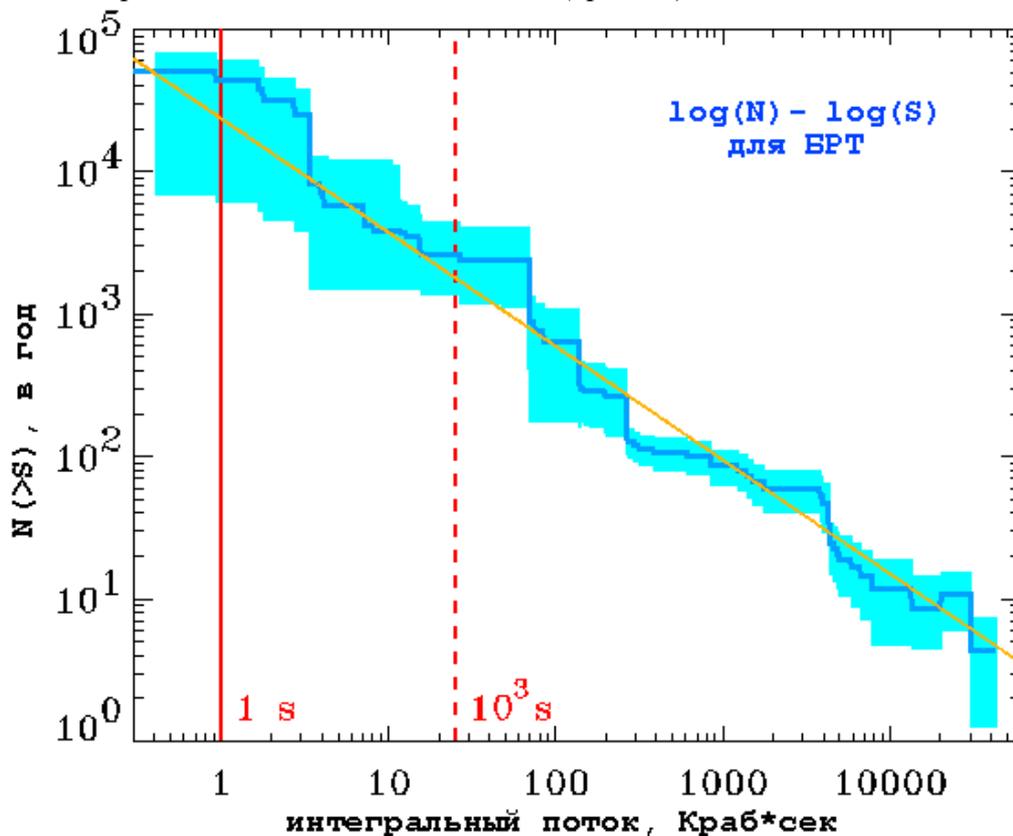


Рис. 3.5. Полное число быстрых рентгеновских транзиентов на все небо (залитая область), в зависимости от интегрального потока:  
 а) на уровне чувствительности *Skywatcher* за 1 сек наблюдений – сплошная линия;  
 б) за 1000 сек – штриховая линия.

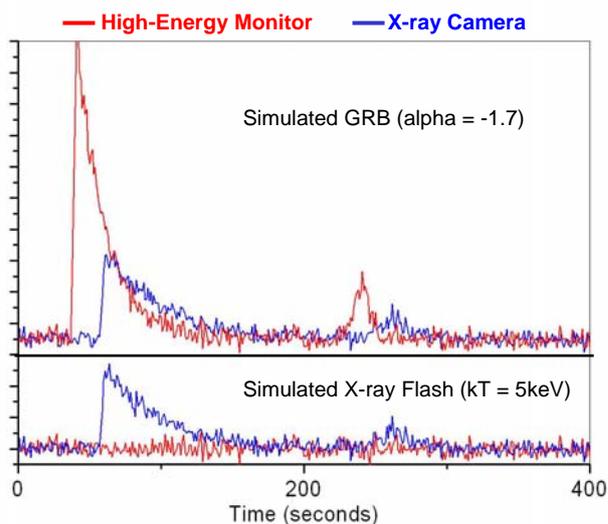


Рис.3.6. Зависимость сигнала в рентгеновском и гамма- детекторах в зависимости от типа события. Вверху – гамма-всплеск, внизу – рентгеновская вспышка с тепловым спектром.

