МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени П.К. ШТЕРНБЕРГА

На правах рукописи

Сейфина Елена Викторовна

УДК 524.387

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИЗНАКИ ЧЕРНЫХ ДЫР И НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД В АККРЕЦИРУЮЩИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

Специальность 01.03.02 – Астрофизика и звездная астрономия

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант –
профессор
Титарчук Лев Григорьевич

Москва – 2016

Огромное спасибо моему научному консультанту Льву Григорьевичу Титарчуку за предложенную очень интересную тему исследований, за поддержку в работе, терпение и чуткое руководство. Автор благодарит В.А. - Арефьева, С.В. Молькова, Р.А. Кривоноса, М.Г. Ревнивцева, Н.В. Шапошникова, Ф. Фронтера и К. Шрайдера за помощь в работе, содержательные научные обсуждения, советы и поддержку. Особая признательность автора рецензентам статей, опубликованных по теме диссертационной работы. Также хотелось бы поблагодарить Николя Ивановича Шакуру, Константина Вениаминовича Бычкова, Элеонору Артуровну Антохину, Сергея Потанина, Александра Белинского, общение с которыми помогало в работе.

Особую благодарность хотелось бы выразить моей семье и особенно мужу Игорю за понимание и постоянную поддержку.

Диссертация является результатом работы в Отделе звездной астрофизики ГАИШ МГУ. Автор благодарен коллективу отдела и его руководителю, академику РАН Анатолию Михайловичу Черепащуку, за внимание к работе и неоценимую помощь.

Оглавление

0.1 Введение 2

1 Открытие насыщения фотонного индекса в двойной системе с черной дырой GRS 1915+105 15

1.1 Введение 15

1.2 Наблюдения и методы обработки данных 18

1.2.1 Спектральный анализ 19

1.2.2 Временной анализ 24

1.3 Результаты 26

1.3.1 Эволюция спектральных характеристик во время переходов между спектральными состояниями в GRS 1915+105 26

1.3.2 Корреляция рентгеновского и радио излучения 28

1.3.3 Эволюции энергетического спектра и спектра мощности во время небольших локальных радио/рентгеновских всплесков 30

1.4 Интерпретация и обсуждение результатов наблюдений 32

1.4.1 Корреляции индекса как функция квазипериодических осцилляций и скорости аккреции вещества. Насыщение индекса 34

1.4.2 Связь между радио и рентгеновским излучением в GRS 1915+105 . . 36

1.5 Заключение 38

2 Обнаружение насыщения корреляции спектрального индекса с частотой квазипериодических осцилляций и скоростью аккреции. Определение массы ЧД в двойной системе 4U 1630–47 методом скалирования (масштабирования) 43

2.1 Введение 43

2.2 Наблюдения 46

2.3 Спектральный анализ 48

2.3.1 Анализ наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX 49

2.3.2 Анализ наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *RXTE* 52

2.3.3 Обсуждение анализа данных и моделирования рентгеновских спектров 56

2.4 Основные тенденции изменения характеристик рентгеновского излучения 4U 1630–47 во время вспышек 57

2.4.1 Эволюция спектральных свойств во время перехода между спектральными состояниями 59

2.4.2 Корреляции между спектральными и временными свойствами 62

2.5 Обсуждение 65

2.5.1 Насыщение индекса как возможный признак ЧД 65

2.5.2 Немонотонное поведение энергии завала E_{cut} на высоких энергиях как функция индекса Г . . . 67
2.5.3 Определение массы черной дыры в источнике 4U 1630–47 . . . 67
2.6 Заключение . . . 72

3 Масштабирование зависимости фотонного индекса как функции скорости аккреции и оценка масс черных дыр для внегалактических источников 77
3.1 Обоснование наличия ЧД "промежуточной массы" в ультраярком источнике ULX–1 галактики M101 . . . 77
3.1.1 Введение . . . 77
3.1.2 Наблюдения и обработка данных M101 ULX–1 . . . 80
3.1.3 Спектральный анализ . . . 85
3.2 Вспышки ESO 243–49 HLX–1: сравнение с Галактическими маломассивными транзиентами . . . 91
3.2.1 Введение . . . 91
3.2.2 Наблюдения и обработка данных . . . 95
3.2.3 Результаты . . . 96
3.3 Обсуждение . . . 100
3.3.1 Насыщение индекса как признак наличия черной дыры в источнике 101
3.3.2 Оценка массы черных дыр в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 . . . 102
3.4 Заключение . . . 106

4 Обнаружение постоянства фотонного индекса рентгеновского спектра источника с нейтронной звездой 4U 1728–34 для всех спектральных состояний 108
4.1 Введение . . . 108
4.2 Описание наблюдений . . . 111
4.3 Спектральный анализ . . . 113
4.4 Эволюция рентгеновских спектральных характеристик во время переходов объекта между спектральными состояниями . . . 120
4.5 Корреляция временных и спектральных характеристик во время переходов . 124
4.6 Обсуждение . . . 128
4.7 Заключение . . . 130

5 Стабильность спектрального индекса, как функция скорости аккреции вещества, в ярких *atoll*-источниках 133
5.1 Спектральные и временные характеристики нейтронной звезды GX 3+1 . . 133
5.1.1 Введение . . . 133
5.1.2 Описание наблюдений . . . 135
5.1.3 Спектральный анализ . . . 137
5.1.4 Основные тенденции изменения рентгеновских характеристик во время переходных состояний в GX 3+1 . . . 142
5.2 Эволюция спектральных состояний нейтронной звезды 4U 1820–30 . . . 149
5.2.1 Введение . . . 149
5.2.2 Наблюдения . . . 152
5.2.3 Спектральный анализ . . . 154

5.2.4 Изменение спектральных характеристик во время переходов 161
5.2.5 Параметризация спектральных переходов в 4U 1820–30 165
5.2.6 Корреляции спектральных и временных характеристик в 4U 1820–30 165
5.2.7 Замечания о происхождении "*жесткого хвоста*" в рентгеновском спектре *atoll*-источника 4U 1820–30 169
5.3 Сравнительный анализ спектральных и временных характеристик *atoll* источников 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34 169
5.3.1 Постоянство фотонного индекса 169
5.3.2 Отличие и подобие поведения kT_e в atoll-источниках 170
5.3.3 Зависимость эволюционного цикла от средней светимости *atoll*- источников 172
5.3.4 Различие и сходство временных масштабов эволюции спектральных состояний 173
5.3.5 Корреляция $f(kT_e)$ как функция положения на цветовой диаграмме . 173
5.3.6 Сравнение диаграмм жесткости рентгеновского излучения 173
5.4 Стабильность фотонного индекса, как спектральный признак НЗ 174
5.5 Заключение 175

6 Двухфазное поведение фотонных индексов в спектрах Z-источников при смене спектральных состояний 178
6.1 Постоянство фотонных индексов в спектре Z-источника GX 340+0 во время рентгеновских вспышек 178
6.1.1 Введение 178
6.1.2 Описание наблюдений 182
6.1.3 Эволюция рентгеновских спектральных характеристик при смене спектральных состояний в GX 340+0 194
6.2 Спектральные и временные характеристики Z-источника Scorpius X–1. Возрастание жесткости спектров во время фаз вспышек 205
6.2.1 Введение 205
6.2.2 Наблюдения и анализ данных 207
6.2.3 Результаты и выводы 208
6.2.4 Интерпретация спектрально-временных свойств Sco X–1 221
6.2.5 Влияние энерговыделения в переходном слое НЗ на спектральный индекс результирующего спектра 222
6.3 Заключение 224

7 Особенности поведения аккрецирующих нейтронных звезд в около-Эддингтоновском режиме 228
7.1 Усиление жесткости спектров во время вспышек *atoll*-источника 4U 1705–44 228
7.1.1 Введение 228
7.1.2 Описание наблюдений 228
7.1.3 Результаты 231
7.1.4 Спектральный анализ 232
7.2 Спектральные признаки аккрецирующих ЧД и НЗ в приложении к вопросу о природе компактного объекта в 4U 1700-37 243
7.2.1 Введение 243
7.2.2 Наблюдения и обработка данных 244

7.2.3 Результаты 245
7.2.4 Цветовые диаграммы и диаграммы жесткости 4U 1700–37 246
7.2.5 Спектральный анализ 246
7.2.6 Общая картина рентгеновских свойств 249
7.2.7 Обсуждение 250
7.3 Сравнительный анализ спектральных характеристик нейтронных звезд разных подклассов 251
7.3.1 Постоянство фотонного индекса в до-Эддингтоновском режиме и фаза снижения фотонного индекса Γ_1 в состояниях высокой светимости 251
7.3.2 Связь между степенью жесткости спектра и природой компактного объекта 252
7.3.3 Отличие и подобие поведения kT_e в нейтронных звездах разных подклассов 253
7.4 Заключение 253

A **268**
A.1 Термины и сокращения 268
A.2 Определения состояний черных дыр и нейтронных звезд в транзиентных двойных системах 269
A.3 Определение параметра нормировки в моделях `CompTB` и `BMC` 269
A.4 Литература 270

0.1 Введение

Введение

Актуальность темы

Разнообразие физических условий в астрофизических объектах порождает массу теорий, которые остро нуждаются в наблюдательной проверке. Прогресс последних десятилетий в области астрофизики высоких энергий тесно связан с запуском и успешной работой многочисленных космических миссий. Важной целью их исследований является изучение экстремальных условий в астрофизической плазме. В этой связи, черные дыры (ЧД) и нейтронные звезды (НЗ), аккрецирующие газ в двойных системах, предлагают уникальную возможность взглянуть на свойства материи, находящейся в наиболее экстремальных условиях, нигде более не встречающихся, которые могут быть использованы для непосредственной проверки теоретических моделей.

В диссертации сделана попытка расширить наши представления о наблюдательных проявлениях свойств рентгеновских источников с возможностью усовершенствования устоявшихся критериев, позволяющих выяснить природу компактного объекта в двойной системе (черная дыра или нейтронная звезда). Сложность заключается в том, что уже известные признаки относятся либо исключительно к спокойному состоянию таких двойных систем, либо чрезвычайно сложны в наблюдательной регистрации и далеко не всегда однозначны в идентификации ЧД/НЗ.

Благодаря многочисленным космическим миссиям (*ГРАНАТ*, *Beppo*SAX, *Chandra*, *RXTE*, *ИНТЕГРАЛ*, XMM-*Newton*, *Swift*, *Suzaku*, *Nu*STAR, *Fermi* и др.) к настоящему времени накоплен огромный наблюдательный материал по рентгеновским двойным системам (РДС). При этом длительность мониторинговых наблюдений позволяет надежную диагностику активных состояний, в которых объекты показывают переходы между различными спектральными состояниями [1, 2], сопровождающиеся аккрецией на компактные объекты на стадии обмена масс в двойных системах [3]. Поведение объектов в активных состояниях представляет огромный интерес как с точки зрения понимания природы компактных объектов, так и для тестирования теории эволюции двойных систем в целом. Именно в активных состояниях контрастно проявляются критические свойства источников, на основе которых предполагается усовершенствование диагностики природы компактных объектов по рентгеновскому спектру в настоящей диссертации. К настоящему моменту известны несколько наблюдательных критериев, позволяющих диагностировать природу компактного источника – отличить черную дыру от нейтронной звезды. Идентификация ЧД обычно выполняется на основе динамических оценок их массы с использованием функции масс, полученной по кривой лучевых скоростей компонентов двойной системы. Этот способ основан на предположении о том, что если масса компактного объекта M_x окажется больше примерно трех масс Солнца, то в качестве компактного объекта в такой двойной системе с большой вероятностью находится черная дыра. В противном случае ($M_x < 3$ $M_\odot$), этот компактный объект идентифицируют как нейтронную звезду

(см., например, обзор Черепащука [4]).

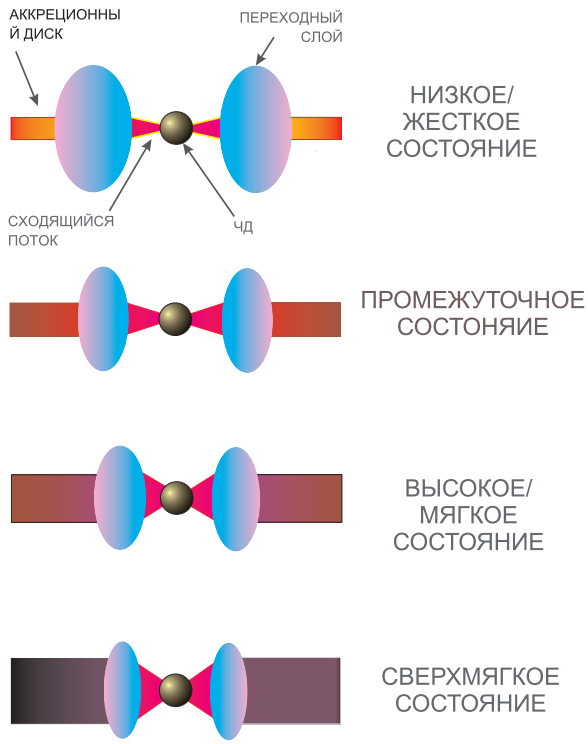

Рис. 1: Предполагаемый сценарий переходов между спектральными состояниями в рентгеновских двойных системах (РДС) с черными дырами (по Ремилларду и МакКлинтоку [6]). Указаны элементы модели: аккреционный диск, переходный слой, сходящийся поток на ЧД; и схематично отмечено изменение вклада излучения аккреционного диска и переходного слоя при переходе РДС в направлении к мягким состояниям.

К настоящему моменту данный способ является общепризнанным и сопряжен с изучением преимущественно оптического диапазона спектра. Однако очень часто оптическое излучение в РДС является недоступным для детектирования из-за удаленности объекта или в силу особенностей его внутренней структуры. В этом случае применение диагностики природы компактного объекта по рентгеновскому спектру является особо актуальным. В этом направлении был предпринят ряд удачных попыток подобного диагностирования на основе анализа спектров мощности. Так, долгое время косвенным признаком наличия ЧД считалась иррегулярная переменность рентгеновского излучения (например, найденная в Cyg X–1) с характерными временами $\Delta t \simeq R_g/c \simeq 0,0001 - 0,001$ секунды (где $R_g = 2GM/c^2$, где G – гравитационная постоянная, c – скорость света, M – масса тела), до тех пор, пока подобная переменность не была обнаружена в НЗ со слабым магнитным полем (например, в НЗ Cir X–1). Недавно Сюняевым и Ревнивцевым [13] было показано, что переменность потока излучения аккрецирующих нейтронных звезд (например, для аккрецирующей нейтронной звезды в шаровом скоплении Терзан 2) продолжается до гораздо больших фурье-частот, т.е. до гораздо меньших временных масштабов, чем для черных дыр (например, черной дыры Cyg X–1). Более того, наличие т.н. когерентных квазипериодических осцилляций (КПО), а также килогерцовых КПО в спектре мощности системы являются частными признаками наличия НЗ в такой системе. Однако килогерцовые КПО

в спектрах мощности весьма сложны в наблюдательном детектировании и имеют далеко неоднозначную интерпретацию.

В свою очередь, смена спектральных состояний (рис. 1), наблюдаемых в активных фазах также рассматривалась как признак наличия в ней ЧД, однако, как было показано выше, нейтронные звезды также показывают подобную смену состояний. Были сделаны успешные попытки диагностики природы компактного объекта и по анализу фотонных спектров. Например, при описании спектров систем с ЧД и НЗ в состоянии низкой светимости в рамках модели тепловой Комптонизации имеет место существенное различие между типами компактных источников: для НЗ электронная температура зоны переходного слоя обычно ниже 25 кэВ, в то время как для ЧД она обычно выше 50 кэВ (см. статью Чуразова и др. [5]). В самом деле, более низкая электронная температура в случае НЗ является следствием дополнительного охлаждения за счет поверхности НЗ, которая отражает рентгеновские фотоны и, в конечном итоге, определяет температуру электронов плазмы переходного слоя (подробности см. в работе Титарчука и др. [6], публикации Сюняева и Титарчука [7], а также в статье Клужняка [8]). Кроме того, наличие в спектре сильной линии слабоионизированного железа Fe I – Fe XII на энергиях 6.4 кэВ с асимметричным профилем и соответствующим скачком поглощения в пороге также рассматривалось, как признак наличия ЧД, до тех пор, пока подобные спектральные особенности не были обнаружены в рентгеновских спектрах НЗ (подробный анализ возможных причин асимметрии профиля линии см. в статье Титарчука и др. [9] и цитируемой в ней литературе). Оказалось, что асимметрия профиля линии железа вызвана скорее ветровым эффектом [9], чем релятивистским эффектом Допплеровского смещения и, конечно, не может служить надежным признаком наличия ЧД. В свою очередь, наличие т.н. “жесткого хвоста” (т.е. излучения с энергиями больше 100 кэВ) в спектре излучения также рассматривалось как признак наличия ЧД в системе, пока такие “жесткие хвосты” не были обнаружены в НЗ (например, в системе с транзиентной НЗ Sco X–1 изученной д’Аи и др. [10]). Также было замечено, что в состоянии низкой светимости с жестким спектром (LHS) рентгеновская светимость для систем с ЧД обычно ниже, чем для систем с НЗ. Но, опять же, это не всегда имеет место, как, например, для системы с ЧД GS 354–64. Наконец, вспышки I рода (термоядерные взрывы накопленного вещества, приводящие к коротким, длящимся $\sim 1 - 10$ секунд, и мощным вспышкам рентгеновского излучения) являются признаком наличия аккрецирующей НЗ. С другой стороны, отсутствие этого феномена (т.н. барстерной переменности), конечно, не является признаком присутствия в системе чёрной дыры. Следует отметить, что эти признаки также не всегда работают из-за “неудобного” расположения объекта (например, большой наклонности орбиты или удаленности системы) и далеко не всегда однозначны в идентификации ЧД/НЗ.

В этой связи еще в 1998 г. были сделаны теоретические предсказания Титарчуком и Занниасом [11] о возможности диагностики ЧД по эффекту насыщения фотонного индекса Г (меры наклона степенной составляющей спектра) при высоких темпах аккреции. Однако на практике этот эффект нашел свое применение лишь в 2003 г., когда Вигнарка и др. [12] обнаружили насыщение индекса Г, но не как функцию темпа аккреции, а как функцию частоты КПО в рентгеновских спектрах кандидата в черные дыры GRS 1915+105. Известно, что существует корреляция между частотами КПО и темпом аккреции [20]. Впоследствии, Титарчуком и Фиорито [20], и несколько позже Шапошниковым и Титарчуком [19] были предприняты попытки дальнейшего изучения закономерностей поведения рентгеновских спектральных параметров, в частности, фотонного индекса Г, как функции низкочастотных (1 – 10 Гц) квазипериодических осцилляций в двойных системах с кандидатами в

черные дыры во время спектральных переходов, т.е. когда источник эволюционирует из т.н. низкого в высокое спектральное состояние. Высокое и низкое спектральные состояния характеризуются соответственно интервалами высокой светимости объекта с мягким спектром и низкой рентгеновской светимости с жестким спектром, и связаны с изменением темпа перетекания вещества на стадии обмена [1]. Как уже говорилось, в высоких состояниях черных дыр эти корреляции иногда показывают насыщение фотонного индекса Г при высоких значениях низкочастотных КПО. Однако КПО-особенности далеко не всегда наблюдаются в спектрах мощности объекта, особенно на пике вспышки, что, опять же, сужает возможности диагностирования. Поэтому одной из основных задач, которая представляет большой интерес, является развитие способа диагностики природы компактных источников, входящих в состав аккрецирующих рентгеновских двойных систем, который является более универсальным и надежным на практике. В частности, особый интерес представляет поведение фотонного индекса Г, как функции темпа аккреции в применении как к кандидатам в черные дыры, так и к нейтронным звездам.

Другой, не менее важной, задачей является применение принципов диагностики галактических черных дыр к внегалактическим черным дырам, в том числе, к черным дырам т.н. "промежуточных масс". Эти задачи могут быть крайне интересны при решении вопроса о природе ультраярких источников, которые являются загадкой астрофизики последних десятилетий. Ультраяркими называют рентгеновские источники в двойных системах (в который происходит перетекание вещества с обычной звезды на компактный объект, предположительно – черную дыру), светимость которых оказывается примерно в 250 000 раз больше солнечной. Такая светимость является слишком высокой и граничит с предельной светимостью для черных дыр звездной массы, 10 солнечных. В стандартных сценариях это типичная верхняя граница масс черных дыр, образующихся из звезд. Есть два варианта объяснения высокой светимости. Во-первых, эти источники могут быть черными дырами звездной массы (< 100 $M_\odot$), излучающими в Эддингтоновском или сверх-Эддингтоновской режимах [6, 21]. Во-вторых, было предложено, что могут существовать "черные дыры промежуточных масс". Их массы могут составлять десятки, сотни и даже тысячи масс Солнца. При этом излучение осуществляется в суб-Эддингтоновском режиме. Отметим, что точное происхождение этих источников до сих пор остается неясным и является предметом многих научных споров.

Было замечено, что наблюдаемая переменность и спектральные свойства изменяются строго определенным образом на протяжении всех спектральных состояний ЧД. Кроме того, эти корреляции наблюдаются во многих источниках совершенно разных светимостей. Универсальность этих корреляций позволяет предположить, что основные физические процессы являются подобными в каждом из этих источников и их наблюдаемые проявления определяются общим набором основных физических параметров. Это позволяет определение масс ЧД методом скалирования на базе соответствующего сравнения спектральных и временных характеристик исследуемого объекта с характеристиками объектов с известными массами.

В свете вышеизложенных проблем, метод определения масс черных дыр для ультраярких рентгеновских источников важен вдвойне. Во-первых, это позволит проверить правильность моделей таких источников и определить их эволюционный статус. В частности, являются ли источники рентгеновского излучения черными дырами звездной или "промежуточной" массы, или даже нейтронными звездами (например, как пульсар, недавно открытый в M82 ULX-4 [14]). Во-вторых, необходимо согласовать массу центрального источника и низкую температуру "затравочных" фотонов диска ≥ 1 кэВ, характерную для

большинства ультраярких источников. В действительности, в модели дисковой аккреции Шакуры и Сюняева [3, 22] эффективную температуру аккрецирующего вещества kT_{eff} обычно оценивают в зависимости от массы черной дыры M_{BH} (с точностью до колор-фактора) в соотношении $kT_{eff} \propto M_{BH}^{-1/4}$. Поэтому необходимо привлечение альтернативных методов оценки массы центральных источников в таких объектах. Зачастую массы центрального источника оказываются малы согласно динамическим оценкам [23], и прекрасно объясняют низкую температуру фотонов диска, но они не в состоянии объяснить высокую болометрическую светимость таких объектов, наблюдаемых с колоссальных расстояний (например, $L_{bol} \sim 10^{40} - 10^{41}$ эрг/с для M101 ULX–1 при $D \geq 7$ Мпс).

Наблюдательный материал диссертационной работы был получен с помощью рентгеновских телескопов RXTE, *Beppo*SAX, SWIFT, Чандра, *Suzaku* и ИНТЕГРАЛ, накопленный за время работы миссий в 1996 – 2013 гг. Все результаты, выносимые на защиту, получены лично диссертантом. Вся обработка данных производилась автором. Спектральное моделирование и интерпретация результатов, а также частичная разработка Комптонизационной модели *CompTB*, расчет рентгеновских спектров и сравнение с наблюдательными данными принадлежат автору.

Цель работы

Основная цель работы заключалась в анализе данных наблюдении галактических и внегалактических источников рентгеновского излучения, принадлежащих разным классам (кандидаты в черные дыры звездных и “промежуточных” масс, микроквазары, нейтронные звезды, входящие в состав массивных и маломассивных РДС, в том числе, *atoll*- и Z-источники) детекторами обсерваторий RXTE, *Beppo*SAX, SWIFT, Чандра, *Suzaku* и ИНТЕГРАЛ, а также интерпретация результатов этого анализа на основе моделей первых принципов с возможностью систематизации основных спектральных характеристик.

Другой целью работы была разработка и применение метода наблюдательной диагностики природы компактных объектов на основе сравнительного анализа поведения спектральных характеристик черных дыр и нейтронных звезд во время смены спектральных состояний. Протестировать полученные признаки на базе как можно большего количества рентгеновских источников (как галактических, так и внегалактических) с учетом разнообразия систем по составу компаньонов, предусматривая широкий диапазона масс компактных объектов и разнообразие сценариев переходов между состояниями, также являлось целью исследрвания.

Кроме того, целью работы было внедрение метода определения масс черных дыр путем скалирования (масштабирования) найденных спектральных и временных характеристик для аккрецирующих черных дыр как звездных, так и “промежуточных” масс.

Краткое содержание работы

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения и трех приложений. Первые три главы посвящены изучению рентгеновских источников с аккрецирующими черными дырами, в то время как последующие четыре главы относятся к исследованию рентгеновских источников с аккрецирующими нейтронными звездами. Объем диссертации 303 страниц, диссертация содержит 109 рисунков и 55 таблиц. Список литературы содержит 488 ссылок.

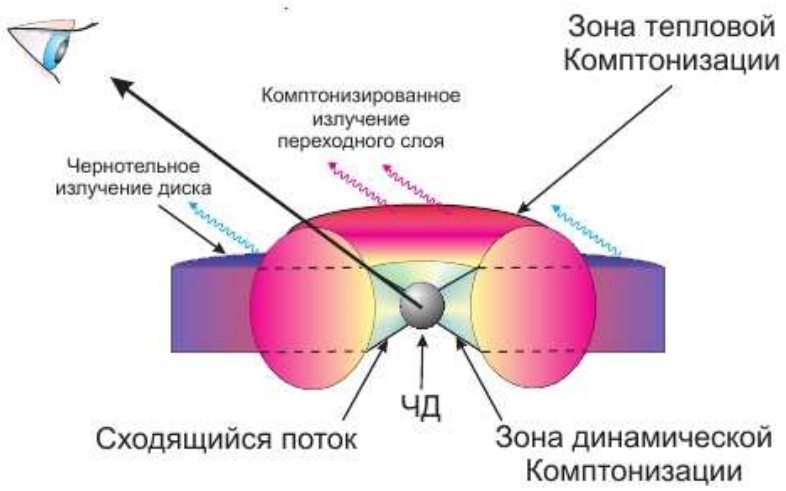

Рис. 2: Схематическое представление зон тепловой и динамической Комптонизации, используемое для спектрального анализа в модели с переходным слоем для источников, содержащих ЧД. Комптонизационная составляющая спектра формируется во внутренних областях переходного слоя, где фотоны чернотельного излучения диска Комптонизируются путем тепловой и динамической Комптонизации при взаимодействии с электронами втекающего вещества (красные стрелки). Чернотельная составляющая спектра формируется в аккреционном диске и часть ее фотонов видна для земного наблюдателя, не подвергаясь процессу Комптонизации (синие стрелки).