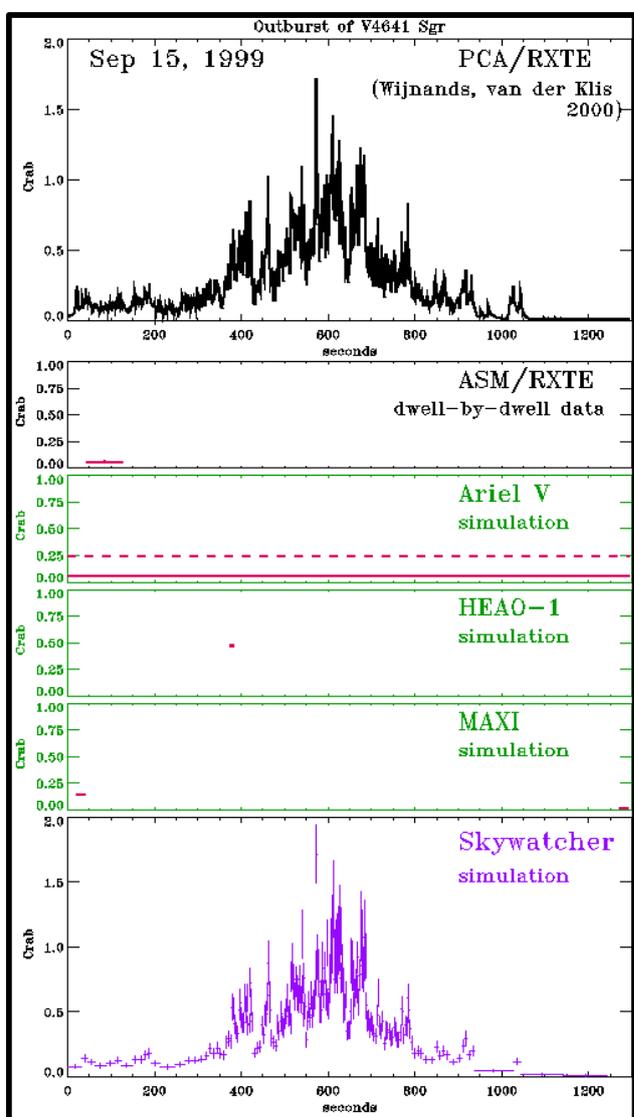


Рис.3.7. Вверху – экспериментальная кривая блеска вспышки V4641 Sgr; в середине – модельные восстановленные кривые блеска для нескольких мониторов; внизу – модельная кривая блеска, восстановленная по данным ASM/RXTE, ASM Ariel-V, HEAO-1, MAXI, Skywatcher.

Таблица 3.2. Параметры современных рентгеновских мониторов

Характеристики	ASM/ RXTE	СПИН-X/ ISS	MOXE/ SRG	Skywatcher/ ISS	MAXI/ ISS
Непрерывное покрытие неба, ср.	0.5	1.0	12	5.4	0.1
Скважность *)	0.05	0.10	1	0.3	0.006
Чувствительность мКраб/1,5 часа	30	10	7	10	10
Точность локализации, мин.	3x15	20x20	30x100	30x30	20x50
Энергетический диапазон, кэВ	1.5-12	2-30	2-20	0.5-30	2-20
Возможность детектирования гамма-излучения	Нет	нет	нет	есть	нет
Вероятность детектирования рентгеновского всплеска **)	$10^{-4}$	0.01	0.8	0.3	0.009
Вероятность регистрации рентгеновской Новой ***)	0.5	1	1	1	1
Время реакции	48 ч.	-	30 ч.	10 с.-2 ч. ****)	24 ч.

\*) Отношение времени наблюдения источника ко времени, необходимому для покрытия всего неба.

\*\*) Всплеск интенсивностью 1Краб продолжительностью 10 с.

\*\*\*) Источник интенсивностью 100 мКраб длительностью 1 день.

\*\*\*\*) В зависимости от интенсивности источника.