Во введении описываются проблемы, на решение которых направлена диссертационная работа, обосновывается ее актуальность и определены цели работыю

Первая глава посвящена изучению корреляций между спектральными, временными свойствами рентгеновского излучения и темпом аккреции в Галактической двойной системе с кандидатом в черные дыры GRS 1915+105 во время переходов между состояниями. В разделе 1.1 приведен анализ предыдущих исследований объекта, попыток систематизации его наблюдательных проявлений в рентгеновском диапазоне, и сформулированы нерешенные актуальные проблемы, которые предстоит решить в этой главе. В разделе 1.2 приведено описание наблюдательных данных, полученных с борта орбитальной обсерватории *Rossi X-ray Timing Explorer* (далее RXTE), координированные с радионаблюдениями телескопа *Ryle Radio Telescope*. Показано, что широкополосный (PCA & HEXTE, 3 – 150 кэВ) энергетический спектр GRS 1915+105 во время всех спектральных состояний может быть адекватно представлен двумя компонентами в модели *"Bulk Motion Comptonization"* (BMC): жесткой компонентой с фотонным индексом 1.7 – 3.0 с завалом на высоких энергиях и мягкой компонентой с фотонным индексом 2.7 – 4.2 с характерной температурой ~ 1 кэВ, а также компонентой красносмещенной асимметричной линии железа (*Laor*). В разделе 1.3 приведен подробный анализ всех переходов между спектральными состояниями GRS 1915+105 (рис. 1.5). В разделе 1.4 дано обсуждение и интерпретация результатов этого анализа наблюдений. В частности, в разделе 1.4.1 детально рассмотрено влияние эффекта тепловой и динамической Комптонизации излучения во внутренних частях аккреционного потока на эволюцию спектрального индекса Γ во время переходов между состояниями. Обнаружен эффект насыщения фотонного индекса Γ, как функция темпа аккреции $\dot{M}$, предсказанный еще в 1998 году Титарчуком и Занниасом [11]. Также показа-

но, что эффект насыщения индекса Γ является прямым следствием наличия в источнике области сходящегося потока и, по сути, может рассматриваться как наблюдательное доказательство наличия черной дыры в источнике. Далее, в разделе 1.4.2 обсуждается модель, предложенная Титарчуком и Фиорито в 2004 году [20], в которой было обосновано поведение спектрального индекса как функции скорости аккреции вещества $\dot{m}$, обнаруженное в наблюдениях GRS 1915+105 по результатам этой главы. Кроме того, в этой главе установлена наблюдательная корреляция индекса с величиной ν_L низкочастотных КПО наряду с насыщением индекса как функции темпа аккреции для мягкого и жесткого Комптонизированных компонентов рентгеновского спектра GRS 1915+105. Тем самым, подтверждена корреляция индекса как функция КПО, также предсказанная Титарчуком и Занниасом [11], которые аргументировали, что переходный слой (или Комптоновское облако), образованный между Кеплеровским диском и центральным объектом (НЗ или ЧД) сжимается и становится холоднее, когда скорость аккреции вещества диска возрастает. В результате сжатия переходного слоя величина ν_L низкочастотных КПО, которая прямо пропорциональна скорости потока плазмы и обратно пропорциональна размеру переходного слоя, с ростом $\dot{m}$. С другой стороны, индекс монотонно возрастает при охлаждении переходного слоя [20], что и предусматривает зависимость индекса от величины КПО при переходах между спектральными состояниями.

Во **второй главе** подробно изучено поведение энергетических спектров и спектров мощности, наблюдаемых от галактического рентгеновского источника 4U 1630–47 во время вспышечной активности (1996 – 2004) по данным *RXTE* и *Beppo*SAX (рис. 2.1). Исследования сфокусированы на детальном изучении наблюдательной зависимости фотонного индекса от частот КПО, на основе которых была выполнена оценка массы ЧД в 4U 1630–47 методом скалирования спектральных и временных характеристик рентгеновского излучения (рис. 2.10). Показано, что изменение формы рентгеновского спектра при переходах между состояниями этого источника хорошо воспроизводятся в рамках модели переходного слоя с учетом тепловой и динамической Комптонизации (разд. 3.3.3)ю Обнаружено характерное для ЧД поведение параметров модельного спектра 4U 1630–47, в частности, возрастание спектрального индекса α с ростом $\dot{M}$ и фаза насыщения индекса при высоких значениях $\dot{M}$, на основе чего установлена принадлежность компактного объекта в 4U 1630–47 к классу черных дыр. Примечательно, что в разных вспышках этот объект показывает разные уровни насыщения (нижние панели на рис. 2.10): $\Gamma_{sat} \sim 1.8$ (на спаде вспышки 2003 г.), $\Gamma_{sat} \sim 2.4$ (2000 – 2001 гг.) и $\Gamma_{sat} \sim 3$ (1996 – 1999 гг.).

В разд. 2.5.2 обсуждается немонотонность поведения пороговой энергии E_{cutoff} в зависимости от индекса Γ (верхняя панель на рис. 2.9). При этом корреляции демонстрируют три разных трека, которые соответствуют разным уровням насыщения индекса Γ (рис. 2.9). Ключевым моментом является детектирование насыщения индекса Γ, как функции квазипериодических осцилляций, которое позволило в разд. 2.5.3 выполнить оценку массы компактного объекта в 4U 1630–47 методом скалирования ($M_x \sim 10$ $M_\odot$). Факт насыщения индекса Γ, в сочетании с величиной массы центрального объекта, указывает на наличие ЧД в источнике. Тогда немонотонность пороговой энергии E_{cutoff} в зависимости от индекса Γ может служить дополнительным признаком наличия ЧД в системе.

В **третьей главе** выполнены оценки массы центральных объектов в ультраярких источниках ULX–1 (галактики M101) и HLX–1 (галактики ESO 243-49) методом скалирования спектральных характеристик рентгеновского излучения на основе наблюдений с орбитальных обсерваторий *Swift* и *Chandra* (рис. 3.3), сделан вывод о наличии в них “черных дыр промежуточной массы”. При этом оценка массы объектов стала возможной

благодаря открытию эффекта насыщения спектральных индексов, как функции темпа аккреции, во время переходов объектов между состояниями, в рамках модели переходного слоя с учетом тепловой и динамической Комптонизации. Обнаружение эффекта насыщения фотонного индекса Γ во время фаз активности, кроме того, подтверждает наличие сходящегося на ЧД потока, тем самым наличие ЧД в источниках. На основе найденных зависимостей индекса Γ от темпа аккреции $\dot{M}$ выполнена оценка масс ЧД: в источнике M101 ULX–1 M_x составляет $(3.2 - 4.3)\times 10^4$ $M_\odot$ с учетом разброса в определении расстояния до галактики M101 (от 6.4±0.5 Мпс до 7.4±0.6 Мпс); в источнике ESO 243–49 HLX–1 M_x составляет $\sim 7\times 10^4 M_\odot$ в предположении расстояния до галактики ESO 243–49 около 95 Мпс. Для этих оценок массы впервые был применен универсальный метод скалирования [19] путем сравнения с корреляциями галактических источников с ЧД XTE J1550–564, H 1743–322 и 4U 1630–472. Также была детектирована низкая температура "затравочных" фотонов аккреционного диска, всего 40 – 100 эВ, что согласуется с большими массами ЧД в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1. Тем самым, для источника M101 ULX–1 разрешена проблема высокой болометрической светимости при условии наблюдаемого мягкого рентгеновского спектра и сделано предположение, что центральным объектом в M101 ULX–1 является ЧД "промежуточной" массы порядка 10^4 $M_\odot$.

По результатам первых трех глав получено наблюдательное подтверждение теоретически обоснованных корреляций спектрального индекса как функции скорости аккреции $\dot{M}$, завершающихся насыщением индекса при больших значениях темпа аккреции $\dot{M}$, предложенных еще в 1998 году Титарчуком и Занниасом [11]. В следующих главах мы попытались глубже изучить как ведет себя тип корреляции индекса в источниках с НЗ, используя рентгеновские наблюдения нейтронных звезд разных подклассов, входящих в состав массивных, так и маломассивных РДС, и сравнить, по возможности, с зависимостью индекса от скорости аккреции, обнаруженной в ЧД.

В **четвертой** главе проведен анализ эволюции рентгеновских спектральных характеристик системы 4U 1728–34, для которой точно известно, что она содержит НЗ. При обработке наблюдений орбитальных обсерваторий *BeppoSAX* и *RXTE* с помощью пакетов программ SAXDAS и LHEASOFT/FTOOLS 5.3, обнаружено, что широкополосный рентгеновский спектр 4U 1728–34 во время всех спектральных состояний может быть адекватно аппроксимирован композицией теплового, Комптонизированного и Гауссового компонентов. В этой главе (разд. 4.2) введено определение перехода между спектральными состояниями низкой и высокой светимости в терминах электронной температуры Комптоновского облака (от 15 до 2.5 кэВ, на примере объекта 4U 1728–34). Анализ спектров, выполненный в рамках данного подхода показал, что фотонный индекс Γ степенной составляющей спектра является достаточно стабильным ($\Gamma = 1.99 \pm 0.02$) при изменении электронной температуры kT_e от 15 до 2.5 кэВ во время этих спектральных состояний. Предложена физическая модель для обоснования обнаруженного квазипостоянства спектрального индекса, согласно которой доминирующий вклад в формирование спектра обусловлен Комптонизированным компонентом, формирующимся в переходном слое между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. В частности, квазистабильность фотонного индекса имеет место в случае, если собственное энерговыделение в переходном слое превосходит поток излучения аккреционного диска, перехватываемого в области переходного слоя. Показано, что характерная стабильность фотонного индекса на критическом уровне $\Gamma = 2$ определяется внутренними свойствами нейтронных звезд и является фундаментальным признаком, отличающим их от черных дыр, для которых индекс монотонно возрастает при переходе от низкого к высокому спектральному состоянию

и насыщается при высоких значениях скорости аккреции вещества $\dot{m}$ (рис. 5.20).

В последующих главах, также посвященным исследованию НЗ, характерные признаки (постоянство спектрального индекса), обнаруженные в НЗ 4U 1728–24, применены к другим системам с НЗ (т.н. *atoll* и *Z*-источникам), с одной стороны, для диагностики природы компактного объекта и, с другой стороны, для проверки надежности найденных признаков НЗ.

Таким образом, в **пятой** главе представлен анализ спектральных и временных характеристик, наблюдаемых в рентгеновском диапазоне от двойных систем с нейтронными звездами GX 3+1 и 4U 1820–30 в течение длительных переходов между фазами *высокой* и *низкой* светимости, промодулированными короткопериодическими переходами между т.н. "*lower banana*" (LB) и "*upper banana*" (UB) состояниями в терминах цветовой диаграммы. Были проанализированы все имеющиеся на сегодняшний день наблюдения со спутников *RXTE* и *Beppo*SAX. Обнаружено, что широкополосный рентгеновский спектр этих НЗ во время переходов может быть аппроксимирован аддитивной моделью, состоящей из чернотельного, Комптонизированного и Гауссового компонентов. Обнаружено монотонное возрастание электронной температуры плазмы переходного слоя от 2.3 кэВ до 4.5 кэВ для GX 3+1 и от 2.9 кэВ до 21 кэВ для 4U 1820–30 при переходе объектов из состояния "UB" в состояние "LB". Во время UB-LB переходов детектирована значительная эволюция шумовых компонент спектра мощности объектов, которая была использована для надежной идентификации спектральных состояний этих источников. Анализ энергетических спектров, выполненный в рамках вышеуказанной модели, показал, что фотонный индекс Γ степенной составляющей спектра также, как и в НЗ 4U 1728–34, является достаточно стабильным ($\Gamma = 2.00 \pm 0.02$) при изменении темпа аккреции в четыре раза. При этом рентгеновские спектры объектов демонстрировали доминирование Комптонизированного компонента. Поэтому для обоснования обнаруженного квазипостоянства спектрального индекса и специфической формы спектров в НЗ GX 3+1 и 4U 1820–30 привлечена модель переходного слоя для случая доминирования Комптонизационного компонента спектра, предложенная в четвертой главе данной диссертации. Показано, что эта модель удовлетворительно объясняет стабильное поведение фотонного индекса на критическом уровне $\Gamma = 2.00$ для исследованных *atoll*-источников, что указывает на универсальность найденного наблюдательного признака НЗ, а также является фундаментальным признаком, отличающим их от черных дыр.

В **шестой** главе продолжено тестирование найденного признака НЗ для других двойных систем с нейтронными звездами, достигающих около- Эддингтоновского режима светимости на примере Z-источников. В самом деле, известно, что Z-источники в ходе их спектральной эволюции, как правило, показывают широкий диапазон светимостей, достигая критических значений $(0.5 - 1)L_{Ed}$. Таким образом, в этой главе представлен анализ спектральных и временных свойств, наблюдаемых в рентгене от Z-источников GX 340+0 и Scorpius X–1 при переходах между спектральными состояниями во время вспышек, отслеживаемых вдоль Z-трека на цветовой диаграмме. При этом обнаружено, что при переходе источника из т.н. состояния Horizontal branch (HB) в состояние Flaring branch (FB) электронная температура переходного слоя монотонно снижается от 21 кэВ до 3 кэВ в до-Эддингтоновском режиме. Были проанализированы все имеющиеся на сегодняшний день наблюдения Sco X–1 борта спутника RXTE и GX 340+0 со спутников RXTE и *Beppo*SAX с использованием пакетов программ SAXDAS и LHEASOFT/FTOOLS 5.3. Показано, что широкополосный рентгеновский спектр GX 340+0 во время этих переходов может быть аппроксимирован аддитивной моделью, состоящей из низкотемпературного чернотельного

компонента, двух Комптонизационных компонентов и Гауссового компонентов. Причем оба Комптонизационных компонента обусловлены наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние как “исходных/затравочных” фотонов с температурой $T_{s1} \lesssim 1$ кэВ, идущих от аккреционного диска [первая Комптонизационная составляющая $CompTB1$], так и “затравочных” фотонов с температурой $T_{s2} \lesssim 1.5$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды [вторая Комптонизационная составляющая $CompTB2$]. Детальный анализ спектров на основе этой модели показал, что фотонные индексы Γ_{com1} и Γ_{com2} соответствующих Комптонизационных компонентов оказываются постоянными на уровне 2 при изменении электронной температуры $kT_e^{(1)}$ переходного слоя от 3 кэВ до 21 кэВ. Обнаруженное квазипостоянство индексов на критическом уровне $\Gamma = 2$ было интерпретировано в рамках модели, в которой спектр определяется тепловыми Комптонизационными компонентами, формируемыми в переходном слое и его внутренних частях. Кроме того, установленный эффект стабильности спектрального индекса для Z-источника GX 340+0 подобен ранее обнаруженному эффекту стабильности фотонного индекса для ряда маломассивных двойных систем с нейтронными звездами и, в частности, для *atoll* источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30. Такое поведение, характерное как для Z-, так и для *atoll* источников во время фаз активности, принципиально отличается от поведения черных дыр, для которых спектральный индекс монотонно возрастает во время спектральных переходов от низкого к высокому состоянию и затем насыщается при высоких значениях скорости аккреции.

В свою очередь, показано, что спектры Sco X–1 во время всех состояний, как и дляZ-источника GX 340+0, могут быть аппроксимированы аддитивной моделью, состоящей из двух Комптонизационных компонент и эмиссионной линии железа, но уже без добавления низкотемпературной чернотельной компоненты. Обе компоненты обусловлены наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние как “*затравочных*” фотонов с температурой $T_{s1} < 0.7$ кэВ, идущих от аккреционного диска [первая, *жесткая*, Комптонизационная составляющая $CompTB1$], так и “*затравочных*” фотонов с температурой $T_{s2} < 1.8$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды [вторая, *мягкая*, составляющая, $CompTB2$] на горячих электронах переходного слоя. По результатам детального анализа спектров в этой модели подтвержено постоянство индексов $\Gamma_{1/2}$ на уровне 2 для докритического режима и обнаружено значительное снижение индекса Γ_{com2} *жесткой* компоненты в пределах $1.3 < \Gamma_{com1} < 2$ в околокритическом (или даже сверхкритическом) режиме аккреции. Такое двухфазное поведение индексов никогда не обнаруживается в ЧД, поэтому может рассматриваться как дополнительный признак наличия НЗ в системе. При этом показано, что при нахождении источников на пике вспышки температура T_{s2} монотонно снижается от 1.8 до 0.7 кэВ при одновременном росте электронной температуры плазмы переходного слоя $T_e^{(2)}$, выше 80 кэВ. Мы интерпретировали обнаруженное квазипостоянство индексов $\Gamma_{1/2} \simeq 2$ для до-Эддингтоновского режима (сопоставимого с интервалом низких температур плазмы переходного слоя $T_e^{(2)} < 50$ кэВ) с помощью модели, в которой спектр определяется доминированием Комптонизационных компонентов. Кроме того, установленный факт стабильности спектральных индексов для Z-источника Sco X–1 подобен ранее обнаруженному эффекту стабильности фотонного индекса для других нейтронных звезд (*atoll* источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30, а также для Z-источника GX 340+0), светимости которых много меньше критической для всех спектральных состояний. Мы также интерпретировали фазу снижения индекса при достижении объектом критическиго режима аккреции (ассоциируемого с наблюдаемыми высокими электронны-

ми температурами $T_e^{(2)} > 50$ кэВ) в рамках модели, согласно которой спектр определен высоким давлением излучения, идущего от поверхности НЗ. В результате последнего, внутренние части переходного слоя эффективно охлаждаются, в то время как его внешние части остаются разогретыми без должного теплоотвода. В результате этого, сечение рассеяния значительно снижается во внешних областях переходного слоя, что приводит к росту значения критической светимости. Таким образом, показано, что локальная светимость объектов не превосходит критический уровень. В этом случае усиливается роль тепловой Комптонизации, что и приводит к снижению спектрального индекса.

По результатам первых шести глав установлены и в достаточной мере протестированы спектральные признаки ЧД и НЗ. Однако все рассмотренные НЗ (кроме Sco X–1), как правило, не достигают критических светимостей. Для проверки того, как работают найденные признаки в этом предельном режиме аккреции, в **седьмой** главе проанализированы нейтронные звезды, достигающие сверх-Эддингтоновской светимости во время своих рентгеновских вспышек. Среди них НЗ разных подклассов, входящие в состав как маломассивных, так и массивных РДС: 4U 1705–44 (надежно установленный "*atoll*"-источник, но показывающий некоторые свойства Z-источников) и "возможная" нейтронная звезда 4U 1700–37 (входящая в состав массивной РДС и имеющая спорную идентификацию природы компактного объекта, НЗ или ЧД). Показано, что спектры этих объектов (4U 1705–44 и 4U 1700–37) во время всех состояний опять же, как и для Z-источников GX 340+0 и Sco X–1, могут быть аппроксимированы аддитивной моделью, состоящей из двух Комптонизационных компонентов и эмиссионной линии железа. Оба компонента обусловлены наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние как "*затравочных*" фотонов с температурой $T_{s1} < 0.7$ кэВ, идущих от аккреционного диска [первая, *жесткая*, Комптонизационная составляющая $CompTB1$], так и "*затравочных*" фотонов с температурой $T_{s2} < 1.8$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды [вторая, *мягкая*, составляющая, $CompTB2$] на горячих электронах переходного слоя. Для этих объектов при моделировании спектров также добавлялась компонента *Bbody* для описания их низкоэнергичной части спектра. По результатам детального анализа спектров в этой модели обнаружено поведение, в точности подобное поведению Sco X–1, т.е. вновь подтвержено постоянство индексов $\Gamma_{1/2}$ на уровне 2 для докритического режима и обнаружено значительное снижение индекса Γ_{com2} *жесткой* компоненты в пределах $1.3 > \Gamma_{com1} > 2$ в околокритическом (или даже сверхкритическом) режиме аккреции. Таким образом, такое двухфазное поведение индексов, в силу его повторяемости для ряда НЗ в Эддингтоновском режиме аккреции, может рассматриваться как дополнительный признак наличия НЗ в системе. При этом показано, что при нахождении источников на пике вспышки температура T_{s2} опять же монотонно снижается от 1.8 до 0.7 кэВ с одновременным нарастанием электронной температуры плазмы переходного слоя $T_e^{(2)}$, выше 80 кэВ. Мы уже интерпретировали обнаруженное квазипостоянство индексов $\Gamma_{1/2} \simeq 2$ для до-Эддингтоновского режима (сопоставимого с интервалом низких температур плазмы переходного слоя $T_e^{(2)} < 80$ кэВ) с помощью модели, в которой спектр определяется доминированием Комптонизационных компонент. В целом, установленный факт стабильности спектральных индексов для Z-источника Sco X–1, *atoll*-источника 4U 1705–44 и источника 4U 1700–37 подобен ранее обнаруженному эффекту стабильности фотонного индекса для других нейтронных звезд (*atoll* источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30, а также для Z-источника GX 340+0), светимости которых много меньше критической для всех спектральных состояний. Мы также интерпретировали фазу снижения индекса при достижении объектом критически-

го режима аккреции (ассоциируемого с наблюдаемыми высокими электронными температурами $T_e^{(2)} > 80$ кэВ) в рамках модели, согласно которой спектр определен высоким давлением излучения, идущего от поверхности НЗ.

Наконец, примером практического применения нового способа диагностирования является идентификация природы компактного объекта в пользу НЗ в 4U 1700–37 (рис. **??**, разд. 7.2.6). Дело в том, что динамические оценки массы компактного объекта в 4U 1700–37 указывали либо на нейтронную звезду большой массы, либо на черную дыру малой массы. При отсутствии характерных пульсаций рентгеновского излучения и каких-либо надежных признаков наличия циклотронной линии поглощения в спектре объекта, большинство фактов указывало на черную дыру, в качестве компактного объекта. И только на основе характерного поведения фотонного индекса в докритическом и около-Эддингтоновском режимах было установлена принадлежность компактного объекта в 4U 1700–37 к классу нейтронных звезд.

В заключении кратко сформулированы выносимые на защиту положения диссертационной работы.

Глава 1

Открытие насыщения фотонного индекса в двойной системе с черной дырой GRS 1915+105

1.1 Введение

Проявление процессов аккреции вещества обнаруживается во множестве астрофизических объектов. Во многих из них она сопровождается струйными выбросами, как, например, в молодых звездных объектах, активных ядрах галактик, гамма-рентгеновских барстерах, рентгеновских двойных системах/микроквазарах. Хотя к настоящему моменту эти объекты изучены в достаточной степени, в целом мы все еще мало знаем об особенностях процессов аккреции, характерных для каждого из вышеперечисленных классов источников, а также общих свойствах аккрецирующих объектов, позволяющих наблюдательную диагностику, например, черных дыр. Ярким примером таких объектов является микроквазар GRS 1915+105, который, в свою очередь, является удобной лабораторией для детального изучения вышеупомянутых проявлений.

Источник GRS 1915+105 был открыт спутником Гранат в 1992 году. Это был первый в Галактике источник со сверхсветовым разлетом радиокомпонент. Он наблюдался вблизи галактического экватора, в направлении на созвездие Орла, как переменный рентгеновский источник. Расстояние до системы GRS 1915+105 составляет почти 30 тыс. св. лет (около 9 кпк). При этом в направлении на систему находятся многочисленные межзвездные пылевые облака, полностью поглощающие оптическое излучение. Но в близком ИК-диапазоне этот объект достаточно яркий и позволяет идентификацию звезды-донора по характерным полосам оксида углерода и линиям металлов в его спектре, как красного гиганта с массой 1.2±0.2 $M_\odot$. Более того, в ИК-диапазоне GRS 1915+105 показывает переменность лучевых скоростей с орбитальным периодом 33.5±1.5 сут [15]. Наклонность орбиты системы определена по движению газа в релятивистских струях, выбрасываемых объектом вдоль оси аккреционного диска, лежащего в плоскости орбиты ($i = 70\pm2^\circ$) [16]. В итоге, динамические методы оценки массы указывают на значительную массу компактного объекта в GRS 1915+105, она составляет 12±4 $M_\odot$. Хотя по наблюдаемым параметрам очень сложно отличить черную дыру от нейтронной звезды, расчеты показывают, что столь массивных нейтронных звезд в природе не существует. Поэтому компактный объект в GRS 1915+105 классифицирован как черная дыра, при этом самая массивная среди найденных до сих пор черных дыр звездного происхождения. Поскольку величина

массы компактного объекта в GRS 1915+105 (> 3 $M_\odot$) говорит о наличии ЧД в этой системе, поэтому данный объект представляет уникальную возможность обнаружения иных сопутствующих признаков ЧД по наблюдательным данным.

Отличительная черта GRS 1915+105 в ряду других микроквазаров - высокая светимость аккреционного диска, близкая к Эддингтоновской светимости L_{Edd}, при которой давление излучения на падающее вещество начинает превосходить его притяжение к центральному объекту. У других микроквазаров светимость диска на порядок ниже Эддингтоновской, поэтому движением вещества в диске управляют гравитация, вязкость и газовое давление; их равновесие, точнее взаимодействие, делает диск термически устойчивым. Но в аккреционном диске GRS 1915+105 доминирует давление излучения, поэтому его центральная часть должна быть квазисферической, а движение вещества - неустойчивым. Вероятно, этим объясняются сильные тепловые флуктуации в диске, проявляющиеся в мощных рентгеновских вспышках, а также формирование быстрых газовых струй (джетов). Изучение характерных изменений спектральных и временных свойств рентгеновских двойных систем (РДС) является важным источником информации о физике процессов аккреции вещества и фундаментальных параметрах черных дыр (ЧД).

В данной главе будет сделана попытка найти доказательства наличия черной дыры в GRS 1915+105, используя фундаментальные свойства черных дыр, не опираясь на значение массы компактного объекта. В частности, следует найти в наблюдательном материале фазу насыщения индекса рентгеновского спектра при больших темпах аккреции, которая указывает на наличие сходящегося потока на ЧД, что является фундаментальным спектральным признаком ЧД [11]. Наступление этой фазы неизбежно связано с переходом объекта в активную стадию, сопровождающуюся цепочкой переходов между разными спектральными состояниями (рис. 1). Для систем с черными дырами обычно выделяют пять основных (т.н. “канонических”) состояний[1]: спокойное (*quiescent*), состояние низкой светимости с жестким спектром (*low-hard state*, LHS), промежуточное состояние (*intermediate state*, IS), состояние высокой светимости с мягким спектром (*high-soft state*, HSS) и состояние с очень мягким спектром (иногда называемое “*сверхвысоким*” состоянием, *very soft state*, VSS), приведенные на рис. 1.2 для системы с черной дырой GRS 1915+105. Каждое состояние характеризуется разной формой энергетического спектра и разными временными характеристиками.