### Литература к части 3

- Арефьев и др. 1990а (Арефьев В., Бугров В., Давиденко Н. и др.)// 1990а, Приборы и техника эксп., №3. С.196.
- Арефьев и др. 1990б (Арефьев В., Бугров В., Волчанский А. и др.)// 1990б, Приборы и техника эксп., №4. С.61.
- Арефьев и др. 2003 (Arefiev V., Priedhorsky W., Borozdin K.)// 2003, *Astrophys. J.*, V.586. P.1238.
- Арефьев, Лавров, 2003 (Арефьев, Лавров)// 2003, Препринт ИКИ РАН, Пр-2088
- Бороздин и др. 1999 (Borozdin, K., Priedhorsky, W., Arefiev, V., et al.)// 1999, *Small Missions for Energetic Astrophysics : Ultraviolet to Gamma-Ray* : Los Alamos, New Mexico. Edited by Steven P. Brumby. Melville, N.Y. AIP Conference Proceedings, Vol. 499., p.20
- Брандт и др. 1998 (Brandt S., Priedhorsky W., Fenimore E. et al.)// 1998, *Physica Scripta.*, V.77. P.21.
- инт Занд и др. 2000 (Zand in't J., Kuulkers E., Bazzano A.) // 2000, *Astron. Astrophys.*, V. 357. P.520.
- Павлинский и др. 2000а (Павлинский М.Н., Мазов П.А., Гребенев С.А. и др.) // 2000а, Препринт ИКИ РАН Пр-2028.
- Павлинский и др. 2000б (Павлинский М.Н., Мазов П.А., Гребенев С.А., Деханов И.А.) // 2000б, Препринт ИКИ РАН, Пр-2030.
- Пирро и др. 1998 (Piro. L., Amati L., Antonelli L., et al.) // 1998, *Astron. Astrophys.*, V.331. L.41.
- Таам и др. 1993 (Taam R., Woosley S., Weaver T. and Lamb D.)// 1993, *Astrophys. J.*, V.413. P.324
- Фронтера и др. 2000 (Frontera F., Amati L., Costa E. et al.) // 2000, *Astrophys. J. Supp.*, V.127. P.59.
- Чен и др. 1997 (Chen W., Shrader C., Livio M.) // 1997, *Astrophys. J.*, V.491. P.312.
- Штромайер и др. 1998 (Strohmayer T., Fenimore E., Murakami T., et al.) // 1998 *Astrophys. J.* V.500. P.873.

*Но ум настолько справился с природой.  
Шекспир. Гамлет, принц датский.*

## Заключение

В *части 1* мы исследовали рентгеновские источники, переменные (транзиентные) на коротких масштабах времени (секунды-часы). Мы получили  $\log(N)$ - $\log(S)$  распределение частоты событий в зависимости от полного потока для быстрых рентгеновских транзиентов, объединив данные нескольких экспериментов. Это соотношение охватывает 4 порядка величин и может быть аппроксимировано степенным законом с показателем степени  $-1_{-0.3}^{+0.2}$

Экстраполяция этого фита в сторону меньших интегральных потоков согласуется с наблюдениями спутников ROSAT и *Einstein*. Нами показано, что источники БРТ без сомнения гетерогенны, и показатель степени  $\sim -1$  получается из-за суммарного вклада различных классов источников. И гамма-всплески, и вспыхающие звезды будут вносить вклад в это распределение, и эти вклады формируют более плоский, чем показатель степени  $-1.5$ , ожидающийся для однородного случая «стандартных свечей». Точная форма  $\log(N)$ - $\log(S)$  зависимости число событий - полный поток может отличаться от простого степенного закона даже внутри исследованных диапазонов. Однако из-за малого числа событий, доступных для анализа, и получающихся больших неопределенностей в оценке полного числа таких событий на небе, применение более сложных функций для описания этого распределения не является оправданным (см. например детальную дискуссию у Мурдоч и др. (1973)). Было зарегистрировано достаточно много БРТ, но они детектировались различными экспериментами с различными внутренними характеристиками. Однако, так как число БРТ, зарегистрированное каждым конкретным экспериментом, мало, их статистический анализ затруднен. Мы можем уверенно определить некоторые классы источников БРТ, но определить их точный вклад в полное число БРТ можно только приблизительно. Это оставляет возможность для существования новых типов источников, которые могут генерировать БРТ. Наиболее вероятное место для поисков новых источников находится в области наиболее слабых полных потоков, что требует модернизации существующей или создания новой более чувствительной аппаратуры. В *части 3* мы рассмотрели один из

возможных вариантов модернизации рентгеновского монитора, основываясь на результатах, полученных из анализа распределения  $\log(N)-\log(S)$ .

Два типа возможных источников БРТ мы рассмотрели особенно детально, т.к. это имеет самостоятельный интерес. Это рентгеновское излучение классических гамма-всплесков и рентгеновские всплески первого рода от слабоаккрецирующих барстеров. Мы использовали измерения полных рентгеновских и гамма-потоков от 134 гамма-всплесков, чтобы найти распределение  $R_{X/\gamma}$  - отношения полных потоков в рентгеновских лучах к гамма-диапазону. Это распределение показывает значимый эксцесс рентгеновски-избыточных событий. Это позволяет сделать вывод, подтвержденный в дальнейшем наблюдениями НЕТЕ-2 (Барру и др. 2003), что рентгеновские вспышки (также называемые рентгеновски-избыточными гамма-всплесками) составляют продолжение популяции классических гамма-всплесков, т.к. рентгеновское излучение классических гамма-всплесков оказалось больше, чем было принято думать. Используя каталог гамма-всплесков, полученный BATSE, мы нашли, что доля БРТ, которые могут быть произведены гамма-всплесками, максимальна для более высоких значений полного потока и сильно падает с его уменьшением. Точная доля БРТ, вызванных гамма-всплесками, чувствительна к нашей оценке распределения  $R_{X/\gamma}$ , но определено, что большинство слабых БРТ вызваны не классическими гамма-всплесками. Доля таких источников БРТ, как магнитные звезды, максимальна для наиболее слабых вспышек.

Для оценки вклада слабоаккрецирующих барстеров мы использовали данные наблюдений телескопом ТТМ. На протяжении наблюдений области Центра Галактики телескопом ТТМ обсерватории МИР-КВАНТ было зарегистрировано 47 рентгеновских всплесков, большинство из которых могут быть классифицированы как всплески I-го рода, связанные с нестабильным горением гелия на поверхности нейтронных звезд. Все зарегистрированные всплески идентифицированы с известными рентгеновскими источниками, причем светимость этих источников до и после всплеска, измеряемая телескопом ТТМ, была достаточно велика. Ни одного всплеска не было зарегистрировано от "пустых" мест, т.е. от источников, светимость которых в спокойном состоянии не превышает порог детектирования телескопа. Отсутствие всплесков от слабых источников позволяет получить ограничения на сочетание числа двойных источников с малым темпом аккреции и свойств рентгеновских всплесков от таких источников, в частности, максимальной светимости во время всплесков и частоты их возникновения. Это ограничение позволяет, с одной стороны, говорить о том, что рентгеновские всплески первого рода из «пустых» мест не вносят

существенный вклад в статистику БРТ. С другой стороны, это позволяет наложить жесткие ограничения на число (и свойства) гипотетической популяции слабоаккрецирующих барстеров, предложенных недавно в ряде работ (Корнелизе и др. 2002). Детальное исследование статистики возникновения всплесков от источников с малым темпом аккреции может быть выполнено рентгеновской обсерваторией, в состав которой входят как монитор для слежения за всем небом, так и высокочувствительные рентгеновские телескопы. Мы также показали (см. главу 7 в части 2), что требуется проводить наблюдения барстеров с малым темпом аккреции в течение длительного времени. Только длительные, регулярные, высокочувствительные наблюдения могут подтвердить, что темп аккреции действительно остается на низком уровне, и смогут дать ответ на то, какой механизм отвечает за генерацию рентгеновского спектра у рентгеновских барстеров при низком уровне светимости.

В части 2 мы исследовали переменность компактных рентгеновских источников на больших временных масштабах. Интересные результаты были получены в результате долговременных наблюдений большого числа слабопеременных рентгеновских источников с известными орбитальными периодами. Оказалось, что в спектрах мощности рентгеновского излучения маломассивных рентгеновских двойных на низких частотах наблюдается слом, т.е. спектр из степенного (красный шум) становится плоским (белый шум). Мы показали, что степенная часть шума генерируется аккреционным диском, а слом в спектре связан с конечными размерами (внешней границей) аккреционного диска. При этом частота слома должна соответствовать вязкому времени аккреционного диска. Очевидно, что подобная форма спектров мощности должна наблюдаться не только в рентгеновском диапазоне. Недавно было показано, что у источника SS433 сломы в спектре мощностей на низких частотах обнаружены не только в рентгеновском, но и в радио и оптическом диапазоне, причем в разных диапазонах спектра; частоты, на которых происходил слом, совпадали (Ревнивцев и др. (2004)). Мы также показали, что если найденная частота слома соответствует вязкому времени диска, то аккреционные диски на внешней границе существенно толще, чем предсказывает стандартная теория (Шакура, Сюняев, 1973). Мы оцениваем величину отношения толщины диска к радиусу как  $H_d/R_d \sim 0.1$ , что примерно на порядок больше, чем предсказывается стандартной теорией. Анализ, проведенный в главе 4, был выполнен в рамках стандартной модели, в которой все вещество из оптического компаньона проходит через аккреционный диск. Однако существуют указания на то, что наряду с диском, заметная доля аккрецирующего вещества может попадать в компактный объект через оптически тонкую и

геометрически протяженную корону. В таком случае, найденные сломы в спектрах мощностей могут быть обусловлены веществом, поступающим из «коронального потока» (Гильфанов, Арефьев, 2004). Очевидно, что для выяснения точного механизма образования низкочастотных сломов в спектрах мощностей маломассивных рентгеновских двойных требуются дополнительные наблюдения.

Кроме анализа поведения слабопеременных компактных источников, мы также провели анализ долговременных наблюдений двух пекулярных рентгеновских двойных - рентгеновского барстера 4U 1724-307 и рентгеновской Новой ХТЕ J1550-564.