Обычно, в состоянии низкой светимости в энергетическом спектре доминирует жесткая Комптонизационная компонента в комбинации с незначительной мягкой тепловой компонентой, поэтому далее это состояние кратко именуется как *низкое/жесткое* состояние. Сюняевым и Титарчуком [7] было показано, что спектр в этом состоянии (*low-hard state*, LHS) является результатом Комптонизации, т.е. рассеяния мягких фотонов с возрастанием энергии, происходящего в относительно тонком аккреционном диске на электронах горячей окружающей плазмы. Обычно низкое/жесткое состояние обладает высокой переменностью (относительная амплитуда переменности *rms* составляет 40%) и спектр мощности описывается степенным законом с завалом (на высоких частотах) и уплощенной вершиной (на низких частотах), а также сопровождается квазипериодическими осцилляциями (“QPO”, далее – КПО) в диапазоне 0.01 – 30 Гц, наблюдаемыми как узкие пики, обычно описываемые Гауссовым профилем. В отличие от этого, в состоянии повышенной светимости с мягким спектром (*high soft state*, HSS), фотонный спектр характеризуется значительным вкладом тепловой компоненты, которая вероятно формируется в геометрически тонком аккреционном диске. Далее это состояние кратко именуется как *высокое/мягкое* состояние. Также в этом состоянии детектируется незначительный вклад степенной ком-

поненты на уровне не более 20% от полного потока источника. В этом *высоком/мягком* состоянии (HSS), квазипериодичесикие осцилляции исчезают и спектр мощности описывается чисто степенной формой. При этом полная переменность обычно составляет не более 5% относительной амплитуды среднеквадратических флуктуаций. Далее, *промежуточное* состояние (*intermediate state*, IS) является переходным состоянием между *низким* и *высоким* состояниями. Заметим, что в дополнение к этим вышеперечисленным состояниям иногда наблюдается редкое *состояние со сверхмягким спектром* (VSS), в котором доминирует чернотельная компонента, при этом степенная компонента или пренебрежительно мала или вовсе отсутствует. Болометрическая светимость в этом состоянии в 2 – 3 раза ниже, чем в высоком/мягком состоянии.

Но для объекта GRS 1915+105, в силу его необычности, изобретались специальные классификации его состояний, как по спектру (состояния "A", "B" и "C" [17]), так и по типу кривой блеска (выделено более пятнадцати состояний с экзотическими названиями $\alpha, \beta, \gamma, ..., \rho, \mu, \nu,$ ... [51]). Но, по сути, все они могут быть сведены к вышеизложенным "каноническим" состояниям. И далее в диссертации мы будем придерживаться именно "канонической" классификации состояний для всех исследуемых ЧД.

Ранее отмечалось [12, 55, 18, 19], что в состояниях низкой светимости и промежуточных состояниях временные характеристики (например, частоты КПО) аккрецирующих черных дыр коррелируют с характеристиками энергетического спектра (например, с фотонным индексом Комптонизационной компоненты). Универсальная природа этих корреляций предполагает, что лежащие в их основе физические процессы, приводящие к наблюдаемым характеристикам переменности, тесно связаны с корональной зоной; кроме того, они изменяются строго определенным образом по мере того, как источник эволюционирует между этими спектральными состояниями. Тот факт, что одни и те же корреляции видны во многих источниках, которые демонстрируют изменения в широком диапазоне светимостей (вероятно, из-за изменения скорости аккреции вещества $\dot{M}$) и спектральных состояний, предполагает возможность того, что физические условия, влияющие на величину индекса и низкочастотных квазипериодических осцилляций, являются одинаковыми или подобными. Кроме того, они могут представлять собой универсальную характеристику для всех аккрецирующих систем, включая нейтронные звезды [20, 69].

Всплески рентгеновского излучения ЧД также часто сопровождаются вспышками радиоизлучения, и на радиокартах ясно детектируется "*короткий*" или "*длинный*" джет (ядро и струйные коллимированные выбросы) [24]. Эта наблюдательная картина описывается рядом моделей, которые удачно воспроизводят соответствующий энергетический спектр в интервале от радиодиапазона до жестких рентгеновских лучей [25, 26, 27, 28, 29]. Однако одной только аппроксимации энергетического спектра не достаточно, чтобы выделить наиболее реалистичную среди них. В этом отношении, изучение спектров мощности рентгеновского излучения является ключевым моментом для согласования общей физической картины между вкладом излучения короны, аккреционного диска и радиоизлучения джета в системах с ЧД.

В литературе приводится широкое обсуждение проблемы происхождения квазипериодических осцилляций (см., например, [1, 34]) и их связи с радиоизлучением. Отметим, что Миглари и его коллеги [30] обнаружили частные случаи, когда светимость в радиодиапазоне ЧД и НЗ, входящих в состав РДС, коррелирует с появлением специфических особенностей в их спектрах мощности. Они показали, что в низком/жестком состоянии радиояркость этих объектов коррелирует с величиной ν_L низкочастотных квазипериодических осцилляций. С другой стороны, имеются наблюдательные факты, указывающие

на неизменность наклона рентгеновского спектра (характеризуемого фотонным индексом примерно на одном и том же уровне $\Gamma \sim 1.5$) в низком/жестком состоянии для Галактических РДС с ЧД, хотя величина низкочастотных квазипериодических осцилляций ν_L изменяется на порядок величины, от 0.2 Гц до 2 Гц [19]. Эта противоречивая ситуация также ранее отмечалась в отношении объекта GRS 1915+105, что указывает на неоднозначную связь радио и рентгеновского излучения. Ниже, в разделе 1.3, мы показывает, что в РДС GRS 1915+105 фотонный индекс монотонно возрастает с ростом величины низкочастотных квазипериодических осцилляций и скоростью аккреции вещества, хотя светимость в радиодиапазоне не коррелирует с величиной низкочастотных квазипериодических осцилляций и рентгеновской светимостью для всех спектральных состояний (от низкого/жесткого до высокого/мягкого, включая промежуточное состояние).

В промежуточном же состоянии (IS) и состояниях низкой светимости (LHS), которые охватываются нашими исследованиями, только небольшая часть излучения диска непосредственно видна для земного наблюдателя. В целом, в энергетическом спектре доминирует вклад Комптоновского нагрева, представленный степенным законом. Для вычисления полной нормировки компонента чернотельного "затравочного" излучения диска, мы моделировали спектр с помощью основной Комптонизационной модели (т.н. модели "BMC" в терминах пакета программ `XSPEC`, подробное описание которой представлено в работе Титарчука и его коллег [35]). В этой модели выполняется свертка чернотельного излучения диска с функцией Грина Комптонизирующей короны для вычисления вклада Комптонизационного компонента [35].

Исследования этой главы являются непосредственным продолжением изучения наблюдательной зависимости спектрального индекса от частоты квазипериодических осцилляций, а также спектрального индекса от темпа аккреции (пропорционального параметру нормировки излучения "затравочных" фотонов диска), начатого в 2007 году в работах [18, 19]. В частности, в этой главе диссертации представлено исследование корреляций спектрального индекса и нормировки излучения "затравочных" фотонов диска, наблюдаемой для объекта GRS 1915+105 во время его эволюции между состояниями высокой и низкой светимости.

1.2 Наблюдения и методы обработки данных

Были использованы открытые данные наблюдений GRS 1915+105 орбитальной обсерватории *RXTE* [36] из электронного архива Центра Аэро-Космических полетов им. Р. Годдарда [1], полученные в период с января 1997 г. по апрель 2006 г. В целом, наше исследование включает 107 наблюдений системы GRS 1915+105, выполненных в различных спектральных состояниях ЧД, охватываемых классификацией Ремилларда и Мак Клинтока ([1], см. также вводную главу диссертации). Сеты наблюдений выбраны таким образом, чтобы наиболее полно представлять характеристики трека от фазы нарастания до фазы спада рентгеновского потока, сопровождающиеся значительной вспышечной активностью в радио диапазоне ($S_{15\ GHz} \geq 250$ мЯн). Для полноты исследования, были отобраны мощные вспышечные эпизоды $\geq$250 импульсов в секунду по данным обзорного рентгеновского монитора всего неба (All Sky Monitor, ASM[2], в диапазоне 2 – 12 кэВ, на борту обсерватории RXTE [39]) с учетом одновременности радио/рентгеновских наблюдений. Ранее, некото-

[1] http://heasarc.gsfc.nasa.gov
[2] http://xte.mit.edu/ASM_lc.html

рые из этих наблюдений исследовались различными научными группами [42, 43, 44, 45, 18] в период наблюдений 1997 – 1998 гг., а также [37] в период 2005 – 2006 гг., что позволило в дальнейшем выполнить сравнение полученных результатов.

При обработке данных спектрометра PCA использовался стандартный пакет программ LHEASOFT/FTOOLS 5.3 XTE. Мы также следовали рекомендациям "RXTE Guest Observer Facility" в соотвтствии с инструкцией "The RXTE Cook Book"[3]. Для спектрального анализа были использованы данные детектора *Proportional Counter Array* (PCA), полученные в моде *Standard* 2 в диапазоне энергий 3 – 20 кэВ. Ко всем данным была применена стандартная процедура коррекции на мертвое время прибора. Для получения широкополосного спектра GRS 1915+105 также использовались данные спектрометра *High-Energy X-Ray Timing Experiment* (HEXTE). Вычитание фонового излучения выполнено на основе наблюдений пустых участков неба (свободных от источников). В итоге, кэВ для анализа спектров GRS 1915+105 были использованы только данные в диапазоне энергий 20 – 150 в целях исключения каналов с большими неопределенностями матрицы отклика. Спектральные данные прибора HEXTE были нормированы на основе данных спектрометра PCA. В таблицах 1.1, 1.3 перечислен ряд групп наблюдений, полностью охватывающий фазы смены спектральных состояний LHS-(IS)-HSS-(IS)-LHS при эволюции источника во время вспышечной активности (полный перечень использованных наблюдений приведен в табл. 1 – 6 в работе [38]). В данной главе представлены временные интервалы MJD=50462 – 51081 и MJD=53382 – 53852, как примеры разных вариантов развития активности источника с увеличением рентгеновского потока, сопровождаемой переходами между мягкими и жесткими состояниями. Наиболее яркие изменения демонстрируют два отобранных сета данных, характеризуемых принципиально разными типами поведения в радио- и рентгеновском диапазонах, а также имеющих разные образцы формы кривых блеска. Для дополнительной диагностики состояния источника все рентгеновские вспышки GRS 1915+105 были сопоставлены с одновременными радиоданными мониторинговых наблюдений радиотелескопа *Ryle Radio Telescope* (RT) в полосе, центрированной на частоту 15 ГГц, в период 1997 – 2006 гг., предоставленные Гаем Пули. Технические характеристики телескопа *RT* описаны в работе [40].

1.2.1 Спектральный анализ

1.2.1.1 Компоненты BMC и линии железа модельного спектра

Широкополосный спектр источника моделировался в рамках пакета программ `XSPEC` с помощью аддитивной модели, состоящей из двух BMC (*Bulk Motion Comptonization*[4]) компонент: BMC1-компоненты (BMC с завалом на высоких энергиях) и непосредственной BMC2-компоненты: $wabs * (bmc + bmc * highecut)$. Здесь также была применена мультипликативная модель *wabs* для учета низкочастотного поглощения нейтрального вещества. Как известно, параметром модели *wabs* является количество атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения. При обработке этих рентгеновских спектров была принята систематическая ошибка 1% в каждом энергетическом канале.

Модель BMC описывает выходящий спектр как свертку входного "затравочного" спектра, описываемого моделью *Bbody*, параметрами которой являются нормировка N_{bmc} и цветовая температура kT, с Комптонизационной функцией Грина. Поэтому, как и для

[3] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xte/recipes/cook_book.html
[4] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/xanadu/xspec/models/bmc.html

обычной модели *Bbody* пакета программ `XSPEC`, нормировка N_{bmc} представляет собой отношение светимости источника к квадрату расстояния:

$$N_{bmc} = L_{39}/D_{10}^2, \tag{1.1}$$

где L_{39} – светимость источника в единицах 10^{39} эрг/с и D_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс. Результирующий спектр характеризуется параметром $log(A)$, связанным со степенью Комптонизации f соотношением $f = A/(1 + A)$, и спектральным индексом $\alpha = \Gamma - 1$.

Отметим несколько преимуществ использования модели BMC по сравнению с другими моделями, часто используемыми при исследовании рентгеновских спектров аккрецирующих компактных объектов. Например, часто применяют сумму двух моделей: модель *Bbody* (или модель чернотельного диска *multi-color-disk*) и модель "степенной закон" (*power-law*) (или модель тепловой Комптонизации). По сравнению с ней, модель BMC имеет три основных преимущества. Во-первых, модель BMC применим к более общему случаю, в котором имеет место приращение энергии не только благодаря тепловой Комптонизации, но также за счет динамической Комптонизации, т.е. обусловленной направленным движением в сходящемся к ЧД потоке (см. подробное описание в работе [55]). Во-вторых, по сравнению с феноменологической моделью "степенной закон", форма спектра в соответствии с моделью BMC имеет соответствующую кривизну на низких энергиях, что является существенным для корректного воспроизведения части рентгеновского спектра на низких энергиях. Практика использования модели "степенной закон" показывает, что аппроксимация реальных спектров с помощью такой модельной компоненты часто не согласуется с величиной межзвездного поглощения N_H и дает лишенную физического смысла комбинацию параметров компонент для участка спектра на высоких энергиях, описываемой мультипликативной моделью завала спектра на высоких энергиях (*highecut*). В отличие от этого, когда мультипликативная компонента *highecut* комбинируется с BMC, пороговая энергия E_{cut} находится в ожидаемых пределах от 20 до 30 кэВ, хотя в комбинации с моделью *powerlaw* пороговая энергия E_{cut} часто становится ниже 10 кэВ, приводя к чрезмерно низким величинам фотонного индекса. В результате, применение феноменологической модели "степенной закон" (*powerlaw*) делает более трудным, или даже невозможным, корректную идентификацию спектрального состояния источника, которая является непременной задачей нашего исследования. В-третьих, по существу, наиболее важным свойством модели BMC является то, что она обеспечивает соответствующее вычисление нормировки исходной "затравочной" компоненты, которая предусматривается в качестве корректного индикатора скорости аккреции вещества $\dot{M}$. Заметим, что в случае применения модели BMC величина степени Комптонизации f также оценивается надлежащим образом.

Рассмотрим сценарий, относящийся к нашей спектральной модели (рис. 1.1), в котором зона Комптонизации (так называемое "Комптоновское облако" [6]) вместе со сходящимся потоком находятся в наиболее внутренней части источника, и Кеплеровский диск продолжается от "Комптоновского облака" до оптического компаньона (см., например, [20]). В нашу спектральную модель также была включена эмиссионная K_α линия железа, описываемая моделью *laor* пакета `XSPEC` [41], и учтено межзвездное поглощение. В итоге, параметрами спектральной модели являются количество атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения; спектральные индексы α_1, α_2 (фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$); цветовые температуры чернотельного фотонного спектра kT_1, kT_2; $\log(A_1)$, $\log(A_2)$, связанные со

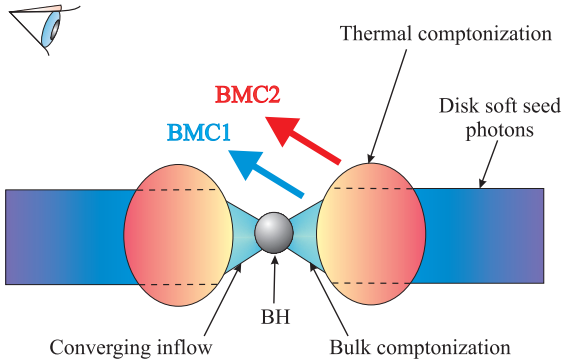

Рис. 1.1: Схематическое представление зон тепловой и динамической Комптонизации, используемое для спектрального анализа в нашей модели для источника GRS 1915+105. Спектр тепловой и динамической Комптонизации (BMC1) возникает во внутренней части переходного слоя, где "затравочные" чернотельные фотоны диска подвергаются тепловой и динамической Комптонизации, инициируемой падающим веществом. При этом спектр, обусловленный тепловой Комптонизацией (BMC2), возникает во внешних частях области переходного слоя.

степенью Комптонизации f_1, f_2 [$f = A/(1+A)$]; нормировки чернотельных составляющих N_{bmc1}, N_{bmc2} для компонент BMC1 и BMC2, соответственно, результирующего спектра.

Мы нашли, что цветовые температуры kT_1 и kT_2 слабо варьируются на уровне ~ 1 кэВ для всех имеющихся данных и, поэтому, температуры kT_1 и kT_2 были зафиксирована на величине 1 кэВ. Количество атомов водорода на луче зрения также было фиксировано на уровне $N_H = 5 \times 10^{22}$ см$^{-2}$ [43]. Когда параметр $\log(A) > 1$, мы фиксировали $\log(A) = 2$ (см. таблицы 1 – 6 [38]), поскольку величина степени Комптонизации $f = A/(1+A) \rightarrow 1$ и дальнейшее варьирование параметра не приведет к дополнительному улучшению качества процедуры фитирования.

Во время низкого/жесткого состояния компонента BMC2 обычно вносит незначительный вклад в общий спектр или едва детектируется [см. результаты фитирования для интервала дат MJD = 50462 – 50561 в табл. 1 (а также в табл. 3: MJD = 51067 – 51081; табл. 6: MJD = 53829 - 53852, опубликованные в [38]), и соответсвующий спектр на рис. 1.2 (панель "1S")]. Этот наблюдательный результат находится в соответствии со сценарием перехода источника с ЧД между спектральными состояниями [20]. Во время состояния низкого/жесткого состояния спектр GRS 1915+105 характеризуется значительным вкладом жесткой компоненты. Иными словами, энергетический спектр доминирован Комптонизационной компонентой, видимой как степенное жесткое излучение в интервале энергий от 10 кэВ до 70 кэВ, при этом излучение диска остается слабым, поскольку только малая часть компонента излучения диска $(1-f)$ непосредственно видна (рис. 1.2, панель "1S") земному наблюдателю. Поскольку во время промежуточного состояния (рис. 1.2, панель "2S"), вклады двух BMC-компонентов в полный спектр являются одного порядка, поэтому иногда с трудом можно выделить конкретную компоненту (см. такие случаи в табл. 2: MJD = 50737, 50743; табл. 3: MJD = 50908, 50909, 51003; табл. 5: MJD = 53718; [38]), когда $N_{bmc2} \ll N_{bmc1}$. С другой стороны, модель с двумя компонентами действительно необходима в большинстве случаев переходных состояний и состояний повышенной светимости с мягким спектром. На фиг. 1.3 показано, что качество фитирования являет-

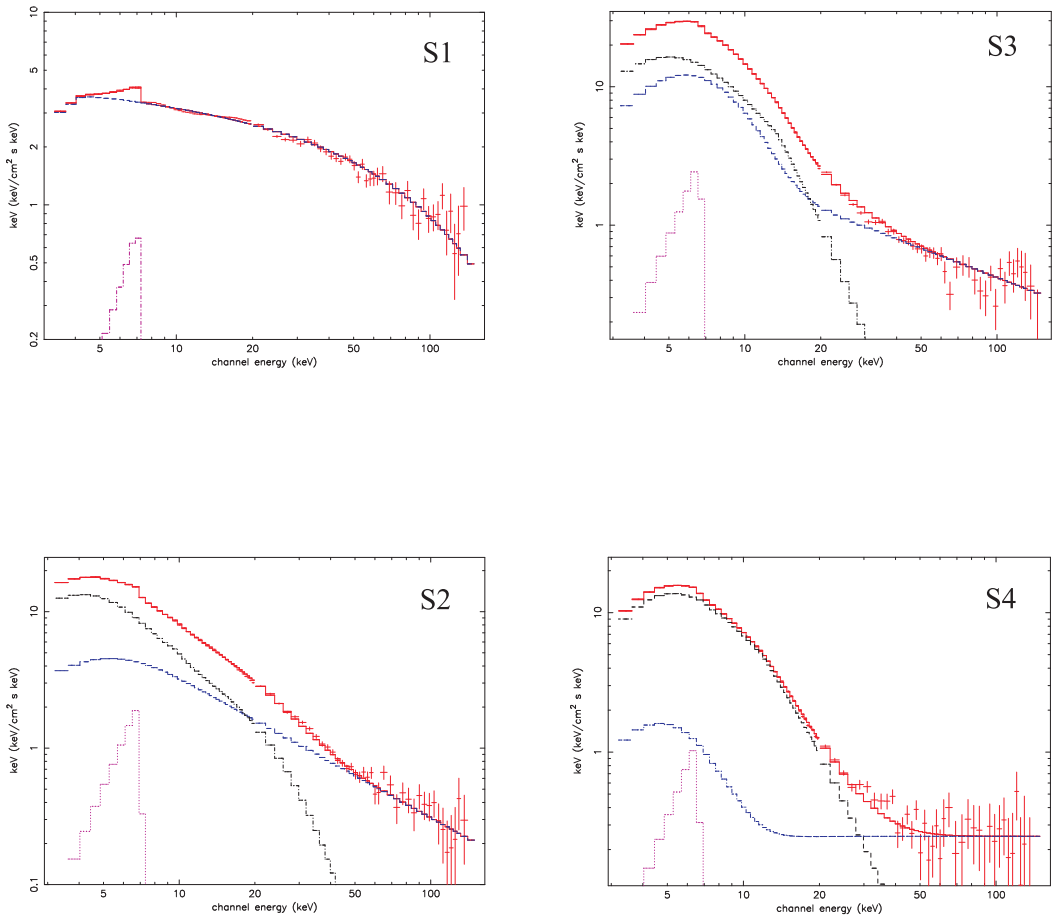

Рис. 1.2: Эволюция формы спектра GRS 1915+105 при смене спектральных состояний низкого/жесткого (панель $S1$), промежуточного (панель $S2$), высокого/мягкого (панель $S3$) и сверхмягкого (панель $S4$) состояний. Показано изменение вклада теплового компонента (черной линией) и Комптонизационного компонента (синей линией) по данным *RXTE* 20402-01-11-00 (*S1*, $\Gamma_1 = 1.8$), 91701-01-33-00 (*S2*, $\Gamma_1 = 2.9$, $\Gamma_2 = 3.7$), 91701-01-11-00 (*S3*, $\Gamma_1 = 2.7$, $\Gamma_2 = 4.1$) и 91701-01-19-00 (*S4*, $\Gamma_2 = 4.2$).

ся неприемлемым в случае, когда только одна BMC-компонента включена в модельный спектр. В частности, для наблюдения 91701-01-11-00, выполненного 18 мая 2005 года (в момент перехода между промежуточным состоянием и высоким/мягким состоянием) величина приведённой погрешности составляет χ^2_{red}=12.3 для 75 степеней свободы (нижняя левая панель) для модели $wabs * bmc * highecut$. Однако, приведённая погрешность χ^2 значительно улучшается при введении в модель второй BMC-компоненты. Так, для модели $wabs * (bmc + bmc * highecut)$ величина χ^2_{red}=3.28 для 76 ст. св. (см. соответствующий спектр в единицах "отсчет в секунду" вместе с моделью и соответствующей невязкой на центральной нижней панели рис. 1.3). В итоге, мы достигли хорошее согласие с данными при использовании модели $wabs * (bmc + bmc * highecut + laor)$, для которой χ^2_{red}=1.04 для 73 ст. св. На рис. 1.3 (верхняя панель и правая нижняя панель), представлены данные вместе со спектром наилучшего согласия и указаны их составляющие с использованием двухкомпонентной BMC-модели (см. величины параметров наилучшего согласия данных

и модели, приведенные в табл. 4 [38]).

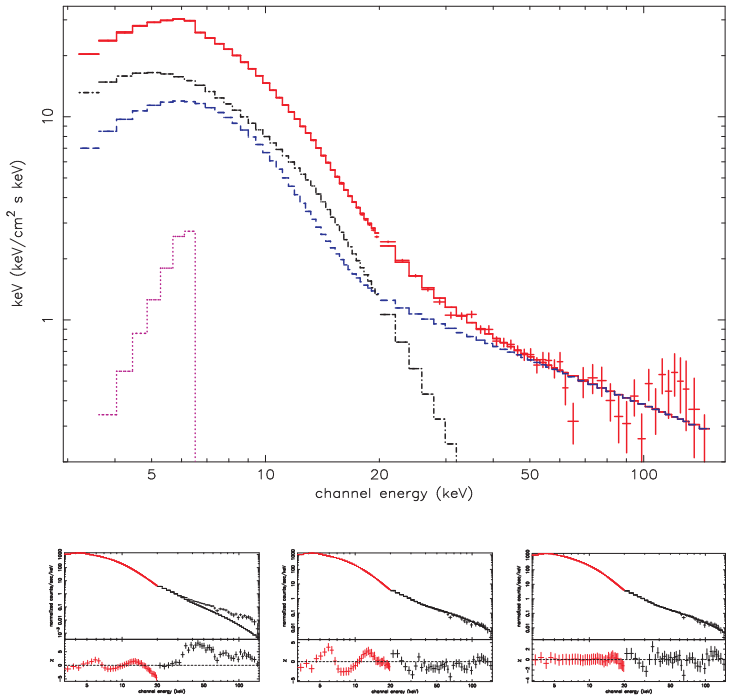

Рис. 1.3: Спектр GRS 1915+105 в высоком/мягком состоянии во время начальной фазы вспышки 2005 г. (наблюдение 91701-01-11-00) в единицах $E*F(E)$ (сверху) вместе со спектром в единицах "отсч./сек"и $\Delta\chi$ (нижние панели). Нижние панели (слева): спектр и $\Delta\chi$ для фитирования в модели wabs $wabs*bmc*highecut$, которая включает одну BMC-компоненту без компонента линии железа (χ^2_{red}=12.3 для 75 ст.св.); в центре: фитирование в модели $wabs*(bmc+bmc*highecut)$, которая включает в себя две BMC-компоненты без компонента линии железа (χ^2_{red}=3.28 для 76 ст.св.), и справа: фитирование с той же модельной комбинацией компонентов, но с добавлением модели *Laor* в качестве компонента излучения в линии железа, $wabs*(bmc+bmc*highecut+laor)$, ($\chi^2_{red}$=1.04 для 73 ст.св., см. табл. 4 [38]). Синей, черной, фиолетовой линиями обозначены BMC1, BMC2, и Laor компоненты, соответственно.

В высоком/мягком и промежуточном состояниях (MJD=53515 – 53640, табл. 4 [38]), светимость в мягком рентгеновском диапазоне [3 – 20 кэВ] является высокой и в спектре доминирует тепловая компонента (Γ_2 >3.7). Заметим, что жесткая степенная компонента с трудом детектируется в очень мягком состоянии (рис. 1.2, панель “4S”). В высоком/мягком и промежуточном состояниях мы обнаружили широкую эмиссионную линию на энергиях 6 – 7 кэВ. К настоящему моменту эмиссионная K_α-линия железа также была обнаружена в источнике GRS 1915+105 другими космическими миссиями, например, *ASCA*, *Chandra*, XMM-*Newton* и *Beppo*SAX (в высоком/мягком и промежуточном состояниях) и исследована в работах [46, 47, 48]. Отметим, что определение формы линии железа в наблюдениях со спутника RXTE является проблематичным из-за недостаточного разрешения на низких энергиях. В качестве первого приближения, мы добавили компонент с Гауссовым профилем для фитирования спектра, при этом варьируя ширину и нормировку линии. При аппроксимации наблюдаемых спектров с использованием Гауссианы всегда оставались невязки около 7 кэВ, в то время как использование модели *Laor* пакета `XSPEC` не

создает такую проблему.

Поэтому, далее в этой главе мы аппроксимировали линию профилем в модели *Laor*. Компонента эмиссионной линии имеет статистическую значимость на уровне $(3-10)\sigma$ в зависимости от спектрального состояния. Эта компонента эмиссионной линии является переменной, с усредненной по времени интенсивностью 2×10^{-11} эрг/с/см^2 и эквивалентной шириной (EW) в интервале 50 – 600 кэВ в течение всех наблюдений. Мы нашли, что добавление компоненты линии с профилем в модели *Laor* значительно улучшает качество аппрксимации спектров в высоком/мягком и промежуточном состояниях. Например, аппроксимация спектра (901050-08-02-00) в высоком/мягком состоянии без линии железа является неприемлемой: χ^2_{red}=2.01 (для 75 ст. св.); и χ^2_{red}=1.24 (для 75 ст. св.) при включении линии железа. Параметры наилучшего согласия спектра источника и величины χ^2_{red}, включая количество ст.св., представлены в таблицах 1 – 6 [38].

1.2.1.2 Наблюдательные признаки наличия "чернотельной" компоненты с максимумом на энергиях $\sim$ 20 кэВ, обнаруженной в восьми спектрах GRS 1915+105 в промежуточном состоянии

По результатам предыдущего раздела, принятая модель спектра показывает хорошие результаты в 99 случаях среди 107 спектров, используемых для нашего анализа. А именно, приведённая погрешность в терминах статистики хи-квадрат является меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Однако для восьми наблюдений объекта в переходном состоянии фитирование спектров с помощью модели $wabs*(bmc*highecut+bmc+laor)$ является неудовлетворительным, χ^2_{red} достигает значения 1.5 и даже выше. Мы нашли, что в невязках данных в зависимости от модели имеется характерный "горб" с максимумом на энергиях около 20 кэВ (см. левую нижнюю панель на рис. 1.4), который может быть аппроксимирован законом чернотельного излучения с цветовой температурой около 4.5 кэВ (см. спектр на правой панели рис. 1.4 и соответствующие параметры наилучшего согласия в таблице 1.4, также опубликованные в табл. 3 в работе [38]). Эта высокотемпературная "чернотельная" компонента является значительной в каждом из восьми наблюдений и ее эквивалентная ширина EW варьируется от 400 до 700 эВ. Далее, в разделе 1.4 будет дано обсуждение возможного происхождения этой "чернотельной" компоненты.

1.2.2 Временной анализ

Анализ кривых блеска, полученных детектором RXTE, выполнен с помощью программы *powspec*. Для временного анализа в энергетическом диапазоне 2 – 30 кэВ, мы использовали данные детектора PCA орбитальной обсерватории RXTE в двух модах: *binned* и *event* модах, содержащих информацию о рентгеновском излучении ниже 13/15 кэВ и выше 13/15 кэВ для сетов данных 1997/2005, соответственно. В частности, в зависимости от эпохи (фона) RXTE, диапазоны каналов (0 – 35) для *binned* моды и (36 – 266) для *event* моды соответствуют энергетическим диапазонам 1.94 – 12.99 кэВ (*binned* мода) и 13.36 – 103.19 кэВ (*event* мода) для "эпохи 3" (сет данных 1997 – 1998 гг.), и соответствуют 2.06 – 14.76 кэВ (*binned* мода) и 15.18 – 117.86 кэВ (*event* мода) для "эпохи 5" (сет данных 2005 – 2006 гг.).

Временное разрешение для *event* и *binned* мод составляет 1.52×10^{-5} с и 8×10^{-3} с, соответственно. Интервалы временной экспозиции в наблюдениях варьируются от 1.5 до 10 кс. Таким образом, для всех используемых наблюдений может быть получен спектр

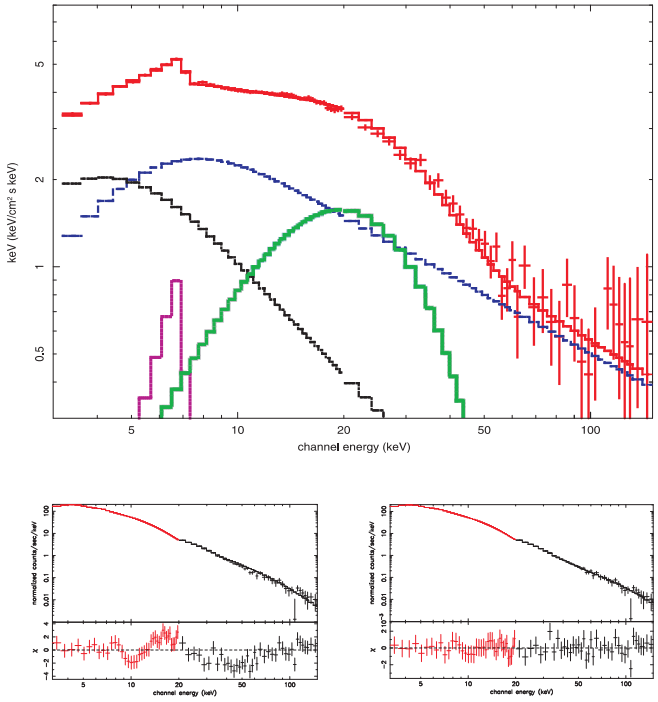

Рис. 1.4: Спектр GRS 1915+105 во время финальной фазы вспышки (2005 – 2006) при переходе источника из промежуточного состояния в низкое/жесткое состояние в единицах $EF(E)$ (сверху) и в нормализированных отсчетах (нижние панели) с $\Delta\chi$ для наблюдения 91701-01-49-00. Слева: фитирование без моделирования высокотемпературного "чернотельного" компонента (χ^2_{red}=1.43 для 73 степеней свободы); и справа: спектр наилучшего согласия и $\Delta\chi$ при моделировании горба в невязках на ∼20 кэВ с помощью высокотемпературного "чернотельного" компонента с χ^2_{red}=1.06 для 70 ст.св. На верхней панели данные обозначены красными точками; спектральная модель представлена компонентами, показанными синей, черной, фиолетовой и зеленой линиями для BMC1, BMC2, *laor* и высокотемпературного "чернотельного" компонентов, соответственно.

мощности в широком частотном диапазоне (приблизительно от 0.001 Гц до 100/10000 Гц для *binned*/*event* мод, соответственно). В итоге, эти частотные диапазоны позволяют нам исследовать все особенности спектра мощности в интересуемом диапазоне частот 0.1 – 100 Гц, синхронным образом. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий.

Анализ данных в отношении спектров мощности был выполнен с использованием упрощенной версии диффузионной модели [49, 50], в которой форма континуума спектра мощности может быть описана эмпирической моделью $P_x \sim [1.0+(x/x*)^2]^{-in}$ (модель $KING$ в терминах пакета программ QPD/PLT). Следуя [50], частота излома, найденная в спектре мощности, связана с диффузионным временем распространения возмущений, при этом нижняя (наименьшая) частота квазипериодических осцилляций представляет собой частоту собственных объёмных (магнитоакустических) колебаний среды (в нашем случае средой является Комптоновское облако). Ранее в [49] было продемонстрировано, что диффузионная модель, как линейная суперпозиция Лоренцианов, связанных с собственными значениями диффузионной задачи, также может быть представлена кривой непрерывной формы, которая является плоской ниже частоты излома и описывается степенным законом

на частотах выше излома. Для квази-однородного распределения источников возмущения наклон степенной части спектра мощности зависит от закона вязкости в короне или в диске (см. подробности в [49]). Параметрами этой диффузионной модели являются частота излома и индекс степенного распределения вязкости по радиусу. Для аппроксимации особенностей спектра мощности, связанных с квазипериодическими осцилляциями, мы также использовали форму Лоренциана. В дальнейшем тексте диссертации мы ссылаемся на центроид Лоренциана как на частоту КПО.

1.3 Результаты

Наблюдения Галактических рентгеновских двойных систем, содержащих черные дыры, демонстрируют разнообразие эволюции формы спектра, сценария развития вспышечных явлений и их временных масштабов. Как уже упоминалось ранее, эволюцию рентгеновских двойных систем с черным дырами обычно приняно описывать в терминах спектральных состояний. Для того, чтобы отличать разные состояния используют комбинацию наблюдаемых свойств, как в энергетическом спектре, так и в спектре мощности. Поэтому далее, в целях поиска спектральных признаков ЧД, будет проведена систематизация наблюдательных характеристик энергетических спектров GRS 1915+105 (1.3.1) и спектров мощности (1.3.3) в соответствии со спектральными состояниями ЧД.

1.3.1 Эволюция спектральных характеристик во время переходов между спектральными состояниями в GRS 1915+105

Общая картина переходов между низкими и высокими состояниями в GRS 1915+105 показана на рис. 1.5, где мы собрали вместе энергетические спектры, наблюдаемые в системе GRS 1915+105 в четырех состояниях для демонстрации спектральной эволюции этого источника из жесткого в мягкое состояние. Следует подчеркнуть, что каждое состояние характеризуется разной формой энергетического спектра. В состоянии низкой светимости с жестким спектром Комптонизационная компонента является доминирующей и чернотельная компонента определяется на пределе детектирования в энергетическом диапазоне 3 – 150 кэВ. В промежуточном (IS) состоянии и состоянии высокой светимости с мягким спектром (HSS) энергетические спектры характеризуются значительным вкладом *мягкой* чернотельной компоненты и *жесткой* степенной компоненты, продолжающейся до 150 кэВ. При этом промежуточное состояние отличается примерно равным вкладом вышеупомянутых *мягкой* и *жесткой* компонент, в то время как в *высоком/мягком* состоянии уже имеет место заметное усиление *мягкой* компоненты по сравнению с *жесткой*. В состоянии повышенной светимости с мягким спектром (VSS) доминирует мягкая чернотельная компонента, и степенная компонента является относительно слабой (иногда на пределе детектирования) по сравнению с ее вкладом в промежуточном состоянии и высоком/мягком состоянии. В данных по объекту GRS 1915+105, полученных со спутника RXTE, имеются продолжительные периоды, когда фотонный индекс Γ_1 и нормировка N_{bmc1} *жесткой* BMC компоненты монотонно увеличиваются (или уменьшаются) со временем. Мы назвали эти интервалы *длительными* переходами. Моменты, когда рентгеновский поток источника начинает возрастать, при этом объект еще находится в низком состоянии, может рассматриваться, как начальная фаза перехода. В это время энергетический спектр характеризуется низким значением фотонного индекса Γ_1 $\sim$1.7 и тепловая компонента находится на пределе детектирования или совсем не детектируется. На рис. 1.6, сверху

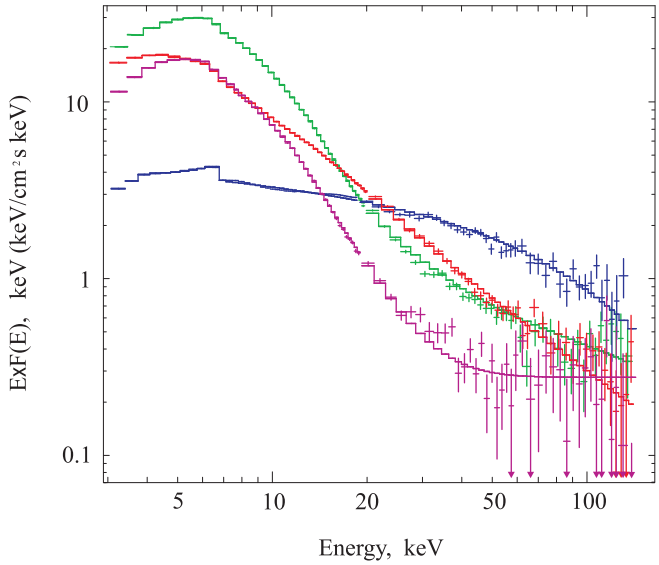

Рис. 1.5: Четыре характерные спектральные диаграммы в единицах EF_E, наблюдаемые во время переходов между высоким и низким спектральными состояниями в GRS 1915+105. Данные получены с борта орбитальной обсерватории *RXTE* в наблюдениях 20402-01-11-00 (*синей линией*, низкое/жесткое состояние), 91701-01-33-00 (*красной линией*, промежуточное состояние), 91701-01-11-00 (*зелной линией*, высокое/мягкое состояние) и 91701-01-19-00 (*малиновой линией*, сверхмягкое состояние).

вниз, показывана эволюция плотности потока S_{15GHz} на 15 ГГц (Ryle Telescope), потока в RXTE/ASM отсчетах, нормировки BMC компонент и фотонных индексов Γ_1 и Γ_2 во время фазы перехода из низкого в высокое состояние GRS 1915+105 в 1997 году (MJD 50500 – 50700). Красные/черные точки (для двух нижних панелей) соответствуют жесткой/мягкой компонентам с индексами Γ_1 и Γ_2, соответственно. Внизу мы показали как меняется фотонный индекс Γ_1 в зависимости от нормировки BMC компоненты (слева) и степени Комптонизации (справа). Здесь красные треугольники/черные кружки соответствуют жесткой/мягкой компонентам с индексами Γ_1 и Γ_2, соответственно. Можно видеть, что в начале перехода результирующий спектр содержит, по существу, одну Комптонизационную компоненту, индекс Γ_1 которой монотонно возрастает от 1.7 к более мягким состояниям и окончательно насыщается на величине $\Gamma_1 = 3$. Степень Комптонизации $f = A/(1 + A)$ жесткой компоненты, связанная с индексом Γ_1, показывает тенденцию к уменьшению по направлению к более мягким состояниям. Когда поток в единицах отсчетов RXTE/ASM превышает 50 отсч/сек, вклад мягкой Комптонизированной компоненты достигает уровня, который уже сравним с уровнем жесткой компоненты. Фотонный индекс мягкой компоненты Γ_2 насыщается на уровне 4.2, когда нормировка BMC компоненты (или поток от диска) возрастает. Степень Комптонизации f мягкой компоненты составляет около 0.5 или выше. Как видно из рис. 1.6, начальная фаза этого перехода (данные 1997 г.) из низкого в высокое состояние совпадает с фазой активности в рентгеновских лучах и в радиодиапазоне, которые превышают уровни 10 ASM отсч/сек и 50 мЯн, соответственно. Примерно в момент MJD 50580 источник достиг высокое/мягкое состояние (при $\Gamma_1 \sim 3$). Далее наступил период высокого/мягкого состояния от MJD 50580 до 50700, когда индекс

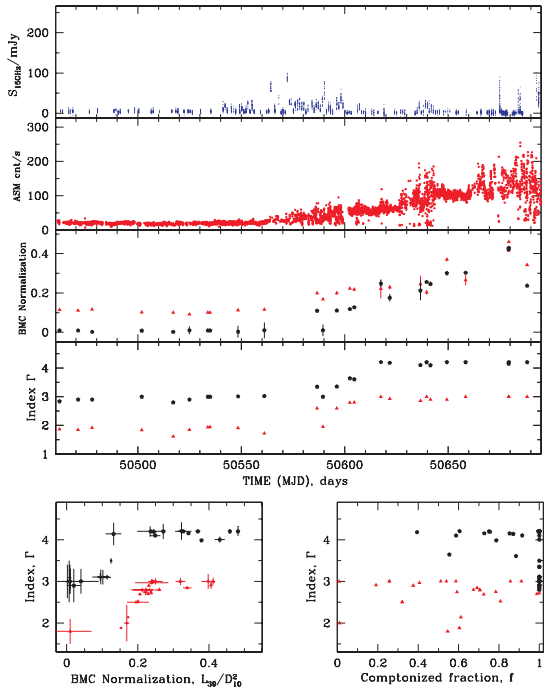

Рис. 1.6: *Сверху вниз* показана эволюция плотности потока S_{15GHz} на 15 ГГц (*Ryle Telescope*), скорости счета *RXTE*/ASM, нормировки в модели BMC и фотонного индекса Γ для начальной фазы вспышки GRS 1915+105 в 1997 г. в интервале дат MJD 50460 – 50700. Красные/черные точки (*для двух нижних панелей*) соответстуют жесткой/мягкой компонентам с индексами Γ_1 и Γ_2, соответственно. На *нижних панелях* представлены зависимость фотонного индекса Γ от нормировки в модели BMC (*слева*) и степени Комптонизации (*справа*) для этого перехода. Здесь красные треугольники/черные кружки соответствуют жесткой/мягкой компонентам с индексами Γ_1 и Γ_2, соответственно. Заметим, что в большинстсве случаев нормировка жесткой компоненты ($BMC1$) выше, чем нормировка мягкой компоненты ($BMC2$) (см. красные точки по сравнению с черными точками на "BMC"-панели как функция времени MJD).

Γ_1 оставался почти постоянным, за которым последовал переход в промежуточное состояние, во время которого Γ_1 снизился до 2.5 (см. рис. 7 и 8 [38]). Кроме того, мы наблюдали подобное поведение для рентгеновского, радио потоков и фотонных индексов во время эпизода яркой рентгеновской вспышки в 2005 году. Единственное отличие от поведения в 1997 году состоит в том, что начальная фаза в 2005 году началась с промежуточного состояния GRS 1915+105 и очень быстро перешла в высокое/мягкое состояние (см. рис. 9 и 10 [38]).

После MJD 53800 источник вернулся в промежуточное состояние, с последующим переходом в низкое/жесткое состояние при $\Gamma_1 \leq 2$ (см. рис. 10 [38] и табл. 6 [38]). Заметим, что типичные рентгеновские и радио потоки во время промежуточного состояния составляют около 40 – 60 ASM отсч/сек и ≤50 мЯн, соответственно.

1.3.2 Корреляция рентгеновского и радио излучения

Мы не нашли никакой корреляции рентгеновского и радио потоков во время изменения спектрального состояния GRS 1915+105. Также мы не нашли корреляции активности в

радиодиапазоне с вариациями фотонного индекса рентгеновского излучения (см. рис. 11 [38]). Однако мы нашли значительную корреляцию эквивалентной ширины EW линии железа с плотностью радио потока S_{15GHz} на частоте 15 ГГц (см. рис. 1.7). На рис. 1.7 мы также включили точки, недавно представленные Нельсоном и Ли [54], которые анализировали архивные наблюдения GRS 1915+105 с помощью детектора *High Energy Transmission Grating Spectrometer* (HETGS) с орбитальной рентгеновской обсерватории *Chandra*. Яркие эпизоды в состоянии с высоким потоком и мягким спектром были зарегистрированы в наблюдениях 2005 – 2006 гг. около дат MJD 53490 и MJD 53690 (см. рис. 9 и 10 [38]). Наблюдения 2005 – 2006 гг. обнаружили эволюцию фотонного индекса как функцию нормировки BMC (пропорциональной рентгеновскому потоку диска), подобную найденной ранее в наблюдениях 1997 – 1998 гг. В обоих сетах наблюдений индексы жесткой и мягкой компонент возрастают и затем насыщаются на соответствующих уровнях ≤ 3 и 4.2 (см. рис. 10 [38]). В 2005 г. индекс Γ_1 начинает насыщаться при более низком значении нормировки BMC1 (предположительно пропорциональной скорости аккреции вещества диска), чем в 1997 году.

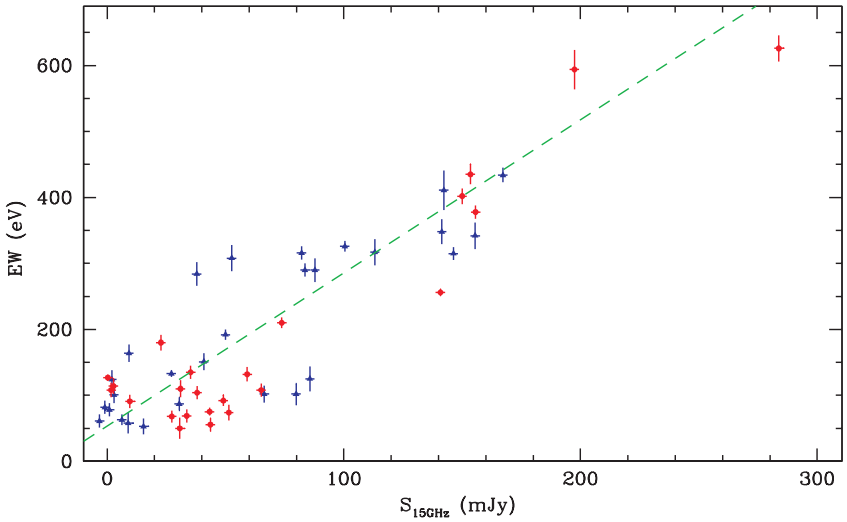

Рис. 1.7: Эквивалентная ширина EW линии железа (в эВ), зарегистрированная по данным орбитальной обсерватории $RXTE$, как функция плотности радиопотока S_{15GHz} на 15 ГГц (в мЯн), измеренного наземным радиотелескопом *Ryle Telescope*, для наблюдательных сетов 1997/2005 (синие/красные точки).

Также следует особо отметить, что в наблюдениях 1997 – 1998 и 2005 – 2006 гг. хорошо виден так называемый эффект “переключения”, который сопровождается изменением условия Можно составить общую картину “переключения”, комбинируя рис. 6 – 10 [38], из которой следует, что эти точки “переключения” соответствуют спектральным переходам между смежными состояниями, из низкого/жесткого или промежуточного в высокое/мягкое и наоборот. На рис. 1.8 мы собрали все данные для представления общей картины корреляции индекса и нормировки для стадий нарастания и спада вспышек. При сравнении левой и правой панелей, мы не нашли существенных различий в корреляционных треках, относящихся к началу и завершению спектральных переходов, в отличие от треков, которые были найдены [19] в других системах с ЧД.

Мы также нашли, что фотонный индекс рентгеновского спектра строго коррелирует с

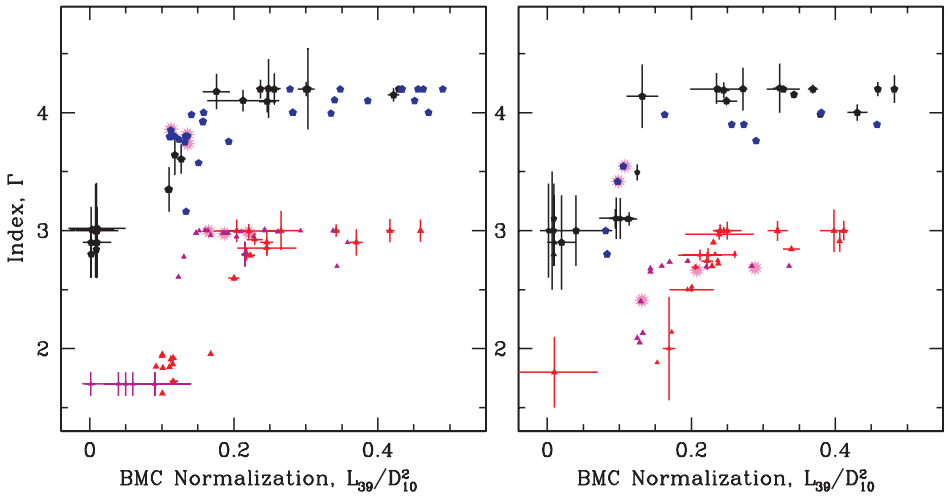

Рис. 1.8: Зависимость фотонного индекса от нормировки в BMC модели для фазы нарастания (*слева*) и спада (*справа*) рентгеновских вспышек в GRS 1915+105. Красные/синие точки соответствуют жесткой/мягкой спектральным компонентам по данным 1997 г. Малиновые и синие точки соответствуют жесткой и мягкой спектральным компонентам, соответственно, по данным 2005 г. Точки, отмеченные розовым ореолом, относятся к спектрам GRS 1915+105 в промежуточном состоянии, фитируемым также моделью, которая включает в себя "высокотемпературную чернотельную" компоненту (см. детали на рис. 1.4 и табл. 1.4).

частотой центроида КПО (см. рис. 1.9), что можно рассматривать как сильный аргумент в пользу того, что КПО и рентгеновский Комптонизированный спектр возникают в одной и той же геометрической области (Комптоновском облаке). Однако плотность радиопотока S_{15GHz} и частота КПО не коррелируют между собой при смене спектральных состояний. На рис. 1.10 показано эволюция плотности радио потока S_{15GHz} на частоте 15 ГГц (*Ryle Telescope*), скорости счета фотонов детектором RXTE/ASM и ν_{QPO} во время начальных стадий перехода во вспышке GRS 1915+105 в 1997 году (левая колонка) и в 2005 г. (правая колонка). Соответствующая панель левой колонки демонстрирует наличие КПО во время слабой активности в радио диапазоне (<30 мЯн), в то время как правая панель показывает пример наличия КПО при высоком радиопотоке (∼100 – 200 мЯн). Поскольку КПО рентгеновского излучения присутствуют независимо от уровня потока радиоизлучения, можно заключить, что проявления активности источника в радиодиапазоне и явление КПО не являются тесно связанными и, вероятно, что источники радио и рентгеновского (осциллирующего) излучения находятся в разных областях.