Был проведен анализ наблюдений барстера 4U 1724-307 в скоплении Терзан 2 различными рентгеновскими обсерваториями за период около 30 лет. Полученная кривая блеска этого источника показывает заметную переменность на таком временном масштабе. Характерной ее чертой является широкий пик рентгеновской активности с максимумом блеска в 1996-1997 гг. и продолжительностью около 10 лет. Сочетание длительности, треугольной формы и небольшое (порядка 2) изменение потока рентгеновского излучения весьма необычно для рентгеновских источников. При обсуждении вариантов объяснения наблюдаемой кривой блеска, мы рассмотрели два возможных объяснения наблюдаемой кривой блеска, основанных на внешнем "воздействии" на двойную систему. Первое - пролет третьей звезды на расстоянии  $10^{14}$  см от двойной системы 4U 1724-307, что привело к небольшому изменению полости Роша звезды-донора, а, следовательно, и к увеличению темпа аккреции в двойной системе. Другой интересный вариант объяснения наблюдаемой кривой блеска – гравитационное микролинзирование. Однако ряд аргументов приводит к заключению, что вероятность реализации внешнего воздействия невелика. К тому же данные наблюдений 2001-2004 годов показывают, что поток от источника стабилизируется на уровне ~10% выше, чем до пика. Таким образом, весьма вероятно, что в рамках двойной системы существуют физические механизмы, приводящие к подобной кривой блеска, например, эволюция темпа истечения вещества с поверхности звезды-донора. В любом случае требуется продолжать наблюдения данной системы еще, как минимум, несколько лет, чтобы исключить объяснения, основанные на внешних воздействиях.

Долговременные наблюдения галактического микроквара, рентгеновской Новой ХТЕ J1550-564 показали, что ее поведение на больших временных масштабах сильно отличается от поведения обычных рентгеновских Новых. Кандидат в черные дыры, ХТЕ J1550-564, продемонстрировал последовательность из 4-х рентгеновских вспышек с уменьшающейся энергетикой, которые следовали друг за другом с интервалом примерно 1 год после >25 лет пребывания в выключенном состоянии. Мы

провели детальный анализ вспышки 2003 года и показали, что по своим спектральным и временным характеристикам эта и две предшествующие вспышки похожи друг на друга, но при этом коренным образом отличаются от вспышки 1998-1999 годов. Подобное поведение достаточно трудно объяснить в рамках стандартных моделей, используемых для объяснения вспышек рентгеновских Новых. Другим интересным результатом было обнаружение того факта, что переход между спектральными состояниями происходит в ХТЕ J1550-564 на разных уровнях рентгеновской светимости. Недавно Маккароне (2003) провел анализ большого числа рентгеновских источников, у которых наблюдался переход из высокого/мягкого состояния в низкое/жесткое. Он пришел к выводу, что с высокой точностью этот переход осуществляется на уровне 1-4 % от Эддингтоновской светимости, и им было предложено, что величина потока в момент перехода может быть независимым индикатором расстояния до источника. Данные наблюдений источника ХТЕ J1550-564 показывают, что уровень потока в момент перехода из высокого/мягкого в низкое/жесткое состояние может сильно меняться у одного и того же источника. Для вспышек 1998-1999 и 2000 годов он отличался на 2 порядка.

Основываясь на результатах исследования БРТ, в *части 3* мы привели некоторые способы оптимизации схемы эксперимента рентгеновского монитора для наблюдений быстрых транзиентных явлений, в частности быстрых рентгеновских транзиентов на платформе международной космической станции. В результате проведенного моделирования характеристик рентгеновского монитора, получены оценки ожидаемого числа зарегистрированных событий и особенностей регистрации событий от разных классов источников. Для коротких событий (рентгеновские вспышки, рентгеновские всплески первого рода от слабоаккрецирующих барстеров, вспышки от звезд поздних спектральных классов dMe-dKe) ожидается до  $10^4$  событий в год, от более длинных событий (вспышки систем типа RS-CVn, супервсплески первого рода, яркие вспышки магнитных звезд) ожидается до  $10^3$  событий в год.

В итоге, мы можем кратко сформулировать ряд оригинальных результатов, которые были получены при работе над диссертацией:

- Впервые получено соотношение между интегральным потоком и частотой возникновения БРТ -  $\log(N)-\log(S)$  - в широком диапазоне интегральных потоков. Показано, что распределение имеет степенную форму, причем степенной индекс глобального распределения БРТ определяется суперпозицией вкладов различных классов источников. Определены классы вероятных источников БРТ.