1.3.3 Эволюции энергетического спектра и спектра мощности во время небольших локальных радио/рентгеновских всплесков

На рис. 1.11 мы представляем детали типичной эволюции рентгеновских временных и спектральных характеристик для небольших радио/рентгеновских вспышек на примере рентгеновского всплеска во время глобальной радиовспышки GRS 1915+105 в 2005 г. На верхних панелях рис. 1.11 показана плотность радиопотока S_{15GHz} на частоте 15 ГГц (*Ryle Telescope*) и скорость счета фотонов детектором RXTE/ASM во время начальной стадии перехода глобальной вспышки GRS 1915+105 в 2005 г. (см. также рис. 9 [38]). Красные

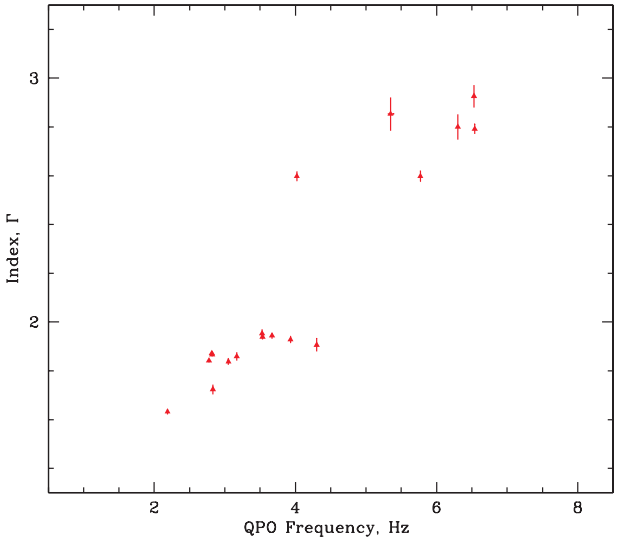

Рис. 1.9: Зависимость фотонного индекса (жесткая компонента) от величины центроида основной частоты квазипериодических осцилляций для фазы нарастания рентгеновской вспышки в GRS 1915+105 по данным RXTE (1997 г.).

точки A, B и C на панели скорости счета фотонов по данным RXTE/ASM, как функция времени, соответствуют моментам MJD = 53416, 53422, и 53442 (т.е. до, во время и после небольшой радио/рентгеновской вспышки-всплеска), соответственно. Точки A и C были выбраны как наиболее близкие, по возможности, точки к точке B (принимая во внимание временное распределение архивных данных). Точка B соответствует максимуму радио потока 300 мЯн и эквивалентной ширины, EW, 600 эВ. Отметим, что частота центроида КПО перед вспышкой (в точке A) составляет 1.8 Гц и смещается к 0.9 Гц (точка C) после всплеска. Спектры мощности (левая нижняя колонка) отложены напротив энергетических спектров (правая нижняя колонка) для трех точек A (сверху), B (посередине) и C (снизу) рентгеновской кривой блеска. В точках A и C (панели A1 и C1) видны КПО, однако в точке B (панель B1), где имеет место максимум рентгеновской вспышки, КПО отсутствует. Для фотонных спектров (правая нижняя колонка), красными точками отмечены наблюдательные данные, в то время как модель представлена составляющими, отмеченныйми синей линией для BMC1, черной линией для BMC2 и пунктирной малиновой линией для компоненты линии излучения, фитируемой моделью *laor*, соответственно. Следует также заметить, что спектральные характеристики претерпевают заметные изменения во время радио/рентгеновской вспышки. В частности, в момент пика вспышки (точка B) мягкий рентгеновский поток (2 – 12 кэВ) возрастает, по меньшей мере, в полтора раза относительно уровня до начала всплеска, хотя фотонный индекс BMC1-компоненты Γ_1 изменяется от 2.9 (точки A и C) до 3.0 (точка B), соответственно.

Мы также изучили энергетическую зависимость формы спектра мощности и переменности суммарной мощности, в зависимости от энергии фотонов. На рис. 1.11 (левая нижняя колонка) продемонстрованы два спектра мощности для двух энергетических диапазонов 2 – 15 кэВ (красный) и 15 – 30 кэВ (синий). Можно видеть, что частота низкочастотного КПО ν_{QPO} является одинаковой как для спектров мощности в низкоэнергетическом диапазоне, так и для диапазона более высоких энергий фотонов.

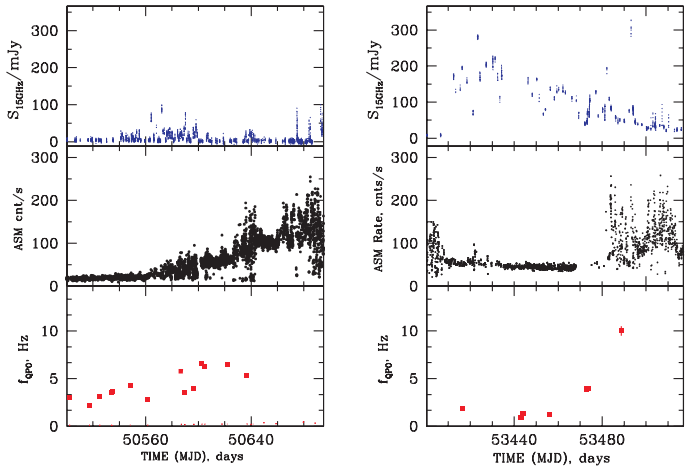

Рис. 1.10: Эволюция плотности радиопотока S_{15GHz} на 15 ГГц (*Ryle Telescope*), скорость счета по данным $RXTE$/ASM, ν_{QPO} во время фазы нарастания рентгеновской вспышки в GRS 1915+105 в наблюдательном сете 1997 г. (левая клонка) и 2005 г. (правая колонка). Здесь ν_{QPO} соответствует центроиду частоты квазипериодических осцилляций (КПО) на основной моде в спектре мощности. Левая колонка демонстрирует наличие КПО даже при слабом уровне радиопотока (<30 мЯн). Правая колонка показывет пример наличия КПО во время мощной радиовспышки (∼100 – 200 мЯн). Эти панели демонстрируют то, что сам факт появления КПО не зависит от уровня радиопотока на протяжении переходов между низкими и высокими спектральными состояниями рентгеновской вспышки.

1.4 Интерпретация и обсуждение результатов наблюдений

Перед тем, как перейти к интерпретации наблюдений, кратко суммируем их следующим образом.

• Спектральные данные GRS 1915+105 хорошо фитируются с помощью модели из двух компонентов ВМС (мягкой и жесткой) для большинства из анализируемых спектров в промежуточных и высоких/мягких состояниях (см. рис. 1.3), хотя спектры в низком/жестком состоянии, по существу, требуют только одну компоненту ВМС, поскольку в этом состоянии мягкая компонента ВМС является незначительной (см. табл. 1.1 настоящей главы и табл. 3, 4, 6 [38], а также панель S1 на рис. 1.2).

• В дополнение к двум компонентам ВМС, восемь спектров для промежуточного и высокого/мягкого состояний требуют дополнительную компоненту, которая может фитироваться с помощью “высокотемпературного чернотельного” профиля (см. рис. 1.4 и табл. 1.4).

• Индексы функции Грина каждой из этих компонент возрастают и насыщаются с ростом нормировки ВМС (пропорциональной потоку от диска). Уровни насыщения фотонного индекса для мягкого и жесткого компонентов составляют около 4.2 и 3, соответственно (см. рис. 1.8).

• Найдена строгая положительная корреляция частот КПО с величиной индекса (см. рис. 1.9) и, следовательно, с потоком от диска.

• Показано, что эквивалентная ширина линии железа коррелирует с потоком в радиодиапазоне (см. рис. 1.7).

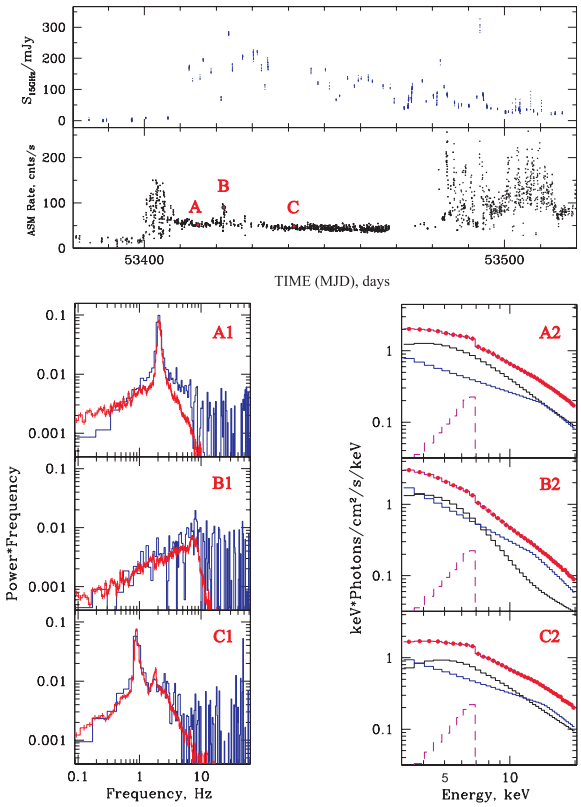

Рис. 1.11: *Верхняя панель*: эволюция плотности радиопотока S_{15GHz} на 15 ГГц (*Ryle Telescope*); скорость счета по данным *RXTE*/ASM во время фазы нарастания рентгеновской вспышки GRS 1915+105 в 2005 г. (*вторая сверху* панель), где красными точками A, B и C отмечены моменты MJD=53416, 53422 и 53442. *Снизу:* Спектры мощности [*левая колонка* для мягкого/жесткого (красный/синий, 3 – 15/15 – 30 кэВ) диапазонов] сопоставлены с энергетическими спектрами (*правая нижняя колонка*) для трех точек. кривой блеска. Для фотонных спектров (правая нижняя колонка), красными точками отмечены наблюдательные данные, в то время как модель представлена компонентами с помощью синей линии для BMC1, черной линией для BMC2 и пунктирной малиновой линией для компоненты линии, фитируемой моделью *laor*, соответственно.

- Обосновано, что эффект квазипериодических осцилляций и соответствующие величины его частот центроида не коррелируют с потоком в радиодиапазоне, когда спектр GRS 1915+105 претерпевает изменения при переходах источника между промежуточным и мягким/жестким состоянием (см. фиг. 1.10).
- Не найдено никакой корреляции между потоками в рентгеновском и радио диапазонах, и фотонным индексом рентгеновского спектра (см. рис. 11 [38]).
- Обнаружены изменения в спектре мощности и энергетическом спектре во время небольших радио/рентгеновских вспышек, а именно: момент радио/рентгеновского всплеска сопровождается исчезновением КПО особенностей в спектре мощности и, при этом энергетический спектр становится мягче, чем он был до и после всплеска (см. рис. 1.11).

1.4.1 Корреляции индекса как функция квазипериодических осцилляций и скорости аккреции вещества. Насыщение индекса

Мы подтвердили корреляцию индекса как функцию КПО в GRS 1915+105, найденную ранее в работах [12, 18]. В действительности, эта корреляция была предсказана Титарчуком и Занниасом в работе [11], где было аргументировано, что переходный слой (или Комптоновское облако), образованный между Кеплеровским диском и центральным объектом (НЗ или ЧД) сжимается и становится холоднее, когда скорость аккреции вещества диска возрастает. Наблюдательный эффект в отношении сжатия Комптоновского облака был позже продемонстрирован в работах [55, 49, 50, 56] в источниках Cyg X–1 и XTE J1650–500, соответственно. В результате сжатия переходного слоя величина ν_L низкочастотного КПО, которая предположительно представляет собой частоту осцилляции нормальной моды переходного слоя, возрастает с ростом $\dot{m}$, при условии, что ν_L обратно пропорциональна размеру переходного слоя. С другой стороны, индекс монотонно возрастает при охлаждении переходного слоя. В работе [20] представлены детали корреляционной модели для обоснования зависимости индекса от величины КПО, причем в этой работе указано, что эта корреляция является естественным следствием переходов между спектральными состояниями.

В этой главе установлена наблюдательная корреляция индекса с ν_L наряду с насыщением индекса как функции нормировки BMC (см. уравнение 6.1) для мягкого и жесткого Комптонизированных компонентов рентгеновского спектра GRS 1915+105 (см. рис. 1.8). Ниже будет показано, что параметр N_{bmc} в действительности пропорционален скорости аккреции вещества в диске. А именно, светимость диска L (как источник мягких фотонов для Комптонизации, см. например, рис. 1.1 для геометрии облучения мягкими фотонами Комптонизированной области) может быть представлена как

$$L = \frac{GM_{bh}\dot{M}}{R_*} = \eta(r_*)\dot{m}_d L_{\rm Ed}, \tag{1.2}$$

где $R_* = r_* R_{\rm S}$ представляет собой эффективный радиус, на котором имеет место основное энерговыделение в диске, $R_{\rm S} = 2GM/c^2$ – радиус Шварцшильда, $\eta = 1/(2r_*)$ – эффективность выделения гравитационной энергии, $\dot{m}_d = \dot{M}_d/\dot{M}_{crit}$ – безразмерная скорость аккреции массы в единицах критической скорости аккреции вещества $\dot{M}_{crit} = L_{\rm Ed}/c^2$ и $L_{\rm Ed}$ - Эддингтоновская светимость.

С другой стороны,

$$L_{\rm Ed} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_{\rm T}}, \tag{1.3}$$

то есть, $L_{Ed} \propto M$ и, таким образом, используя уравнения 1.2 – 1.3, мы получим, что

$$L \propto \eta(r_*)\dot{m}_d M. \tag{1.4}$$

В высоком/мягком состоянии, когда внутренний радиус диска R_* достигает своей наименьшей величины $R_* \geq 3R_{\rm S}$, эффективность выделения гравитационной энергии $\eta(r_*)$ достигает своей наибольшей величины, и, таким образом, светимость диска может далее возрастать только при дальнейшем возрастании скорости аккреции вещества (см. уравнение 1.4). При условии, что BMC-нормировка, N_{bmc}, пропорциональна величине $\dot{m}_d$ в высоком/мягком состоянии, наблюдательный эффект в отношении насыщения индекса как функции N_{bmc}, преобразуется в насыщение индекса с величиной $\dot{m}_d$.

Для интерпретации насыщения индекса, связанного с жесткой компонентой (BMC1), мы предположили, что эта компонента (BMC1) результирующего спектра образуется в сходящемся потоке на компактный объект, в нашем случае, на ЧД (см. рис. 1.1). В самом деле, в высоком/мягком состоянии температура плазмы аккреционного потока сравнима с цветовой температурой фотонов диска [20]. Поэтому для того, чтобы объяснить высокоэнергетический "хвост", наблюдаемый в высоком/мягком состоянии источников с ЧД, следует предположить наличие или неизвестного источника нетепловых электронов с высокой энергией (см., например, [57]) или учитывать эффекты передачи энергии от электронов сходящегося потока к фотонам, испускаемым из наиболее внутренней части аккреционного потока.

Оптическая глубина сходящегося потока τ пропорциональна $\dot{m}_d$, если предположить, что поток от аккреционного диска непрерывно поступает в сходящийся поток и нет других компонентов аккреционного потока (см., например, модель двухкомпонентного аккреционного потока в работе [58]. Этот эффект насыщения индекса как функция оптической толщи сходящегося потока был впервые предсказан Титарчуком и Занниасом [11] и затем впоследствии был воспроизведен в вычислениях методом Монте-Карло Лораном и Титарчуком [59].

Следует отметить, что эффект насыщения индекса является внутренним свойством сходящегося потока на ЧД при условии, что спектральный индекс $\alpha = \Gamma - 1$ обратно пропорционален параметру Комптонизации Y (см. доказательство этого в [19] и [60]), который насыщается при нарастании оптической толщи сходящегося потока или $\dot{M}$. В действительности, Y-параметр является произведением средней энергии обмена фотона в расчете на одно рассеяние $\tilde{\eta}$ и среднего числа рассеяний фотонов N_{sc}, т.е. $Y = \tilde{\eta} N_{sc}$. Для случая тепловой Комптонизации, $Y \sim (4kT/m_e c^2)\tau^2$ при условии, что в этом случае $\tilde{\eta} = 4kT/m_e c^2$ и $N_{sc} \sim \tau^2$ for $\tau \gg 1$ [61, см. например] и, таким образом, спектральный индекс для тепловой Комптонизации

$$\alpha \sim [(4kT/m_e c^2)\tau^2]^{-1}. \tag{1.5}$$

В случае сходящегося потока, предпочтительным направлением рассеяния фотонов является направление движения схождения к ЧД, то есть вдоль радиуса. Заметим, что относительное изменение энергии фотонов составляет

$$\Delta E/E = (1 - \mu_1 V_R/c)/(1 - \mu_2 V_R/c),$$

где μ_1 и μ_2 представляют собой косинусы углов между направлением скорости электронов $\mathbf{n} = \mathbf{V}_R/V_R$ и направлением входящего и выходящего (рассеянного) фотонов, соответственно.

Количество рассеяний Комптонизированных фотонов N_{sc} может быть оценено как отношение радиального характерного размера сходящегося потока L и пути свободного пробега l в направлении движения, а именно $N_{sc} \propto L/l = \tau$ при условии, что $\Delta E/E$ имеет максимум при $\mu_2 = 1$ для данного μ_1 и V_R. С другой стороны, эффективность единичного рассеяния для сходящегося потока составляет $\tilde{\eta} \propto 1/\tau$, когда $\tau \gg 1$ [64]. Следовательно, для случая динамической Комптонизации, Y-параметр не зависит от τ для высоких величин τ или безразмерной скорости аккреции $\dot{m}$. Таким образом, можно заключить, что Копмптонизационный параметр $Y = \tilde{\eta} N_{sc}$ и, следовательно, энергетический индекс $\alpha = Y^{-1}$ *насыщается на постоянной величине при возрастании оптической глубины (или скорости аккреции вещества) сходящегося потока.*

Однако величина насыщения индекса определяется температурой плазмы во время перехода [59]. Температура плазмы сильно зависит от скорости аккреции вещества в области сходящегося потока $\dot{M}_{bm}$ и его облучения фотонами диска L [6, 20]. Для более высоких $\dot{M}_{bm}$ и L температура плазмы оказывается ниже. Уровень насыщения индекса снижается при возрастании температуры плазмы в сходящемся потоке [20]. Таким образом, уровни насыщения энергии могут изменяться от источника источнику в зависимости от "эффективности" диска. С учетом рис. 1.8, можно также заметить, что индекс Γ_1 начинает свое насыщение на разных значениях нормировки ВМС ($\propto \dot{m}_d$) для разных сегментов активных состояний. В действительности, индекс должен насыщаться с ростом скорости аккреции вещества в сходящемся потоке $\dot{M}_{bm}$, которая является суммой скорости аккреции вещества в диске $\dot{m}_d$ и в субкеплеровском потоке [58]. Следовательно, можно аргументировать, что эта более низкое значение $\dot{m}_d$, на котором происходит насыщение индекса, может быть признаком наличия дополнительной (субкеплеровской) компоненты в аккреционном потоке на ЧД в GRS 1915+105.

Ранее, в 1999 году Лоран и Титарчук [59] изучили теоретическую зависимость Γ от $\dot{m}$, а также изменение чернотельного спектра диска вследствие Комптонизации в оптически толстом Комптонизационном облаке, которое образуется вследствие накопления аккрецирующего вещества в переходном слое. Фактически, они объяснили насыщения индексов мягкой и жесткой компонент результирующего спектра. В частности, в работе [59] показано, что гравитационная энергия аккреционного потока высвобождается в оптически толстом и относительно холодном переходном слое, когда скорость аккреции вещества $\dot{m}_d$ больше единицы. Уровень насыщения индекса зависит от радиальной скорости в переходном слое. Более того, в работе [59] показано, что наблюдаемый индекс насыщения мягкого компонента ВМС $\Gamma_2 \sim 4.2$ может быть воспроизведен в их моделировании методом Монте-Карло для значений радиальной скорости в переходном слое ≥ 0.05 с.

1.4.2 Связь между радио и рентгеновским излучением в GRS 1915+105

Миглари и др. [30] провели исследование корреляции между светимостью в радиодиапазоне и временными особенностями (КПО) в рентгеновском диапазоне в рентгеновских двойных системах, содержащих слабозамагниченные нейтронные звезды (НЗ) и ЧД. Заключения о найденных корреляциях [30] между радиоизлучением и КПО основаны на наблюдениях семи НЗ и одной ЧД GX 339–4. Для GX 339–4 они использовали данные только в низком/жестком состоянии, имеющем место до и после вспышки. Титарчук и Шапошников [69], основываясь на анализе данных со спутника *RXTE*, полученных от НЗ 4U 1728–34, подтвердили корреляцию излучения в радио и рентгеновском диапазонах с низкочастотными КПО на протяжении всех спектральных состояний для этого конкретного источника с НЗ. Однако мы не нашли низкое/мягкое состояние GRS 1915+105, в котором индекс Γ_1 был бы равен 1.5, как в GX 339–4 (см. [19]), и поэтому мы не можем подтвердить или опровергнуть корреляцию между радиоизлучением и КПО для низкого/жесткого состояния в GRS 1915+105, подобную найденной Миглари и др. [30] в GX 339–4.

С другой стороны, мы нашли, что низкочастотные КПО не коррелируют с потоком в радиодиапазоне, хотя они коррелируют с фотонным индексом Γ_1 жесткой компоненты на протяжении промежуточного и высокого/мягкого состояний (см. рис. 1.10 и 1.9, соответственно). Отсутствие корреляции между светимостью в радиодиапазоне и КПО может быть объяснено разным происхождением этих феноменов. В то время как эффект КПО,

вероятно, связан с осцилляциями переходного слоя (см. разд. 1.4.1), что подтверждено корреляцией между индексом и КПО; радиоизлучение предположительно происходит в ветре или джете с большим углом раскрытия. Кроме того, на основе строгой корреляции потока в радиодиапазоне и эквивалентной ширины EW линии железа (см. рис. 1.7) можно заключить, что линия железа также образуется в ветре (более подробно о формировании/образовании линий см. в [64, 70, 9]). Также отметим, что рентгеновский поток и фотонный индекс не коррелируют с радиопотоком (см. рис. 11 в работе [38]). Это может быть объяснено разными механизмами энерговыделения в рентгеновском и радиодиапазоне. Предполагается, что рентгеновское излучение формируется в наиболее внутренней части диска и в переходном слое (или т.н. Комптоновском облаке), в то время как радиоизлучение, вероятно, образуется в джете или ветре, который по-видимому запускается на периферии диска (см. например, [31, 32, 33] и [49]).

Используя вышеприведенные корреляции эквивалентной ширины EW с потоком в радиодиапазоне, мы можем предположить, что некоторая часть аккреционного потока может оттекать наружу. Вероятно, мощный отток запускается во внешних частях аккреционного диска и не удивительно, что мы можем видеть эту жесткую корреляцию эквивалентной линии железа EW с потоком в радиодиапазоне. Таким образом, имеются две возможности течения вещества: (1) в форме оттока от диска, если локальная скорость аккреции вещества в диск превышает критическую величину (которая пропорциональна радиусу; см. [49]), (2) втекание в диск, где вещество перемещается далее и, в итоге, сходится в ЧД. Эту финальную стадию аккреции мы наблюдаем в виде насыщения индекса с нарастанием потока аккрецирующего вещества (признак сходящегося потока).

Хотя не было обнаружено никакой корреляции между потоками в рентгеновском и радиодиапазоне во время переходов между спектральными состояниями, в то время как нам удалось обнаружить указание на связь между излучением в рентгеновском и радиодиапазонах во время небольших вспышечных событий (всплесков). На рис. 1.11 показан пример изменения спектральных и временных характеристик рентгеновского излучения типичной небольшой радио/рентгеновской вспышки. Как можно видеть из этого рисунка (см. нижние панели), спектры мощности и энергетические спектры отличаются в пике рентгеновского всплеска от соответствующих спектров до и после всплеска. В частности, характер изменения мягкой компоненты (BMC2) является более выраженным, при этом КПО особенности не видны в пике вспышки, хотя они присутствуют до и после вспышки. Кроме того, плоская часть (белый шум) спектра мощности в пике вспышки продолжается до более высоких частот (частота излома $\nu_b \sim 10$ Гц в момент пика, в отличие от $\nu_b \sim 2$ Гц до и после вспышки).

В разд. 1.3.3, представлены результаты исследования энергетической зависимости формы спектра мощности и переменности интегральной мощности, как функции энергии фотонов. На рис. 1.11 мы показали два спектра мощности для двух энергетических диапазонов 2 – 15 кэВ (красный) и 15 – 30 кэВ (синий). Можно видеть, что спектры мощности слабо зависят от энергетического диапазона. Поэтому, можно предположить, что размеры областей L_{CC} излучения фотонов, связанные с этими двумя энергетическими диапазонами, являются одинаковыми. В самом деле, в работе [71] показано, что частота КПО ν_{QPO} пропорциональна отношению магнитоакустический (плазменной) скорости V_{MA} и размеру L_{CC} Комптоновского облака и, следовательно, можно сделать заключение, что области излучения являются одинаковыми, в силу совпадения частот центроидов КПО ν_{QPO} для этих двух энергетических диапазонов.

В этом контексте, Лайтман и Иэрдлей [73] предположили, что тонкий диск всегда

является нестабильным во внутренней области, когда давление излучения доминирует над давлением газа. На основе численного моделирования, Лайтман [72] обнаружил, что внутренняя область диска вокруг ЧД характеризуется секулярной неусточивостью в отношении сгусткообразования газа в кольца, наблюдательные проявления которых могут быть видны для земного наблюдателя в виде радио/рентгеновских вспышек. Мы можем предположить, что усиление мягкой и жесткой компонент в наблюдаемом рентгеновском спектре в момент пика вспышки (из сравнения панелей B2, A2, и C2 согласно рис. 1.11) может быть признаком того, что давление излучения начинает доминировать во внутренней области диска. С другой стороны, признак разрушения некоторой части наиболее внутренней области диска, как эффект неусточивости высокого давления, должен быть виден в спектре мощности. Титарчук и др. [49] привели аргументы в пользу того, что частота излома $\nu_d = 1/t_{visc} \sim \hat{\nu}/R^2$, где $\hat{\nu}$ – вязкость, t_{visc} – временной масштаб вязкости и R – радиальный размер внутренней части диска. С учётом возрастания ν_b в момент пика вспышки (из сравнения панелей B1 и A1, и C1 согласно рис. 1.11), можно предположить, что размер R уменьшается при возрастании ν_b, т.е., по-видимому, некоторая часть наиболее внутренней области диска разрушается.

В терминах диффузионной теории, эта дисковая неусточивость возникает на внутреннем участке, где вязкостное напряжение W является убывающей функцией поверхностной плотности Σ и, таким образом, эффективный коэффициент диффузии нелинейного уравнения для Σ становится здесь *отрицательным* (см. уравнения (4) – (5) в работе [73]). С другой стороны, в подходе, развитом Макеевым и Титарчуком получен вывод об этой дисковой неусточивости, как решение уравнения линейной диффузии для Σ, даже в отсутствии каких-либо специальных предположений относительно природы дисковой неустойчивости (при сравнении с вышеупомянутой работой [73]). Они сделали только предположение о степенной вязкостной зависимости по диску и использовали распределение угловых скоростей [6] в переходном слое.