- По данным спутников Ginga, VeppoSAX, BATSE, WATCH/Granat, RXTE показано, что особый тип рентгеновских вспышек - рентгеновские вспышки, похожие по своим свойствам на гамма-всплески, но проявляющие себя в рентгеновском диапазоне - могут являться членами той же популяции, что и гамма-всплески. Вклад рентгеновских вспышек, вызванных гамма-всплесками в распределение  $\log(N)-\log(S)$  БРТ, максимален в области средних потоков  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  эрг/см<sup>2</sup>.
- Получено ограничение на число рентгеновских всплесков I-рода от рентгеновских барстеров с постоянной светимостью  $L_x \leq 1-2\%$  от Эддингтоновской. Отсюда можно либо получить ограничение на число рентгеновских барстеров с малым темпом аккреции, либо на частоту возникновения рентгеновских всплесков I-рода от таких источников. Проведены длительные наблюдения ряда барстеров с малым темпом аккреции. Получены ограничения на величину постоянной светимости от этих барстеров.
- В спектрах мощности маломассивных рентгеновских двойных систем на низких частотах  $f \sim 10^{-8} - 10^{-3}$  Гц был найден слом, ниже которого спектр мощности становится плоским, а выше частоты слома спектр мощности описывается степенным законом вида  $P_\nu \propto \nu^{-1}$ . Величина частоты слома коррелирует с величиной орбитальной частоты системы  $f_{break}/f_{orb} \sim 0.2-2$ . В предположении, что частота слома соответствует вязкостному масштабу времени аккреционного диска  $f_{break} = 1/t_{visc}$ , можно определить характеристики внешних областей аккреционного диска и периода двойной системы. Оценено отношение толщины диска к его радиусу. Оно составляет  $H_d/R_d \geq 0.1$ , что значительно больше, чем предсказывает стандартная теория.
- Исследованы долговременные кривые блеска двух пекулярных рентгеновских источников - рентгеновского барстера 4U 1724-307 в шаровом скоплении Терзан 2 и рентгеновской Новой, галактического микроквара, кандидата в черные дыры - XTE J1550-564. Обсуждены механизмы возникновения пекулярных кривых блеска на больших временных масштабах.
- Проведена оптимизация схемы рентгеновского монитора для наблюдения быстрых рентгеновских транзиентов, основываясь на результатах пп. 1, 2. Проведено моделирование характеристик рентгеновского монитора и показано, что предложенная схема должна обеспечить ряд достоинств, по сравнению с существующими и планируемыми в ближайшем будущем экспериментами.

## Приложение А. Термины и сокращения

$\alpha$  - параметр – безразмерный параметр вязкости. Введен в работе Шакура, Сюняев (1973) для описания процессов в тонком аккреционном диске. Величина  $\alpha \leq 1$ .

**Аккреционный диск** – формируется вокруг компактного объекта из вещества, обладающего высоким угловым моментом, которое, как правило, перетекает от оптического компаньона, заполняющего свою полость Роша, через внутреннюю точку Лагранжа.

**БРТ** – (Быстрые Рентгеновские Транзиенты) - всплески рентгеновского излучения, с продолжительностью меньше, чем  $\sim 1$  день, не имеющие известных постоянных источников, с высоким отношением пиковый поток/уровень постоянного сигнала.

**Вязкое (диффузное) время** – в аккреционном диске – время, соответствующее радиальному перемещению вещества в диске.

**Дип** – (англ. dip) - провал в кривой блеска из-за затемнения части рентгеновского источника в двойной системе оптическим компаньоном или внешней частью аккреционного диска. Аналог частичного затмения.

**Крабовидная туманность:**

*Фотонный спектр*  $dN(E) = 10 * E^{-2.1} dE$  фот/см<sup>2</sup>/сек/кэВ.

*1 Краб* =  $2 * 10^{-8}$  эрг /см<sup>2</sup> /сек в диапазоне 2-10 кэВ

=  $3.4 * 10^{-8}$  эрг /см<sup>2</sup> /сек в диапазоне 2-20 кэВ

это поток, эквивалентный потоку, создаваемому источником со спектром фотонов Крабовидной туманности в соответствующем энергетическом диапазоне.

**Комптонизация** – изменение частоты фотонов в результате многократных комптоновских рассеяний на (не)тепловых электронах.

**РВ** – (Рентгеновские Вспышки) - короткие (менее  $\sim 1000$  сек), но интенсивные всплески рентгеновского излучения, которые напоминают гамма-всплески, но не имеют заметной гамма-компоненты.

**РДГВ** – (Рентгеновски Детектированные Гамма-всплески) - гамма-всплески, задетектированные по рентгеновскому излучению, либо всплески, мгновенное рентгеновское излучение которых было измерено экспериментально.

**Рентгеновские барстеры** - это нейтронные звезды со слабым магнитным полем, входящие в состав маломассивных двойных систем и демонстрирующие рентгеновские всплески I-рода.

**Рентгеновские всплески I-рода** – термоядерные взрывы в результате нестационарного горения гелия на поверхности рентгеновского барстера. Всплески I-го рода характеризуются резким нарастанием и последующим более медленным спадом потока рентгеновского излучения. Их отличительной чертой является также постепенное смягчение спектра излучения на фазе спада потока.

**Роша полость** – в двойной системе – гравитационно-связанная область вокруг одного из компонентов. Размеры полости определяются соотношением масс компаньонов.

**Слабоаккрецирующие барстеры** – барстеры, с уровнем постоянной рентгеновской светимости меньше чем  $\sim 0.001-0.01$  от Эддингтоновской светимости для нейтронной звезды.

**Слабопеременный рентгеновский источник** - рентгеновский источник, который в отличие от транзиентного источника, не демонстрирует резких переходов в уровне светимости. Не транзиентный источник.

**Транзиент (рентгеновский)** – источник, демонстрирующий резкие и сильные (на порядок) изменения рентгеновского потока. Как правило, время между соседними эпизодами повышенной активности во много раз больше, чем длительность вспышки. Как правило, не наблюдаются вне вспышек.

**LMXB** – (Low Mass X-ray Binaries) – мало массивная рентгеновская двойная система

**$\log(N)-\log(S)$**  – число событий с интегральным потоком выше некоторого значения, как функция этого параметра, построенная в логарифмическом масштабе.

**PDS** – (Power Density Spectrum) - спектр мощности - мера переменности измеряемой величины на данном временном масштабе (данной частоте).

**QPO** – (Quasi Periodic Oscillations) – квази периодические колебания.

**$R_{X\gamma}$**  – отношение интегрального потока в рентгеновском диапазоне 2-10 кэВ к интегральному потоку в гамма-диапазоне 50-300 кэВ за время гамма-всплеска.

## Приложение В. Характеристики основных экспериментов

**ТТМ/Квант** *рентгеновский телескоп с кодированной апертурой*

Энергетический диапазон - 2-30 кэВ, энергетическое разрешение - 18-20% на энергии 6 кэВ;

Поле зрения -  $15^\circ \times 15^\circ$ , угловое разрешение  $\sim 2'$ , точность локализации  $\sim 30''$ ;

Временное разрешение – 1 сек;

Геометрическая площадь детектора -  $655 \text{ см}^2$ , детектор - многопроволочная пропорциональная камера, регистрирующая энергию, координаты и время прихода рентгеновских квантов;

Чувствительность – 200-300 мКраб за 8 сек.; 5-30 мКраб за сеанс наблюдений;

Схема наблюдений – до 26 мин. за орбитальный период длительностью 92 мин. В каждый момент времени наблюдениям доступна только полоса небесной сферы шириной  $20^\circ$  вдоль плоскости орбиты станции.

**SSI/Ariel-5** *Рентгеновский детектор с щелевым коллиматором*

Энергетический диапазон 2-18 кэВ;

Поле зрения -  $5^\circ \times 2^\circ$ , угловое разрешение  $\sim$  поля зрения, точность локализации  $\sim 1^\circ$  (для постоянных источников)

Временное разрешение – 100 мин.  
Геометрическая площадь детектора - 580 см<sup>2</sup>, детектор - пропорциональный счетчик, регистрирующий энергию и время прихода рентгеновских квантов;

Чувствительность ~20 мКраб за 100 мин.

Схема наблюдений. В каждый момент времени наблюдениям доступна только полоса небесной сферы шириной 5° вдоль плоскости вращения.

#### **ASM/RXTE**

##### ***широкоугольный рентгеновский монитор с кодирующей апертурой***

Энергетический диапазон 1.5-12 кэВ; Энергетическое разрешение – три энергетических канала – “А” – 1.5-3 кэВ, “В” - 3-5 кэВ, “С” – 5- 12 кэВ; Поле зрения ~ 3 камеры 6°x90° каждая; угловое разрешение – 3’x15’; точность локализации ~ 3’x3’

Временное разрешение – 80% неба каждые 90 минут;

Геометрическая площадь детектора - 90 см<sup>2</sup>, детектор - многопроволочная пропорциональная камера, регистрирующая энергию, координаты и время прихода рентгеновских квантов;

Чувствительность ~10 мКраб/день.

Схема наблюдений. Длительность измерения ~90 сек. Несколько измерений каждые 90 мин.