Кроме того, Макеев и Титарчук исследовали модель [49] формирования спектра мощности и обосновали, что эта модель предсказывает существование двух различных зон внутри переходного слоя черной дыры или нейтронной звезды с совершенно разными (противоположными) типами диффузии в отношении возмущения, имеющего место в каждой зоне. Простой факт изменения знака производной угловой скорости в уравнении линейной диффузии для Σ на критическом радиусе R_{max} приводит к отрицательному коэффициенту диффузии уравнения в интервале $R_{in} < r < R_{max}$. При этом изменение знака коэффициента диффузии на R_{max} приводит к смене (обращению) переноса углового момента, изменению его направления к центральному телу аккрецирующей системы, вместо выхода наружу, как в Кеплеровском диске. Один из рассмотренных сценариев предполагает нестабильную диффузию возмущений во внутренней зоне переходного слоя, что может быть указанием на развитие рентгеновского всплеска, следующего за радиовспышкой. При этом, отсутствие каких-либо КПО особенностей, связанных с переходным слоем, и возрастания ν_b возможно являются признаками этой неустойчивости.

1.5 Заключение

В этой главе была изучена корреляция между фотонным индексом Комтонизированного спектрального компонента, его нормировкой и частотой квазипериодических осцилляций (см. рис. 1.6, 7 – 10 [38] и 1.8 – 1.9) на основе анализа наблюдений РДС с черной дырой

GRS 1915+105, выполненных с борта орбитальной обсерватории RXTE. Впервые показано, что спектральные данные по GRS 1915+105 хорошо фитируются двумя (мягкой и жесткой) компонентами ВМС для большинства анализируемых спектров в промежуточном и высоком/мягком состояниях (см. рис. 1.3), в то время как для спектров в низком/жестком состоянии, по существу, требуется только одна компонента ВМС. Обнаружено, что в дополнение к двум компонентам ВМС, для восьми спектров в промежуточном и высоком/мягком состояниях требуется дополнительная компонента, которая может аппроксимироваться "высокотемпературным чернотельным" профилем.

Научная значимость результатов исследования этой главы состоит в том, что корреляция индекса с нормировкой (скоростью аккреции вещества), которая получена нами из наблюдений, была предсказана теорией сходящегося потока. Мы продемонстрировали, что строгое насыщение индекса, как функция потока диска, хорошо прописанное на диаграмме зависимости индекса от мягкого потока диска (рис. 1.8), представляет собой наблюдательный признак наличия сходящегося потока, который должен иметь место только в источниках с ЧД. Иными словами, этот *эффект насыщения индекса представляет надежное доказательство наличия ЧД в источнике GRS 1915+105.*

Мы также обнаружили строгую положительную корреляцию частоты центроида квазипериодических осцилляций с величиной индекса (см. фиг. 1.9) и, следовательно, с потоком диска.

Выполненный нами подробный анализ рентгеновского и радиоизлучения GRS 1915+105 показывает, что квазиперические осцилляции присутствуют в спектре мощности независимо от активности источника в радиодиапазоне во время спектрального перехода из низкого/жесткого в высокое/мягкое состояние, и обратно. В частности, квазипериодические осцилляции были обнаружены при низком уровне радиопотока, когда радиоизлучение детектировалось на уровне шума (см. левую и правую панели на рис. 1.10, соответственно). Мы не обнаружили никакой корреляции между рентгеновским и радио потоками и степенным индексом рентгеновского излучения (см. рис. 11 [38]). Однако мы установили строгую корреляцию между эквивалентной шириной линии железа (на энергиях 6.4 – 6.9 кэВ) и радиопотоком в двойной системе GRS 1915+105 (см. рис. 1.7).

С другой стороны, также важно отметить, что в этой главе выполнена проверка теоретически обоснованной зависимости спектрального индекса от темпа аккреции, по сути спектрального признака ЧД [**?**, 181], который был обнаружен в рентгеновских наблюдениях GRS 1915+105 с ЧД, идентифицированной посредством динамической оценки массы. Следует отметить универсальность и простоту практического применения этого признака, которые будут продемонстрированы в последующих двух главах диссертации при идентификации типа компактного объекта в галактическом (Гл. 2) и внегалактических (Гл. 3) источниках в ситуациях, когда традиционные методы диагностики природы компактного объекта не применимы.

Таблица 1.1: Параметры спектрального анализа наблюдений GRS 1915+105, выполненных с помощью детекторов PCA и HEXTE в энергетическим диапазоне 3 – 150 кэВ во время начальной фазы перехода в 1997 г.[a] с номерами наблюдений 20402-01-NN-NN.

ID набл.	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$\log(A_1)^b$	N_{bmc1}, L_{39}/d_{10}^2	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	$\log(A_2)^b$	N_{bmc2}, L_{39}/d_{10}^2	E_{laor}, кэВ	χ^2_{red} (dof)
-11-00	0.867(9)	0.106(4)	0.115(3)	1.84(7)	2.0	0.009(3)	-	1.09 (73)
-12-00	0.844(7)	0.102(3)	0.1105(2)	1.9(2)	2.0	0.009(2)	-	1.06 (73)
-13-00	0.92(2)	0.030(6)	0.116(1)	1.9(3)	2.0	0.002(5)	-	1.01 (73)
-16-00	0.83(1)	0.100(6)	0.1014(5)	2.0(4)	2.0	0.008(2)	-	1.07 (73)
-19-00	0.62(1)	0.137(2)	0.101(1)	1.8(2)	2.0	0.002(1)	-	1.02 (73)
-20-00	0.85(1)	0.077(8)	0.092(2)	1.9(3)	2.0	0.01(2)	-	1.05 (73)
-21-00	0.94(1)	0.050(3)	0.100(1)	2.0(4)	2.0	0.009(5)	-	1.09 (73)
-21-01	0.95(1)	0.025(3)	0.101(1)	2.0(2)	2.0	0.009(2)	-	1.06 (73)
-23-00	0.91(3)	-0.082(8)	0.112(2)	2.0(1)	2.0	0.01(3)	-	1.09 (73)
-24-00	0.72(3)	0.095(4)	0.116(5)	2.0(3)	2.0	0.01(4)	-	1.08 (73)
-28-00	1.59(2)	-0.178(8)	0.2001(2)	2.34(3)	2.0	0.109(1)	-	1.07 (73)
-29-00	0.95(2)	0.033(3)	0.159(1)	2.0(2)	2.0	0.01(3)	-	1.07 (73)
-30-01	1.59(1)	0.32(2)	0.200(8)	2.3(1)	2.0	0.110(2)	-	1.03 (73)
-31-00	1.79(2)	0.07(4)	0.223 (5)	2.6(1)	0.09(6)	0.118(5)	-	1.01 (73)
-31-02	1.80(5)	-0.11(8)	0.218(7)	2.6(1)	0.8(1)	0.127(6)	-	1.08 (73)
-33-00	1.99(6)	0.13(6)	0.22(4)	3.2(2)	0.18(1)	0.24(1)	-	1.01 (73)
-34-01	1.92(4)	0.49(9)	0.22(1)	3.1(1)	-0.18(2)	0.17(1)	-	1.07 (73)
-35-00	1.85(6)	0.030(3)	0.24(4)	3.10(9)	2.0	0.21(5)	-	0.97 (73)
-36-00	1.99(9)	-0.40(1)	0.20(1)	3.2 (1)	2.0	0.256(5)	-	0.97 (73)
-37-01	1.90(9)	-0.26(9)	0.245(9)	3.09(9)	2.0	0.24(1)	-	1.03 (73)
-38-01	1.9(1)	-1.66(8)	0.370(9)	3.20(5)	2.0	0.30(1)	6.1(0.7)	1.10 (73)
-39-02	2.0(1)	-0.58(7)	0.26(2)	3.2(3)	2.0	0.303(2)	6.1(1.5)	1.12 (73)
-41-01	2.0(1)	-1.82(9)	0.417(6)	3.15(5)	0.7(1)	0.422(8)	6.1(1.0)	1.10 (73)
-41-02	2.00(9)	-1.40(8)	0.459(2)	3.20(1)	2.0	0.429(1)	6.1(0.8)	1.08 (73)
-43-00	2.00(5)	-0.19(6)	0.342(5)	3.20(7)	2.0	0.236(3)	6.12(0.6)	1.01 (73)
-45-00	1.90(1)	-0.22(9)	0.231(2)	3.20(2)	0.47(5)	0.236(2)	5.78(1.4)	0.96 (73)

Ошибки параметров (приведенные в скобках) соответствуют уровню значимости 90%. [a] Использована спектральная модель $wabs * (bmc + bmc * highecut + laor)$. [b] Когда параметр $log(A) > 1.0$, этот параметр фиксировался на величину 2.0 (см. комментарии в тексте).

Таблица 1.2: Параметры спектрального анализа наблюдений GRS 1915+105, выполненных с помощью спектрометров PCA и HEXTE в энергетическим диапазоне 3 – 150 кэВ во время серединной фазы (слева) и фазы сада (справа) перехода в 1997 г.† с номерами наблюдений 20402-NN-NN-NN.

ID набл.	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$\log(A_1)^b$	N_{bmc1}, L_{39}/d_{10}^2	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	$\log(A_2)^b$	N_{bmc2}, L_{39}/d_{10}^2	E_{laor}, кэВ	χ^2_{red} (dof)
-01-45-02	1.84(1)	0.35(9)	0.33(1)	2.98(2)	0.56(1)	0.379(2)	6.31±0.08	1.05 (73)
-01-45-03	1.96(4)	-0.1(2)	0.23(4)	3.19(6)	0.49(2)	0.245(8)	6.10±0.08	1.01 (73)
-01-46-00	2.00(7)	0.02(1)	0.25(2)	3.1(2)	0.8(4)	0.13(2)	6.25±0.08	1.09 (73)
-01-48-00	2.00(7)	0.77(4)	0.240(6)	3.09(3)	0.15(2)	0.24(1)	6.46±0.05	1.08 (73)
-01-50-00	1.74(7)	0.16(5)	0.222(8)	3.2(2)	2.0	0.323(9)	6.48±0.01	1.02 (73)
-01-50-01	1.720(2)	2.0	0.236(1)	1.9(4)	2.0	0.02(2)	6.47±0.04	1.02 (73)
-01-51-00	1.704(2)	1.9(6)	0.226(1)	2.0(3)	2.0	0.04(5)	6.47±0.03	1.09 (73)
-01-52-01	2.00(4)	0.15(9)	0.240(6)	3.2(1)	2.0	0.271(6)	6.31±0.01	1.02 (73)
-01-52-02	2.00(8)	0.06(1)	0.320(2)	3.2(1)	2.0	0.482(5)	6.44±0.01	1.04 (73)
-01-53-00	2.00(2)	-0.46(1)	0.32(1)	3.00(7)	2.0	0.43(1)	6.10±0.01	0.99 (73)
-01-53-02	2.00(2)	-0.45(3)	0.39(1)	3.20(1)	2.0	0.32(2)	6.18±0.07	1.01 (73)
-01-54-00	1.99(8)	2.0	0.412(6)	3.20(3)	2.0	0.369(7)	6.19±0.08	1.02 (73)
-01-55-00	0.8(3)	0.08(6)	0.01(6)	3.15(3)	0.322(1)	0.426(4)	6.25±0.09	1.02 (73)

† Обозначения те же, что и в таблице 1.1.

Таблица 1.3: Параметры спектрального анализа наблюдений GRS 1915+105, выполненных с помощью спектрометров PCA и HEXTE в энергетическим диапазоне 3 – 150 кэВ во время финальной фазы перехода в 1997 г.† с номерами наблюдений 30NNN-NN-NN-NN.

ID набл.	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$\log(A_1)^b$	N_{bmc1}, L_{39}/d_{10}^2	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	$\log(A_2)^b$	N_{bmc2}, L_{39}/d_{10}^2	E_{laor}, кэВ	χ^2_{red} (dof)
184-01-01-00	1.81(2)	0.32(2)	0.260(1)	2.0(3)	2.0	0.009(1)	5.75(1.2)	1.09 (73)
703-01-14-00	1.74(1)	0.55(2)	0.236(1)	2.0(5)	2.0	0.007(2)	6.39(0.05)	1.30 (73)
402-01-09-00*	1.50(2)	-0.32(9)	0.20(3)	2.09(5)	2.0	0.11(1)	5.7(0.3)	1.04 (71)
402-01-10-00	1.50(1)	-0.32(8)	0.1949(8)	2.09(2)	2.0	0.111(9)	5.7(0.4)	1.02 (73)
402-01-11-00	2.00(3)	1.0(2)	0.24(1)	3.2(1)	2.0	0.23(3)	5.6(0.2)	1.23 (73)
703-01-15-00	1.79(5)	0.37(6)	0.22(3)	2.1(1)	2.0	0.10(1)	6.4(0.2)	1.01 (73)
703-01-16-00	1.79(4)	0.37(6)	0.21(3)	2.10(9)	2.0	0.09(2)	6.4(0.3)	1.07 (73)
402-01-12-01	1.69(2)	0.42(3)	0.206(4)	2.10(8)	-0.5(1)	0.094(2)	5.7(0.5)	1.06 (73)
182-01-02-00	1.801(2)	2.0	0.223(2)	2.0(3)	2.0	0.009(1)	6.41(0.01)	0.99 (73)
182-01-04-01	1.0(4)	-1.953(8)	0.169(8)	2.49(6)	2.0	0.125(2)	-	1.03 (73)
402-01-17-00	1.520(3)	0.6(1)	0.200(1)	2.1(3)	2.0	0.009(2)	-	0.98 (73)
703-01-33-00	1.141(7)	0.19(1)	0.172(1)	2.0(4)	2.0	0.002(3)	-	1.07 (73)
703-01-35-00	0.88(3)	0.18(4)	0.152(2)	2.1(2)	2.0	0.009(1)	-	1.02 (73)

† Обозначения те же, что и в таблице 1.1, * наблюдение, также аппроксимируемое моделью *wabs*(bmc+bmc*highecut+laor+bbody)*, см. также параметры аппроксимации в табл. 1.4.

Таблица 1.4: Параметры модели: *wabs*(bmc*highecut+bmc+laor+bbody)* для выбранных данных промежуточного состояния. [a] Спектральный поток в энергетическом диапазоне 3 – 150 кэВ в единицах $\times 10^{-9}$ эрг/с/см^2. [b] Плотность спектрального потока в радиодиапазоне, центрированном на частоте 15 ГГц, в единицах мЯн.

Model	Parameter	30402-01-09-00	90105-05-03-05	91701-01-04-00	91701-01-42-01	91701-01-43-00	91701-01-46-00	91701-01-49-00	91701-01-
bmc1									
	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	1.50 ± 0.02	1.982 ± 0.004	1.981 ± 0.005	1.91 ± 0.01	1.91 ± 0.04	1.70 ± 0.01	1.69 ± 0.01	1.65 ± 0.01
	kT_1 (keV)	0.9 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.09 ± 0.1	0.99 ± 0.05	1.00 ± 0.01	1.02 ± 0.02	0.95 ± 0.06	0.89 ± 0.09
	N_{bmc1}	0.20 ± 0.03	0.187 ± 0.001	0.185 ± 0.002	0.129 ± 0.003	0.154 ± 0.015	0.284 ± 0.007	0.221 ± 0.008	0.143 ± 0.002
bmc2									
	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	2.09 ± 0.05	2.79 ± 0.06	2.79 ± 0.09	2.70 ± 0.06	2.7 ± 0.2	3.00 ± 0.02	2.41 ± 0.03	2.54 ± 0.07
	kT_2 (keV)	1.0 ± 0.1	1.0 ± 0.1	1.1 ± 0.1	1.0 ± 0.2	0.99 ± 0.09	1.0 ± 0.2	0.99 ± 0.08	1.1 ± 0.3
	N_{bmc2}	0.11 ± 0.01	0.112 ± 0.001	0.110 ± 0.001	0.1644 ± 0.0005	0.14 ± 0.09	0.3807 ± 0.008	0.0978 ± 0.0002	0.1055 ± 0.0005
laor									
	E_{laor} (keV)	5.7 ± 0.3	6.46 ± 0.01	6.33 ± 0.02	5.39 ± 0.01	5.39 ± 0.01	5.15 ± 0.06	6.40 ± 0.09	6.40 ± 0.02
	N_{laor}	0.073 ± 0.02	0.062 ± 0.001	0.028 ± 0.002	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.022 ± 0.002	0.016 ± 0.004	0.016 ± 0.009
	EW_{laor} (eV) (eV)	290 ± 18	378 ± 10	256 ± 15	150 ± 15	180 ± 10	108 ± 10	100 ± 10	100 ± 10
"bbody"									
	$T_{"bbody"}$ (keV)	4.1 ± 0.2	4.5 ± 0.3	4.3 ± 0.3	4.4 ± 0.2	4.68 ± 0.09	4.77 ± 0.04	4.47 ± 0.09	4.5 ± 0.1
	$N_{"bbody"}$	0.04 ± 0.01	0.011 ± 0.006	0.036 ± 0.006	0.041 ± 0.005	0.009 ± 0.001	0.024 ± 0.006	0.038 ± 0.003	0.048 ± 0.004
	$EW_{"bbody"}$ (eV)	550 ± 30	430 ± 20	490 ± 40	710 ± 50	390 ± 30	470 ± 30	540 ± 30	630 ± 40
Flux[a]									
		23.89	22.67	22.69	20.57	20.29	38.60	16.00	17.48
	χ^2 (dof)	1.04 (71)	0.96 (71)	0.97 (71)	1.01 (71)	0.92 (71)	0.93 (71)	1.06 (71)	0.95 (71)
$S_{15\,GHz}$[b]		88 ± 2	156 ± 2	140 ± 2	41 ± 2	51 ± 2	65 ± 2	40 ± 2	20 ± 2

Глава 2

Обнаружение насыщения корреляции спектрального индекса с частотой квазипериодических осцилляций и скоростью аккреции. Определение массы ЧД в двойной системе 4U 1630–47 методом скалирования (масштабирования)

2.1 Введение

Проблема определения массы ЧД в двойных системах динамическим способом тесно связана с оценками функции масс, отношения масс, а также наклонности орбиты и сопряжена с использованием, главным образом, оптических данных [74]. Для определения массы таким способом требуется знание периода двойной системы и измерение лучевых скоростей. Отсутствие рентгеновских затмений и вращательное уширение линий поглощения в спектре оптической звезды также помогают в оценке массы ЧД. Однако существует множество маломассивных двойных систем, для которых оптическое излучение не детектируется в результате межзвездного поглощения. С другой стороны, возможна оценка массы центрального объекта (например, массы ЧД) на основе рентгеновских данных и временных характеристик, даже в том случае, когда динамические методы не применимы. Отметим, что только в двойных системах, находящихся в спокойном стабильном состоянии, в которых процессы аккреции вещества прекращены или приостановлены, возможно надежное измерение Доплеровских смещений фотосферных линий при Кеплеровском вращении. Поэтому весьма актуальна оценка массы методами, альтернативными динамическому, которые, по возможности, применимы и в активных состояниях двойных систем.

Совсем недавно Шапошниковым и Титарчуком был предложен новый метод определения массы ЧД с использованием скалирования корреляций между спектральными и временными характеристиками, наблюдаемыми от многих ЧД в галактических двойных системах во время их активных состояний, а именно, при переходах между различными

спектральными состояниями ЧД [19]. Новый метод основан на использовании модели переходного слоя, предложенной Титарчуком и его коллегами еще в 1998 г. [6] (см. также работу [75]), в которой размер переходного слоя пропорционален массе ЧД. Комптонизационный параметр Y, который является произведением среднего количества рассеяний и эффективности рассеяния с возрастанием энергии, обратно пропорционален спектральному индексу α [19]. Авторы работы [6] предположили, что такая конфигурация является результатом приспосабливания кеплеровского потока (диска) к турбулентному внутреннему субкеплеровскому потоку (переходному слою, ПС). Формирование ПС вероятно связано с образованием ударных волн на радиусе такого приспосабливания. В ререльтате, аккреционный поток высвобождает свою гравитационную энергию в ПС, где его температура регулируется этим гравитационным высвобождением энергии, Комптоновским охлаждением и облучением ПС внешними мягкими фотонами диска [6, 75]. Выходящий спектр формируется в результате рассеяния с возрастанием энергии мягких фотонов (диска) в относительно горячей плазме переходного слоя. В низком/жестком состоянии ЧД, когда поток фотонов диска незначителен, температура плазмы ПС составляет $kT_e \sim 50$ кэВ и результирующий фотонный индекс $\Gamma \sim 1.9$. С другой стороны, в высоком/мягком состоянии, когда поток мягких фотонов диска доминирует при высвобождении гравитационной энергии в ПС, температура плазмы значительно падает до $5 - 10$ кэВ и фотонный индекс становится больше 2, как результат охлаждения фотонов диска и эффектов общей теории относительности [11, 59].

Хорошо известно, что различные ЧД показывают разные корреляции спектральных и временных характеристик, в частности, зависимости фотонного индекса Γ от частоты квазипериодических осцилляций ν_L и Γ от скорости аккреции вещества в зависимости от массы компактного объекта, расстояния до земного наблюдателя и наклонности орбиты двойной системы. Как уже упоминалось, в первой главе, корреляция Γ как функция ν_L в ЧД была открыта в работе [12] на основе данных *RXTE* в рамках феноменологической модели поглощенного степенного закона с завалом на высоких энергиях с учетом эмиссионной линии железа на 6.4 кэВ с Гауссовым профилем. Недавно, в работе [77] было найдено подтверждение корреляций между спектральным индексом и частотой КПО в ряде галактических двойных систем с ЧД (GX 339–4, H 1743–322 и XTE J1650–500) также по данным *RXTE*, но уже в рамках физически обоснованной модели: комбинации многотемпературного излучения диска *diskbb* [78] с моделью Компотновского рассеяния *simpl* [76] и отраженной компонентой. Однако авторы работ [12, 77] не применили эти полученные корреляции для определения массы ЧД.

В исследованиях [18, 19, 38, 179] было продемонстрировано, что эти корреляционные треки обеспечивают широкие возможности для скалирования ЧД с неизвестной массой. Недавно, применение этого метода было распространено на изучение другого класса рентгеновских источников, например, ультраяркого источника (ULX) NGC 5408 X–1 [79].

Было замечено, что наблюдаемая переменность и спектральные свойства изменяются хорошо определенным образом на протяжении всех спектральных состояний ЧД. Кроме того, эти корреляции наблюдаются во многих источниках совершенно разных светимостей. Универсальность этих корреляций позволяет предположить, что основные физические процессы являются подобными в каждом из этих источников и их наблюдаемые проявления определяются общим набором основных физических параметров.

В этой главе мы используем возможность определения массы компактного источника (возможно, ЧД) в РДС 4U 1630–47, для которой масса компактного объекта до сих пор не была оценена ни с помощью традиционных, ни каких-либо альтернативных мето-

дов (см. выше). 4U 1630–47 представляет собой рентгеновский транзиентный источник, открытый спутником *Uhuru* [80], хотя первая его вспышка была случайно зарегистрирована еще в 1986 г. спутником *Vela* 5B [413]. К настоящему времени, 4U 1630–47 является хорошо изученной РДС [82, 83, 84, 86, 87]. 4U 1630–47 относится к подклассу ультрамягких транзиентов и показывает многочисленные вспышки. 4U 1630–47 также наблюдался спутниками *Ginga* [86], *Beppo*SAX [87], INTEGRAL [98], *Chandra* [240] и *Suzaku* [90]. Его знаменитая вспышка в 1984 г. и последующая фаза спада была хорошо изучена по наблюдениям со спутника *EXOSAT* [91]. Кроме того, 4U 1630–47 относится к группе рентгеновских транзиентов, известных как рентгеновские новые [93, 94]. Предполагается, что все источники этого типа демонстрируют повторные всплески. Однако время между повторными всплесками колеблется от года до нескольких десятков лет, поэтому в некоторых случаях возможна регистрация только одного всплеска (напр., [95, 96]). Типичное время повторяемости всплеска для таких источников обычно составляет от 10 до 50 лет. В этом отношении, тот факт, что 4U 1630–47, а также GX 339–4 сравнительно часто вспыхивают, является непонятным.

Источник 4U 1630–47 лежит в направлении на Галактический центр. Наблюдения показывают, что его излучение сильно поглощено в мягких рентгеновских лучах, указывая на большое расстояние до источника (≥ 10 кпс). До сих пор от 4U 1630–47 не зарегистрировано оптическое излучение, возможно из-за сильного межзвездного поглощения ($> 20^m$) и покраснения. Именно поэтому доказательство наличия ЧД в этой системе с помощью динамического метода до сих пор отсутствует.

В силу вышеупомянутых причин, орбитальный период 4U 1630–47 остается неизвестным. Разброс оценок для количества атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения, выполненный по рентгеновским данным, очень большой: от 5×10^{22} см$^{-2}$ [91, 84] до 1.5×10^{23} см$^{-2}$ [97, 98, 87, 100, 415, 106, 107]. Эти измерения варьируются в зависимости от яркости системы и явно содержат вклад собственного поглощения системы. Так поглощение нейтрального водорода N_H на луче зрения, измеренное по данным H I радиообзора [108], составляет 2×10^{22} см$^{-2}$. Некоторые сложности исследования ИК части спектра этого источника связаны с необходимостью длительного накопления сигнала и большими разрывами в имеющихся наблюдениях для целей общего мониторирования [109]. Недавно, Августеин и его коллеги [110] успешно зарегистрировали переменный ИК-источник (K=16.1), находящийся в пределах ошибок детектирования радиоисточника, который они идентифицировали как ИК-часть излучения рентгеновского источника 4U 1630–47. Они сделали вывод о том, что 4U 1630–47 по своим рентгеновским характеристикам подобен РДС GRO J1655-40 или 4U 1543-47, содержащим вторичную компоненту раннего типа. Следует также отметить, что среди многочисленных рентгеновских вспышек, зарегистрированных от 4U 1630–47, только вспышка в 1998 г. сопровождалась радиоизлучением с проявлениями джетов [111], наблюдаемых радиотелескопами *NRAO Very Large Array* (VLA) и *Australia Telescope Compact Array* (ATCA). Основываясь на подобии рентгеновских свойств этих источников, в которых ЧД идентифицированы динамическими методами, также предполагается, что 4U 1630–47 является надежным кандидатом в ЧД [91].

В контексте классификации состояний ЧД, обсуждаемой в разд. 1.1, следует указать, что эти состояния хорошо отслеживаются с помощью КПО диагностики [177, 117], а именно, с помощью так называемых A, B и C типов КПО [112], сначала найденных в ЧД XTE J1550–564 [113, 115]. Так C-тип КПО ассоциируется с низким/жестким состоянием и промежуточным состоянием с жестким рентгеновским спектром и повышенным радиофоном [118]. Почти во всех ЧД, в которых частоты КПО коррелируют со скоростью счета

Таблица 2.1: Наблюдения 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX, используемые для спектрального анализа.

N	ID наблюдения	Время начала (UT)	Время окончания (UT)	Интервал дат, MJD	Ссылки
S1	20114001	1998, 20 февр. 04:30:02	1998, 20 февр. 16:55:45	50864.2-50864.7	[87]
S2	20114002	1998, 24 февр. 05:32:00	1998, 24 февр. 15:00:40	50868.2-50868.6	[87]
S3	20114003	1998, 7 мар. 12:23:21	1998, 8 мар. 03:52:21	50879.5-50880.1	[87]
S4	20114004	1998, 19 мар. 14:52:11	1998, 20 мар. 04:18:08	50891.6-50892.3	[87]
S5	20114005	1998, 26 мар. 17:16:48	1998, 27 мар. 09:59:27	50898.7-50899.4	[87]
S6	70566001	1998, 6 авг. 18:10:26	1998, 7 авг. 17:59:20	51031.7-51031.3	[87]
S7	70821005	1999, 8 авг. 19:26:53	1998, 10 авг. 17:33:02	51398.8-51400.1	[415]

фотонов, эти КПО характеризуются высокой амплитудой среднеквадратических флуктуаций rms. В свою очередь, КПО С-типа демонстрируют строгую корреляцию со спектральным индексом, что предусматривает возможность скалирования массы ЧД [18, 19]. В [112] показано, что тип КПО и частота в спектре мощности изменяются систематически, как функция, обратная амплитуде среднеквадратических флуктуаций rms. Это поведение обнаружено во многих ЧД и носит обобщающий характер, а также указывает на схожесть с низкочастотными КПО, наблюдаемыми в НЗ, входящих в состав маломассивных двойных систем. Кроме того, Каселла с коллегами [119] предположили, что КПО С-, В- и А-типов соответствуют осцилляциям в т.н. *horizontal, normal* и *flaring branch* состояниях (“HBO”, “NBO” и “FBO”, соответственно), наблюдаемых в системах с НЗ Z-типа[1].

На основе анализа $RXTE$ данных, в работе [98] сделан вывод о том, что 4U 1630–47 показывает многие характеристики, которые не полностью охватываются канонической классификацией состояний [1]. В частности, в работе [98] представлены указания на т.н. *фларинговое* состояние, наблюдаемое на временных масштабах порядка 10 – 100 с во время наблюдений с 2002 по 2004 г. Подобное высокоамплитудное фларинговое поведение было ранее обнаружено только в GRS 1915+105 [52]. Однако, в отличие от GRS 1915+105, рентгеновские кривые блеска 4U 1630–47 не показывают повторяющиеся фларинговые участки, видимые в GRS 1915+105.

2.2 Наблюдения

Ширикополосные энергетические спектры 4U 1630–47 были получены по совместным данным трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Beppo*SAX: *“Low Energy Concentrator Spectrometer”* (LECS; [84]) для энергетического диапазона 0.3 – 4 кэВ, *“Medium Energy Concentrator Spectrometer”* (MECS; [120]) для энергетического диапазона 1.8 – 10 кэВ и *“Phoswich Detection System”* (PDS; [121]) для энергетического диапазона 15 – 200 кэВ. Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS`. Спектральный анализ комбинированных данных проводился с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого инструмента. Относительные нормировки всех трех детекторов определялись как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Было

[1] эти специфические определения состояний НЗ и типов КПО в транзиентных двойных системах см. работе [284], пояснение классификации состояний в Z-источниках см. в главе 6, а также в Приложении А.2

Таблица 2.2: Наблюдения 4U 1630–47 обсерваторией *RXTE*

Номер сета	Интервал дат, MJD	ID наблюдения	Интервал дат, UT	Ссылки
R1	50114	00033	1996, 1 февр.	
	50206-50311	10411	1996, 3 мая – 16 авг.	[99, 105, 97]
R2	50876-50972	30172	1998, 4 мар. – 8 июня	[107, 106]
	50853-50903	30178	1998, 9 – 31 мар.	[107, 415]
	50855-50873	30188	1998, 11 февр. – 1 мар.	[107, 415]
	50988-50990	30410	1998, 24 – 26 июня	
R3	51537-51557	40112	1999, 25 дек. – 2000, 14 янв.	
	51306-51405	40418	1999, 8 мая – 15 сент.	
R4	51864-51914	50120	2000, 16 ноя. – 2001, 5 янв.	
	51917-51978	50135	2001, 8 янв. – 10 мар.	
	51980-52077	60118	2001, 12 мар. – 17 июня	
R5	52519-52654	70417	2002, 12 сент. – 2003, 16 янв.	[98, 103]
	52658-52689	70113	2003, 19 янв. – 19 февр.	[98]
	52790-53081	80117	2003, 31 мая – 2004, 17 мая	[98]

обнаружено, что полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента[2]. Кроме того, энергетические каналы спектров были перегруппипрвана в соответствии с энергетическим разрешением инструментов с использованием шаблонных файлов в пакете `GRPPHA` для улучшения отношения сигнала к шуму. При обработке всех данных *Beppo*SAX систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале. В таблице 2.1 перечислены наблюдения 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX, используемые в представленном ниже анализе.

Мы также использовали 425 наблюдений 4U 1630–47 со спутника *RXTE*, проведенных с февраля 1996 г. по май 2004 г. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерваторией RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 2.2 перечислены группы наблюдений, трассирующие эволюцию источника в разных состояниях. Данные для кривых блеска источника по результатам наблюдений монитора ASM были взяты из общедоступного архива детектора RXTE/ASM web-сайта HEASARC[3].

По данным ASM мониторинга, 4U 1630–47 демонстрирует сложную долгопериодическую переменность в энергетическом диапазоне 2 – 12 кэВ. За восемь лет (1996 – 2004) обсерваторией *RXTE* было зарегистрировано пять вспышек 4U 1630–47 (рис. 2.1). Эти вспышки следуют с рекуррентным интервалом около 600 дней [83] и сильно отличаются по форме.

Следует подчеркнуть возможное подобие между индивидуальными вспышками 4U 1630–47 и других ЧД. Например, вспышки 1996 и 1999 гг. в 4U 1630–47 подобны состояниям перехода в ЧД Cyg X–1 [88] и GX 339–4 [132], хотя вспышка 1998 г. показывает профиль с быстрым ростом и медленным спадом, который типичен для многих рентгеновских новых [95].

[2] http://heasarc.nasa.gov/docs/sax/abc/saxabc/saxabc.html
[3] http://xte.mit.edu/ASM_lc.html

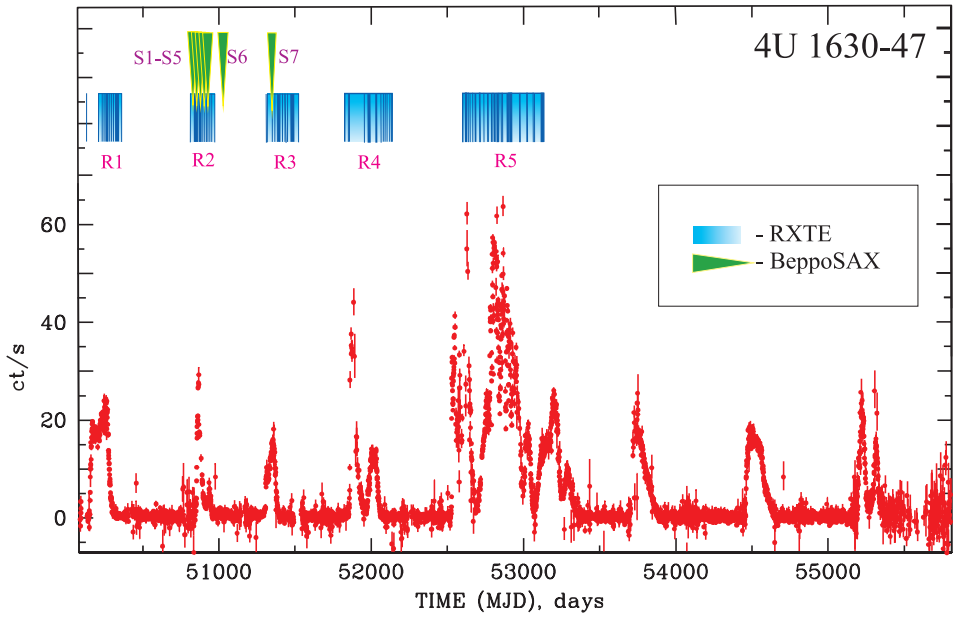

Рис. 2.1: Эволюция скорости счета ASM во время наблюдний 1996 – 2011 гг. объекта 4U 1630–47. *Синими* вертикальными полосками (на *верхней части панели*) представлено распределение по времени данных *RXTE*, использованных для спектрального анализа, при этом *голубыми* прямоугольниками указаны сеты данных *RXTE*, перечисленных в табл. 2.2 и *зелеными* треугольниками показаны данные *Beppo*SAX перечисленные в табл. 2.1.

Совместные данные детекторов PCA и HEXTE обсерватории RXTE, а также детекторов *Beppo*SAX были использованы для более жесткого ограничения спектральной аппроксимации в широком диапазоне спектра, при этом данные ASM обеспечивали информацию о состоянии объекта и интенсивности его мягкого рентгеновского излучения. Результаты наших исследований представлены подробно в следующих разделах и проведено сравнение с результатами для ЧД XTE J1550–564 с возможностью оценки массы ЧД в 4U 1630–47.

В целом, чувствительности детекторов двух рентгеновских орбитальных обсерваторий *RXTE* [36] и *Beppo*SAX [120], в сочетании с высоким временным разрешением *RXTE*, обеспечивают надежный способ комбинированного изучения спектральной и временной эволюции РДС, содержащих ЧД.

2.3 Спектральный анализ

Наша спектральная модель основана на физическом представлении аккреционных процессов, описанном ранее в разд. 1.2.1.1 главы 1 (см. рис. 2). В соответствии с этим, для спектрального анализа мы используем аддитивную модель, состоящую из Комптонизационной компоненты (*CompTB*), (модель *CompTB*[4] пакета `XSPEC`, см. [101]), чернотельной компоненты (*Blackbody*) и линии железа. Модельная компонента *CompTB* спектра характеризуется следующими параметрами: температурой “затравочных” фотонов T_s, спектральным индексом α ($\Gamma = \alpha + 1$); электронной температурой kT_e, степенью Комптонизации f [$f = A/(1 + A)$] и нормировкой чернотельной составляющей N_{com} спектра

[4]http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/xanadu/xspec/models/CompTB.html

“затравочных” фотонов.

Некоторые наблюдения показывают значительный избыток излучения на 6 – 8 кэВ, который может быть следствием наложения (блендирования) множества линий железа разной степени ионизации. Наличие такой особенности указывает на вклад дополнительной *переработки* излучения в спектре. При этом, следует отметить, что часть наблюдений удовлетворительно описывается в модели без добавления линии железа (∼30%), хотя остальные наблюдения требуют включение или двух узких K_α линий излучения железа (*Gaussian*) или одной красносмещенной K_α-линии железа (аппроксимируемой моделью *Laor* пакета `XSPEC`). Модельные фиты для некоторых спектров показывают, что модель *Laor* для описания линии является более подходящей, чем сумма двух Гауссовых компонент. Поэтому в результпрующей аддитивной спектральной модели K_α-линия железа была аппроксимирована моделью (*Laor*) [41] для всех спектров 4U 1630–47. Параметрами модели *Laor* являются энергия центроида линии E_L, коэффициент излучения, безразмерный внутренний радиус диска $r_{in} = R_{in}/R_g$ (где $R_g = GM_{BH}/c^2$), наклонность i и нормировка линии N_L (в единицах фотоны см$^{-2}$ с$^{-1}$). Здесь R_g – гравитационный радиус ЧД, G и c имеют смысл обычных констант и M_{BH} – масса ЧД. Для компоненты *Laor* мы фиксировали внутренний радиус диска на 400 R_g, как величину, используемую по умолчанию, а также фиксировали коэффициент излучения на 3. При варьировании остальных параметров, как свободных, мы получили ограничение на угол наклонности $i \sim 70°$, который был использован далее при скалировании масс ЧД в 4U 1630–47 (см. разд. 2.5.3).

В свою очередь, для аппроксимации данных в интервале 1 – 4 кэВ, мы использовали *blackbody* компоненту с параметрами: нормировкой N_{BB} и цветовой температурой kT_{BB}. Также было учтено межзвездное поглощение путем применения ко всем спектрам мультипликативной модели *wabs* с параметром N_H (количество атомов нейтрального водорода на луче зрения).

Во время процедуры аппроксимации спектров, мы также фиксированли некоторые параметры компоненты *CompTB*. Прежде всего, был фиксирован параметр $\gamma = 3$. Заметим, что в этом случае низкоэнергетический индекс “затравочного” чернотельного спектра $\gamma - 1 = 2$. Мы также фиксировали параметр $log(A) = 2$ когда аппроксимация указывала на $log(A) > 1$, поскольку в этом случае степень Комптонизации $f = A/(1 + A)$ стремится к 1 и модель становится нечувствительной к этому параметру. Мы использовали значение N_H для числа атомов нейтрального водорода на луче зрения $N_H = 7.7 \times 10^{22}$ см$^{-2}$, которое найдено в работе [415]. В результате, мы достигли удовлетворительное согласие модели и наблюдений по всем данным 4U 1630–47, полученным как *RXTE*, так и *Beppo*SAX обсерваториями.

На рис. 2.2 и 2.3 показаны примеры наилучшей аппроксимации рентгеновских спектров в рамках нашей модели для данных *Beppo*SAX и *RXTE*, соответственно. Спектральный анализ наблюдений *Beppo*SAX и *RXTE* указывает, что рентгеновские спектры 4U 1630–47 могут быть удовлетворительно аппроксимированы моделью, в которой Комптонизационная компонента опысывается моделью *CompTB*. Кроме того, для наблюдений *Beppo*SAX в широком энергетическом диапазонеэта спектральная модель позволяет описать фотоэлектрическое поглощение на низких энергиях ($E < 3$ кэВ) и подробную структуру набора K-линий железа в интервале 6 – 7 кэВ.

2.3.1 Анализ наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX

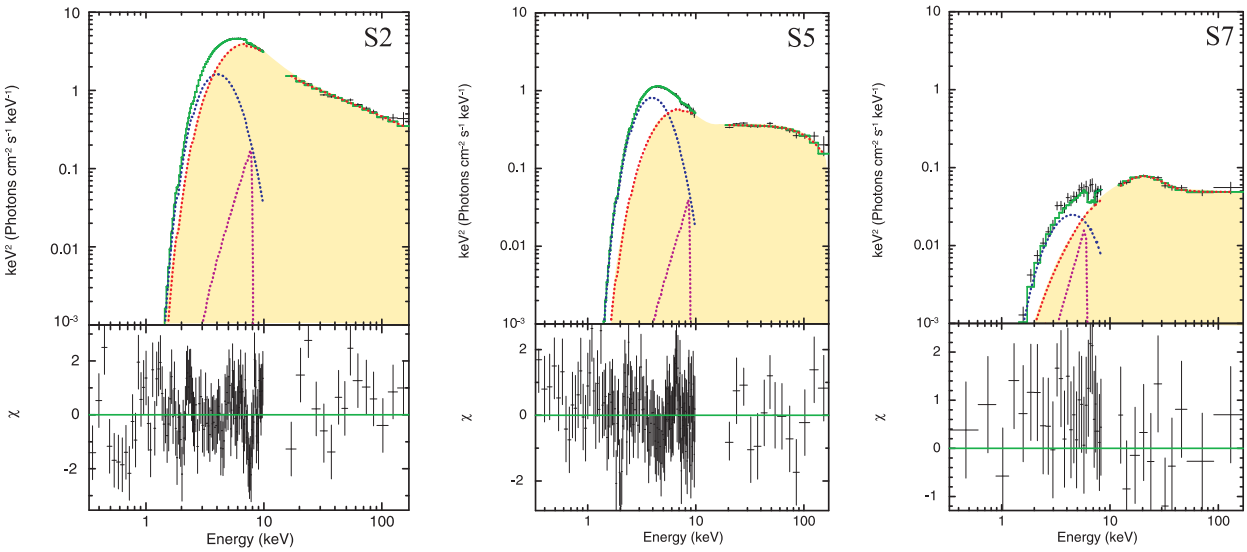

Рис. 2.2: Три типичных спектра для разных состояний 4U 1630–47 (модельный спектр показан зеленой линией) по данным *Beppo*SAX 20114002 (*левая* панель, сет “S2”, высокое/мягкое состояние), 20114005 (*центральная* панель, “S5”, промежуточное состояние) и 70821005 (*правая* панель, “S7”, низкое жесткое состояние). Наблюдательные точки показаны черными крестами, модельные спектральные компоненты указаны красной, синей и малиновой линиями для *CompTB*, *Blackbody* и *Laor*, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют эволюцию Комптонизационной компоненты *CompTB* во время переходов между высоким ($S2$) и низким ($S7$) состояниями, когда параметр нормировки N_{com} Комптонизационной компоненты монотонно снижается от 13 to $0.5{\times}L_{37}/d_{10}^2$ эрг/с/кпс^2 (см. также рис. 2.10).

Далее, на рис. 2.2 представлены три типичных спектра для разных состояний 4U 1630–47 (модельный спектр показан зеленой линией) по данным *Beppo*SAX: для наблюдений с номерами ID=20114002 (*левая* панель, сет “S2”, высокое/мягкое состояние), 20114005 (*центральная* панель, “S5”, промежуточное состояние) и 70821005 (*правая* панель, “S7”, низкое жесткое состояние). Наблюдательные точки показаны черными крестами, модельные спектральные компоненты указаны красной, синей и малиновой линиями для *CompTB*, *Blackbody* и *Laor*, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют эволюцию Комптонизационной компоненты *CompTB* во время переходов между высоким ($S2$) и низким ($S7$) состояниями, когда параметр нормировки N_{com} Комптонизационной компоненты монотонно снижается от 13 to $0.5{\times}L_{37}/d_{10}^2$ эрг/с/кпс^2 (см. также рис. 2.8 и 2.10). На *нижних панелях* приведены соответствующие отклонения $\Delta\chi$ как функция энергии фотонов (в кэВ).

Параметры наилучшей модельной аппроксимации для высокого/мягкого состояния (*левая* панель, $S2$): $\Gamma = 2.62 \pm 0.05$, $kT_e > 200$ кэВ и $E_{line} = 6.42 \pm 0.04$ кэВ [χ^2_{red}=1.16 для 127 ст.св.], при этом параметры наилучшей модельной аппроксимации для промежуточного состояния (*центральная* панель, $S5$): $\Gamma = 2.03 \pm 0.03$, kT_e=58±1 кэВ и $E_{line} = 7.08{\pm}0.06$ кэВ [χ^2_{red}=1.18 for 127 ст.св.]; и, наконец, параметры наилучшей модельной аппроксимации для низкого/жесткого состояния (*правая* панель, $S7$): $\Gamma = 2.01{\pm}0.02$, kT_e=160±50 кэВ и $E_{line} = 5.38{\pm}0.05$ кэВ [χ^2_{ref}=0.92 для 127 ст.св.].

Температура kT_{BB} компоненты *blackbody* слабо зависит от состояния источника и, в среднем, соответствует значению 0.7 кэВ (по уровню значимости 2σ). Добавление низ-

Таблица 2.3: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX в энергетическом интервале 0.3 – 200 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 90%.

ID	MJD, дни	$\alpha = \Gamma - 1$	$\log(A)$	$N_{Com}^{\dagger\dagger}$	T_s, кэВ	kT_e, кэВ	kT_{BB}, кэВ	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
20114001	50864.238	1.68(2)	0.02(1)	12.86(4)	1.49(4)	>200	0.75(2)	8.24(7)	1.05(127)
20114002	50868.254	1.62(5)	-0.18(3)	11.83(3)	1.48(3)	>200	0.74(2)	8.76(6)	1.16(127)
20114003	50879.516	1.57(6)	-0.15(5)	11.03(4)	1.64(5)	>200	0.74(2)	13.64(5)	1.08(127)
20114004	50891.620	1.00(1)	-0.04(2)	1.80(2)	1.46(6)	50(2)	0.75(3)	3.98(4)	1.10(127)
20114005	50898.720	1.03(3)	0.20(5)	1.44(2)	1.01(7)	58(1)	0.62(4)	1.96(4)	1.18(127)
70566001	51031.516	0.97(5)	2.0†††	0.59(3)	1.6(1)	140(20)	0.75(5)	0.49(4)	1.15(128)
70821005	51398.857	1.01(2)	0.02(1)	2.20(3)	1.6(2)	160(50)	0.72(9)	0.07(2)	0.92(127)

† спектральная модель $wabs * (blackbody + CompTB + Laor)$, †† параметры нормировки для компонент *blackbody* и *CompTB* в единицах L_{37}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{37} – светимость источника в единицах 10^{37} эрг/с, d_{10}^2 – расстояние до источника в единицах 10 кпс, ††† когда параметр $\log(A) > 1$, он фиксирован на 2.0 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [182]).

котемпературной чернотельной компоненты (*blackbody*) значительно улучшает качество аппроксимации для спектральных данных обсерватории *Beppo*SAX. Например, спектр 4U 1630–47 наилучшей аппроксимации в типичном низком/жестком состоянии (ID=70821005) характеризуется величиной $\chi^2_{red} = 3.7$ (129 ст.св.) для модели *без учета этой низкотемпературной чернотельной компоненты*, при этом $\chi^2_{red} = 0.92$ (127 ст.св.) для модели *с учетом низкотемпературной чернотельной компоненты*. Мы также обнаружили, что температура "затравочных" фотонов kT_s компоненты *CompTB* слабо варьируется около значения 1.6 кэВ. При обработке всех рентгеновских спектров по данным *Beppo*SAX была принята систематическая ошибка 1% в каждом энергетическом канале (см. более подробно в табл. 2.3).

Полная картина переходов объекта из низкого/жесткого состояния через промежуточное в высокое/мягкое состояние представлена на рис. 2.3, где сведены вместе спектры всех состояний для лучшей демонстрации изменения формы спектра от низкого к высокому состоянию по наблюдениям *Beppo*SAX. Следует отметить, что спектры в высоком/мягком и промежуточном состояниях характеризуются значительным вкладом мягкой компоненты (*blackbody*) и степенной участок тянется вплоть до 200 кэВ, в то время как в спектрах низкого/жесткого состояния Комптонизационная компонента доминирует, хотя *blackbody* компонента еле видна.

По данным *Beppo*SAX (см. табл. 2.1, 2.3) мы обнаружили, что спектральный индекс α монотонно возрастает от 1 до 1.7 (или спектральный индекс Γ от 2 до 2.7), когда параметр нормировки компоненты *CompTB* (или скорость аккреции вещества) изменяется в 8 раз.

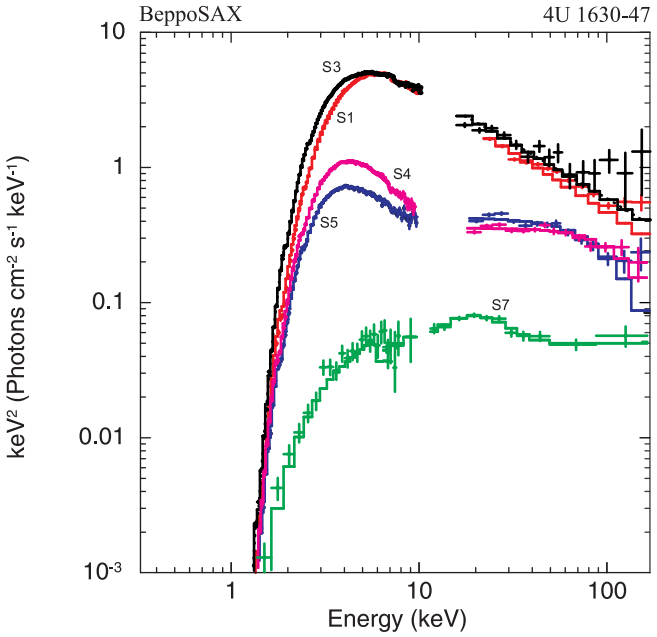

Рис. 2.3: Пять типичных спектров 4U 1630–47 в единицах EF_E по данным *Beppo*SAX 20114001 (*красный*), 20114003 (*черный*) [высокое состояние], 20114004 (*малиновый*), 20114005 (*синий*) [промежуточное состояние] и 70821005 (*зеленый*, низкое состояние).

2.3.2 Анализ наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *RXTE*

Для анализа данных спутника *RXTE* мы частично использовали информацию, полученную при моделировании спектров 4U 1630–47 по данным *Beppo*SAX. Дело в том, что детекторы *RXTE*/PCA покрывают только энергии фотонов выше 3 кэВ, и для возможности дальнейшего сравнительного анализа двух спутников (в том числе и в низкоэнергетической части рентгеновского спектра), при исследовании спектральных данных *RXTE* мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.7 кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. На рис. 2.4 показаны типичные для разных состояний спектры 4U 1630–47 по данным *RXTE*: 30172-01-18-12 ($\Gamma = 1.6$, низкое/жесткое состояние), 30172-01-04-00 ($\Gamma = 2.2$, промежуточное состояние), 80117-01-05-00 ($\Gamma = 3.0$, "сверхвысокое" состояние) и 10411-01-03-00 ($\Gamma = 2.0$, высокое/мягкое состояние). Здесь наблюдательные точки показаны черными крестами с указанием ошибок наблюдений, модельные спектральные компоненты указаны синей, красной и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Laor*, соответственно.

Параметры наилучшей модельной аппроксимации для низкого/жесткого состояния (*верхняя левая* панель): $\Gamma = 1.62\pm0.03$, kT_e=49±6 кэВ и $E_{line} = 5.86\pm0.06$ кэВ [χ^2_{red}=1.00 для 93 ст.св.]; при этом параметры наилучшей модельной аппроксимации для промежуточного состояния: (*нижняя левая* панель): $\Gamma = 2.15\pm0.02$, kT_e=41±5 кэВ и $E_{line} = 6.40\pm0.02$ кэВ [χ^2_{red}=1.35 for 93 ст.св.]; в свою очередь, наилучшей модельной аппроксимации для "сверхвысокого" состояния (*верхняя правая* панель): Γ=2.98±0.01, $kT_e > 200$ кэВ и E_{line}=6.44±0.07 кэВ [χ^2_{red}=0.97 для 93 ст.св.]; и, наконец, параметры наилучшей модельной аппроксимации для высокого/мягкого состояния (*нижняя правая* панель): $\Gamma = 1.9 \pm 0.8$, kT_e=59±1 кэВ и $E_{line} = 6.41\pm0.05$ кэВ [χ^2_{ref}=0.65 для 93 ст.св.].