#### **BATSE/CGRO**

##### ***сцинтилляционный гамма-монитор***

Энергетический диапазон – 20 кэВ-2 МэВ, энергетическое разрешение - 4 канала

Поле зрения - 4π, угловое разрешение <10°, точность локализации ~4°;

Временное разрешение <2 сек;

Геометрическая площадь детектора ~ 60000 см<sup>2</sup>, детектор – 8 кристаллов NaI Ø50см, толщиной 1.25 см, регистрирует энергию и и время прихода рентгеновских квантов;

Чувствительность – 1 мКраб за 1 сек. наблюдений;

Схема наблюдений – одновременные наблюдения ~2π

#### **WFC/**

#### **BeppoSAX**

##### ***рентгеновский телескоп с кодированной апертурой***

Энергетический диапазон – 1.8-28 кэВ, энергетическое разрешение - 20% на энергии 6 кэВ;

Поле зрения - 20°x20°; угловое разрешение ~5’, точность локализации ~1’;

Временное разрешение – 0.5 мсек;

Геометрическая площадь детектора - 1300 см<sup>2</sup>, детектор - многопроволочная пропорциональная камера, регистрирующая энергию, координаты и время прихода рентгеновских квантов;

Чувствительность – 3-5 мКраб за 10<sup>5</sup> сек;

Схема наблюдений – до 10<sup>5</sup> сек

#### **GBD/Ginga**

##### ***рентгеновский и гамма-мониторы***

Энергетический диапазон – 1.5-500 кэВ.

Временное разрешение – 32 мсек;

Поле зрения - 4π,

Эффективная площадь – 60 см<sup>2</sup>

Пропорциональный счетчик и сцинтилляционный спектрометр

#### **A1/HEAO-1**

##### ***рентгеновский детектор с целевым коллиматором***

Энергетический диапазон – 0.5-25 кэВ, энергетическое разрешение - 18-20% на энергии 6 кэВ;

Поле зрения - 1°x4°, угловое разрешение - 1°x0.5°;

Временное разрешение – 10 сек;  
Геометрическая площадь детектора  $\sim 10000\text{см}^2$ , детектор - многопроволочная пропорциональная камера, регистрирующая энергию и время прихода рентгеновских квантов;  
Чувствительность – 4 мКраб;  
Схема наблюдений – 10 сек наблюдений за период вращения 35 мин.

***A2/HEAO-1***

***рентгеновский детектор с целевым коллиматором***

Энергетический диапазон – 2-20 кэВ,  
Поле зрения –  $3^\circ \times 6^\circ$ , угловое разрешение -  $1.5^\circ \times 3^\circ$ ;  
Временное разрешение – 10 сек;  
Геометрическая площадь детектора  $\sim 800\text{см}^2$ ,  
Чувствительность - 4-6 мКраб  
Схема наблюдений – 60 сек наблюдений за период вращения 35 мин.

***IBIS/  
Интеграл***

***рентгеновский и гамма-телескоп с кодированной апертурой***

Энергетический диапазон – 15 кэВ- 10 МэВ;  
Поле зрения -  $29^\circ \times 29^\circ$ ; угловое разрешение –  $12'$   
Временное разрешение < 2000 сек  
Геометрическая площадь детектора – 2600 см<sup>2</sup> (матрица CdTe), 3100 см<sup>2</sup> (матрица CsI)  
Схема наблюдений – сеансы до  $\sim 10^5$  сек

***ME/  
EXOSAT***

***рентгеновский детектор с целевым коллиматором***

Энергетический диапазон – 0.9-8.9 кэВ;  
Поле зрения –  $45'$ ;  
Временное разрешение  $\sim 0.2$  сек  
Геометрическая площадь детектора – 1600 см<sup>2</sup>; пропорциональный счетчик  
Схема наблюдений – непрерывные наблюдения до  $\sim 10^5$  сек

***PCA/RXTE***

***Рентгеновский спектрометр с целевым коллиматором***

Энергетический диапазон - 2-60 кэВ, энергетическое разрешение - 18% на энергии 6 кэВ;  
Поле зрения -  $1^\circ$ , угловое разрешение  $\sim 1^\circ$ , точность локализации  $\sim 10''$ ;  
Временное разрешение – 1 мсек;  
Геометрическая площадь детектора - 6500 см<sup>2</sup>, детектор - многопроволочная пропорциональная камера, регистрирующая энергию и время прихода рентгеновских квантов;  
Чувствительность – 0.1 мКраб за сеанс наблюдений;  
Схема наблюдений – до 30 мин. за орбитальный период длительностью  $\sim 90$  мин

***WATCH/  
Гранат***

***Жесткий рентгеновский монитор с модулирующим коллиматором***

Энергетический диапазон – два канала - 8-15 кэВ и 15 – 60 кэВ;  
Поле зрения –  $\sim 3/4\pi$ ; точность локализации  $\sim 1^\circ$ ;  
Эффективная площадь  $\sim 45\text{см}^2$ ; детектор – 3 кристалла NaI.  
Чувствительность  $\sim 100$  мКраб.  
Временное разрешение  $\sim 10$  сек;