Таким образом, *RXTE* наблюдения охватывают четыре спектральных состояния 4U 1630–

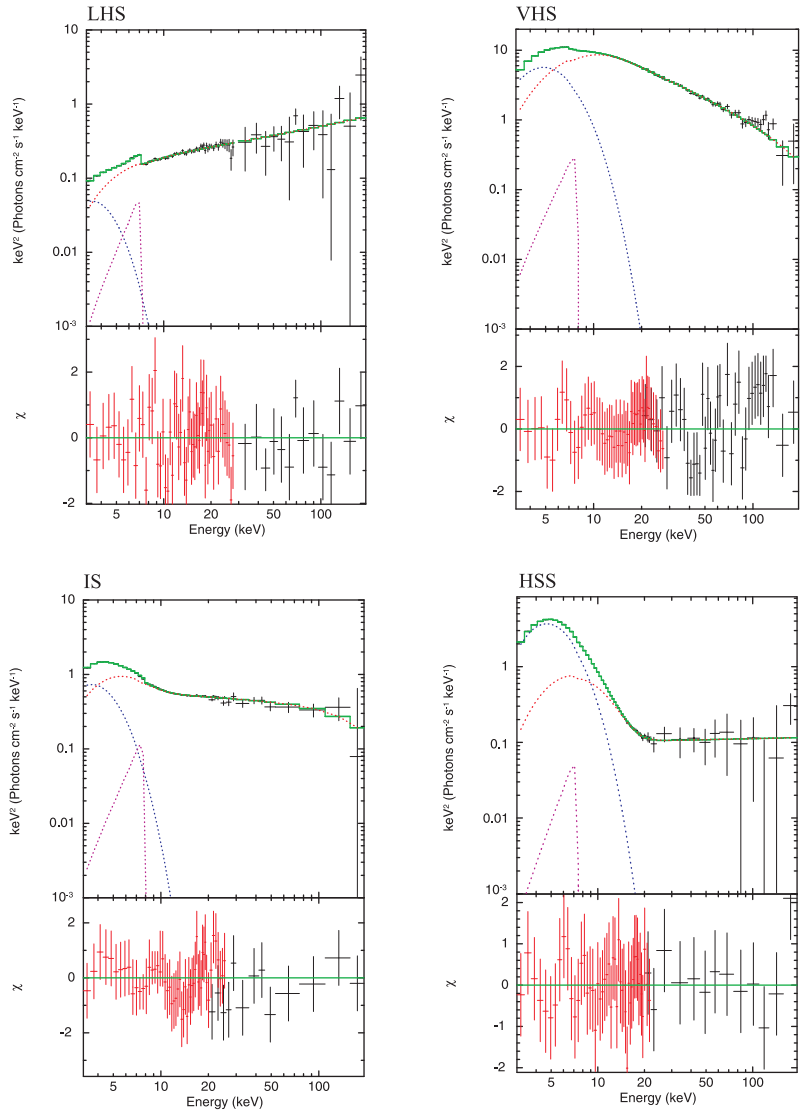

Рис. 2.4: Эволюция спектров 4U 1630–47 по данным *RXTE*: 30172-01-18-12 ($\Gamma = 1.6$, низкое/жесткое состояние), 30172-01-04-00 ($\Gamma = 2.2$, промежуточное состояние), 80117-01-05-00 ($\Gamma = 3.0$, “сверхвысокое” состояние) и 10411-01-03-00 ($\Gamma = 2.0$, высокое/мягкое состояние). Здесь наблюдаnельные точки показаны черными крестами с указанием ошибок наблюдений, модельные спектральные компоненты указаны синей, красной и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Laor*, соответственно.

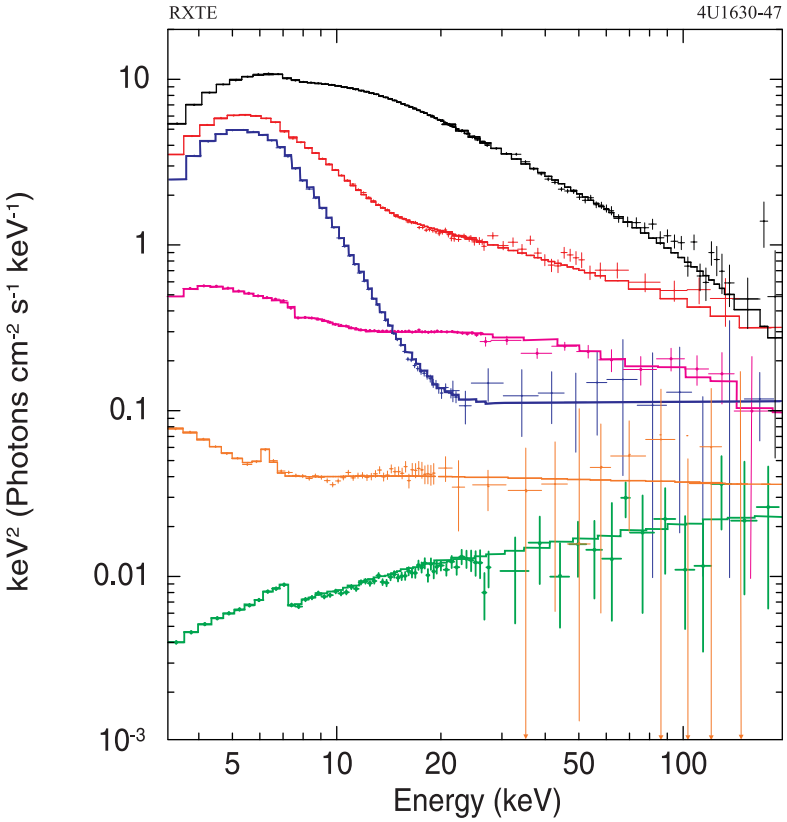

Рис. 2.5: Шесть типичных спектров 4U 1630–47 в единицах EF_E, аппроксимированных моделью $wabs * (Blackbody + CompTB + Laor)$ для разных спектральных состояний по данным *RXTE*: 30172-01-18-12 (*зеленый*, низкое/жесткое состояние), 10411-01-18-00 (*оранжевый*, низкое/жесткое состояние), 30172-01-07-00 (*малиновый*, промежуточное состояние), 70417-01-03-00 (*красный*, промежуточное состояние), 10411-01-03-00 (*синий*, высокое/мягкое состояние), 80117-01-03-00G (*черный*, "сверхвысокое" состояние). Спектры 10411-01-18-00 и 30172-01-18-12 нормированы с коэффициентами 0.5 и 0.1 для ясности.

47 и позволяют детально отследить спектральную эволюцию при переходах объекта из низкого в высокое состояние. На рис. 2.5 представлена спектральная эволюция для состояний перехода с использованием шести типичных спектров 4U 1630–47 в единицах EF_E, аппроксимированных моделью $wabs * (Blackbody + CompTB + Laor)$ для разных спектральных состояний по данным *RXTE*: 30172-01-18-12 (*зеленый*, низкое/жесткое состояние), 10411-01-18-00 (*оранжевый*, низкое/жесткое состояние), 30172-01-07-00 (*малиновый*, промежуточное состояние), 70417-01-03-00 (*красный*, промежуточное состояние), 10411-01-03-00 (*синий*, высокое/мягкое состояние), 80117-01-03-00G (*черный*, "сверхвысокое" состояние). Спектры 10411-01-18-00 и 30172-01-18-12 нормированы с коэффициентами 0.5 и 0.1 для ясности. Пример параметров наилучшей аппроксимации спектра источника и величины χ^2_{red}, включая число степеней свободы для спектров *RXTE* приведены в табл. 2.4 – 2.6 (см. также табл. 4 в [182]) для вспышки 1998 г. (сет $R2$). В частности, мы нашли, что степень облучения f компоненты $CompTB$ варьируется в широком диапазоне, от 0 до 1, при этом подвергается резким изменениям во время вспышки, что характерно для всех наблюдений.

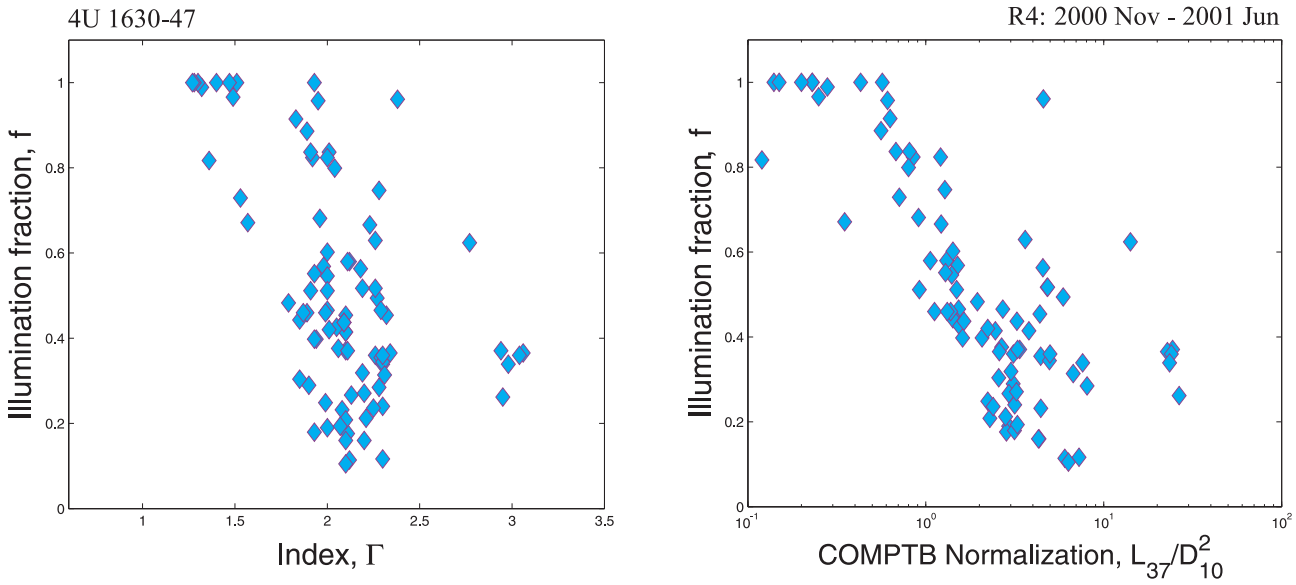

Рис. 2.6: Пример изменения степени освещенности f как функция фотонного индекса Γ (слева) и нормировки $CompTB$ (справа) для наблюдательного сета $R4$ (с ноября 2000 г. по июнь 2001 г.).

В целом, для "сверхвысокого" состояния с мягким спектром (см. синий спектр на рис. 2.5) характеризуется доминированием мягкой компоненты *blackbody* и относительно слабым вкладом степенного участка по сравнению с промежуточным и высоким/мягким состояниями. В спектрах последних состояний вклад компоненты *blackbody* оказывается существенно меньше, чем для "сверхвысокого" состояния с мягким спектром. В свою очередь, для низкого/жесткого спектра, Комптонизационная компонента является доминантной и сопровождается слабой чернотельной с оставляющей (*blackbody*), что согласуется с результатами спектрального анализа данных *Beppo*SAX. Для эволюции между низким и высоким состояниями 4U 1630–47 по данным $RXTE$ характерен монотонный рост параметра нормировки N_{com} Комптонизационной компоненты от 0.1 до $30\times L_{37}/d_{10}^2$ эрг/с/кпс^2 и увеличение фотонного индекса Γ от 1.5 до 3 (рис. 2.6). Следует подчеркнуть четкую антикорреляцию между степенью облучения f и фотонным индексом Γ, также указанную в работе [77] (в комбинации с их рис. 4, см. средние панели) для XTE J1650–500.

Томсик и др. [98] обнаружили значительный "горб" около энергий ∼20 кэВ в некоторых $RXTE$ спектрах 4U 1630–47, который не может быть удовлетворительно аппроксимирован их моделью [*wabs*(diskbb + cutoffpl+Gaussian) *smedge*]. В наших исследованиях мы нашли небольшой положительный избыток излучения на энергиях около 20 кэВ только для одного частного наблюдения $RXTE$ (ID = 50135-02-03-00), изученного в вышеуказанной работе [98].

Предыдущий анализ других РДС изредка показывает наличие "горба" в спектре на энергиях 20 кэВ в их промежуточном состоянии. Мы установили, что невозможно объяснить эту спектральную особенность в рамках только Комптоновского отражения, поскольку фотонный индекс $\Gamma > 2$ и, таким образом, отсутствует достаточное количество фотонов в спектре для эффективного формирования этого "горба при отражении" на 20 кэВ. В действительности, эта особенность может быть естественном атрибутом переработки фотонов высоких энергий при рассеянии с уменьшением энергии на относительно холодных электронах в окружающем диске или холодном оттекающем потоке, если Γ

меньше 2 [122, 64]. Лоран и Титарчук [64] продемонстрировали с помощью метода Монте-Карло, а также привели теоретические аргументы в пользу того, что "горб при отражении" никогда не возникает в результирующем спектре, если фотонный индекс спектра Г выше 2. Более того, результирующий спектр становится более крутым и деформированным по своей форме.

Следует отметить, что небольшой избыток отклонений на энергиях 10 – 20 кэВ в спектре 4U 1630–47 может быть устранен (в терминах критерия χ^2), если мы увеличим температуры kT_s и kT_{BB} от 0.6 кэВ и 1.2 кэВ, соответственно, до 0.7 кэВ и 1.4 кэВ, изменяя параметры нормировки. Таким образом, мы не нашли существенного различия в χ^2 с учетом или без учета *высокотемпературной чернотельной* компоненты. Обе модели показывают приемлемые значения $\chi^2_{red} \sim 1$. Поэтому в дальнейшем спектральном анализе мы применили модель $wabs*(Bbody+CompTB+Laor)$, которая содержит меньшее число компонент.

2.3.3 Обсуждение анализа данных и моделирования рентгеновских спектров

Наша спектральная модель, применяемая к наблюдениям 4U 1630–47 по данным *Beppo*SAX и *RXTE*, показывает хорошее согласие модели и всех наблюдений. А именно, величина χ^2_{red} оказывается меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Для небольшой части (менее 3%) анализируемых спектров с высокими статистическими показателями χ^2_{red} достигает примерно 1.5. Заметим, что эти случаи неудовлетворительного согласия модели и данных (два спектра из 425 спектров с χ^2=1.55 для 93 ст.св.), связаны с энергетическими интервалами вблизи области излучения линий железа.

Напомним, что эмиссионная особенность на энергиях линий железа 6 – 8 кэВ надежно детектируется в спектре 4U 1630–47 в низком состоянии (пониженной светимости) и видны на пределе детектирования в высоком состоянии (повышенной светимости). В некоторых предыдущих исследованиях этого объекта [87, 107] линия излучения железа даже не учитывалась, как компонента модельного спектра. Кроме того, Томсик и его коллеги [125] обнаружили линий поглощения высокоионизованного водородо- и гелиеподобного железа, что возможно указывает на наличие сильно ионизованного диска или ветра [90]. Обычно для источников с большой орбитальной наклонностью экранирование (затмение) непрерывного излучения центрального источника краем диска позволяет детектирование ветра или фотоионизированной атмосферы благодаря наблюдениям узких эмиссионных линий, которые не видны в спектре для систем с меньшими орбитальными наклонностями из-за более сильного влияния непрерывного излучения. Недавно, группа Диаса Триго [126] детектировала серию линий поглощения высокоионизованного железа (Fe XXV и Fe XXVI) по наблюдениям 4U 1630–47 с борта обсерватории XMM-*Newton*. Они обсуждают возможность происхождения этих линий в терминах ветра аккреционного диска. В свою очередь, Понти с коллегами [127] предположила, что такой ветер может в значительной степени влиять на результирующее рентгеновское излучение ЧД, особенно в двойных системах с большой наклонностью орбиты. Кроме того, в работе [100] обнаружена двойная структура эмиссионной особенности, которая была аппроксимирована двумя Гауссовыми профилями (*Gaussian*) с центроидами на 5.7 и 7.7 кэВ наряду с аддитивной моделью континуума, состоящей из т.н. *multicolor disk* ("diskbb") и *powerlaw* с использованием данных *RXTE*. Однако мы не нашли какого-либо указания на двойную структуру линий в рентгеновском спектре 4U 1630–47 в рамках нашей модели $[wabs*(Bbody+CompTB+Laor)]$.

Важно подчеркнуть, что полученные нами модельные параметры согласуются с пред-

ставленными в литературе для этих же наблюдений 4U 1630–47 обсерваторией *Beppo*SAX. В частности, фотонный индекс Γ, по оценке [87] для наблюдений $S1-S4$, составляет около 2 – 2.7 (для двух аддитивных моделей: $powerlaw + disk\ blackbody$ и $pexriv + disk\ blackbody$ model). Подобное согласие значений индексов с нашими результатами на основе разных моделей может указывать на правильность общего подхода при моделировании рентгеновских спектров и выбора сценария эволюции спектральных состояний в 4U 1630–47.

В целом, наша модель $Bbody + CompTB + Laor$ показывает хорошее согласие со спектральными наблюдениями 4U 1630–47. Что касается обобщенных моделей Комптонизации, Лоран и Титарчук [59] аргументировали, что обобщенные Комптонизационные спектры (ОКС) могут формироваться в результате комбинированного эффекта *тепловой* и *динамической* Комптонизации. Различие между моделью $CompTB$ и эффектами ОКС заключается в том, что они объясняют экспоненциальный завал в спектре, который определяется энергией электронов kT_e в случае $CompTB$ и энергией плазмы (тепловой и кинетической) в случае ОКС. Таким образом, модель $CompTB$ применима к спектрам с профилями ОКС, с указанием того, что смысл электронной температуры kT_e может быть истолкован с обобщенным значением, а именно возможного влияния эффектов тепловой и динамической Комптонизации. Иными словами, энергия завала в спектре может диктоваться комбинированным эффектом как тепловой, так и динамической Комптонизации и величина kT_e в решении наилучшего согласия модели и наблюдений, для спектральной компоненты $CompTB$, на самом деле представляет собой среднюю величину тепловой и кинетической энергии. С другой стороны, спектральный индекс α (или фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$) является мерой эффективности процесса Комптонизации. Как уже у поминалось [38], индекс α является обратной функцией параметра Y, который представляет собой произведение изменения средней энергии при одном рассеянии $\eta =< \Delta E > /E$ и числа рассеяний N_{sc} в среде (области Комптонизации).

В результате применения этой модели к данным разных спутников нам удалось оптимизировать спектральную модель 4U 1630–47 (по данным *Beppo* SAX, которые покрывают широкий энергетический диапазон от 0.3 до 200 кэВ с высоким энергетическим разрешением), а также максимально исследовать всевозможные особенности поведения источника (по данным $RXTE$, которые охватывают наиболее длительные периоды активности объекта в диапазоне 3 – 200 кэВ с высоким временным разрешением) во время переходов между состояниями.

2.4 Основные тенденции изменения характеристик рентгеновского излучения 4U 1630–47 во время вспышек

Наблюдения 4U 1630–47 демонстрируют множество разных состояний, которые достигаются объектом во время его вспышек и которые лекго ассоциируются с изменениями его энергетических спектров и спектров мощности в рентгеновских лучах. В предыдущих исследованиях 4U 1630–47 (напр., [98, 128]) уже отмечалось вспышечное поведение источника, сопровождаемое различием спектральных и временных свойств, а также различием типа кривой блеска в разных вспышкахю Однако Томсик и др. [98] (см. также более ранние исследования в [128]) для анализа разных вспышек применяли разные спектральные модели, что непременно могло вносить соответствующие различия в результирующие спектральные свойства 4U 1630–47. В отличие от них, для исследования общих характеристик спектральной эволюции 4U 1630–47, мы стремились выполнить однородный анализ,

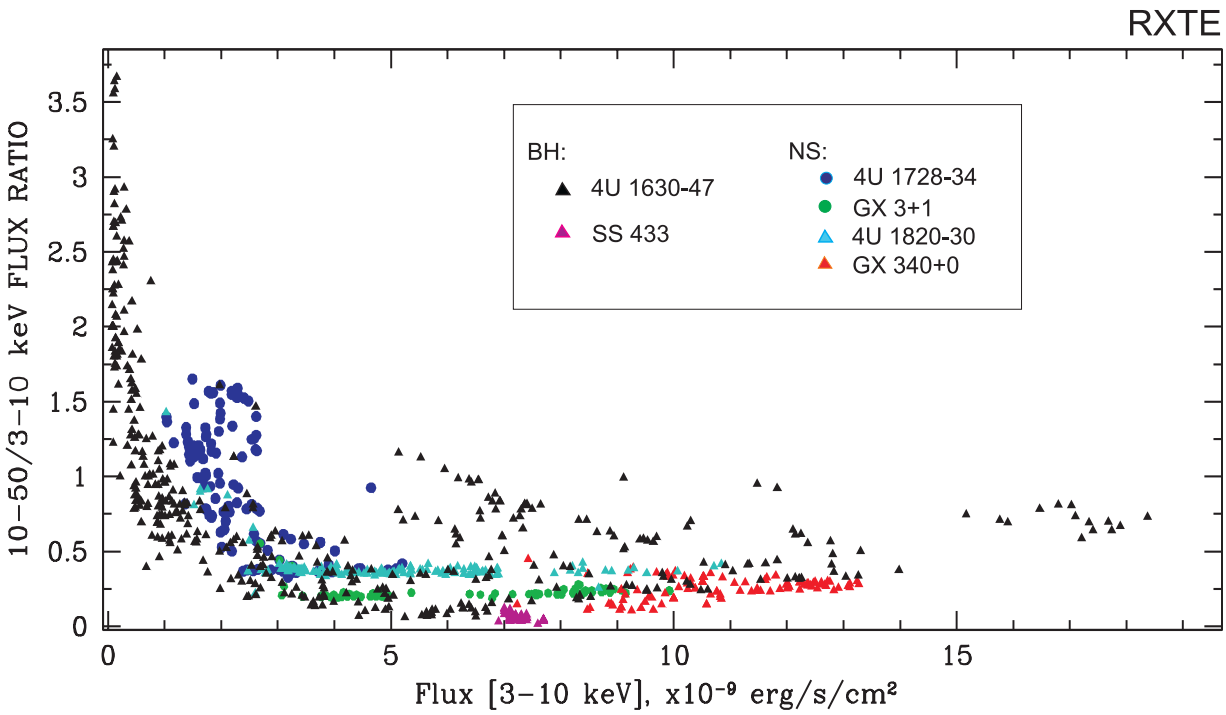

Рис. 2.7: Спектральная жесткость (10 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ) как функция потока в энергетическом диапазоне 3 – 10 кэВ для ЧД: 4U 1630–47 (*черные* треугольники), SS 433 (*фиолетовые* треугольники [184]) и для НЗ: *atoll* источников 4U 1728–34 (*синие* кружки [129]), GX 3+1 (*зеленые* кружки [130]) и 4U 1820–30 (*голубые* треугольники) и Z источника GX 340+0 (*красные* треугольники) по данным *RXTE*.

применяя одну и ту же модель ко всем наблюдениям (ко всем вспышкам) 4U 1630–47. В ходе нашего исследования, в качестве первого шага, мы построили диаграмму жесткости 4U 1630–47, которая помогла лучше понять как эволюционирует объект между разными состояниями. Заметим, что *жесткость (отношение наблюдаемых потоков) является модельно независимой и измеряется прямо из наблюдений, и непосредственно связана со спектральным индексом* (см. ниже).

На рис. 2.7 представлен коэффициент жесткости HC [10-50 кэВ/3-50 кэВ], как функция потока в диапазоне 3 – 10 кэВ (измеренного в единицах 10^{-9} эрг $с^{-1}см^{-2}$) по данным *RXTE* (*черные треугольники* соответствуют 4U 1630–47). Как можно видеть из этой диаграммы, жесткость излучения 4U 1630–47 монотонно падает при возрастании мягкого рентгеновского потока (3 – 10 кэВ). Иными словами, спектр становится существенно мягче с нарастанием потока источника, при этом коэффициент жесткости излучения насыщается при достижении объектом высоких значений потока. Хотя такая общая картина, полученная на основе диаграммы жесткости, носит скорее эмпирический характер, с другой стороны, она является строгим наблюдательным фактом, который указывает на спектральную эволюцию источника из низкого/жесткого состояния через промежуточное к высокому/мягкому состоянию.

Отметим еще один важный момент – отличие поведения 4U 1630–47 от других РДС, содержащих ЧД и НЗ, при их сравнении в терминах такой диаграммы. На рис. 2.7 мы сравниваем поведение параметра “HC”, как функцию мягкого рентгеновского потока, для

4U 1630–47 с другими наблюдаемыми ЧД: 4U 1630–47 (*черные* треугольники), SS 433 (*фиолетовые* треугольники [184]); и НЗ: *atoll* источниками 4U 1728–34 (*синие* кружки [129]), GX 3+1 (*зеленые* кружки [130]) и 4U 1820–30 (*голубые* треугольники) и Z источником GX 340+0 (*красные* треугольники) по данным *RXTE*. По мере перехода источника 4U 1630–47 из низкого/жесткого состояния к промежуточному состоянию коэффициент жесткости резко падает от 3.7 до 0.1, при этом поток в интервале 3 – 10 кэВ лишь слегка увеличивается. Когда источник совершает переход от промежуточного к мягкому состоянию, коэффициент "HC" насыщается, хотя рентгеновский поток [3 – 10 кэВ] возрастает в 10 раз, т.е. от 2 до 20×10^{-9} эрг $с^{-1}см^{-2}$. Как можно видеть из этого рисунка, диаграмма жесткости для 4U 1630–47 показывает два характерных участка, связанных с *жесткими* спектральными состояниями (вертикальный трек) и с *мягкими* состояниями (горизонтальный трек), в то время как все НЗ (за исключением 4U 1728–34) показывают только *мягкий* горизонтальный трек, протянувшийся вблизи к мягкому треку для 4U 1630–47. Уникальная стабильность (или квази-стабильность) коэффициента жесткости для НЗ, как функция мягкого рентгеновского потока [3 – 10 кэВ] является наблюдательной демонстрацией стабильности фотонного индекса Г, установленная для ряда НЗ (см. последующие главы, а также [255, 129, 130, 131]). Таким образом, можно заключить, что такая диаграмма жесткости предусматривает уникальную диагностику природы данного компактного объекта.

Интересно, что 4U 1630–47 показывает как более широкий разброс светимостей, так и более широкий диапазон степени жесткости излучения, чем любая НЗ. Этот наблюдательный признак может относиться к разным скоростям переноса вещества в системах с НЗ и ЧД. Таким образом, сравнение диаграмм жесткости, в принципе, позволяет исследование физических свойств компактных объектов, в частности, их возможной природы, непосредственно связанной с формой и локализацией треков жесткости.

Однако следующим непременным шагом является поиск наиболее общих закономерностей спектральных и временных характеристик 4U 1630–47 во время его переходов в разных вспышках в рамках физических моделей.

2.4.1 Эволюция спектральных свойств во время перехода между спектральными состояниями

В период с 1996 г. по 2004 г. по данным *RXTE* (сеты $R1$ – $R7$) было зарегистрировано семь вспышек 4U 1630–47. Для них мы стремились установить наиболее общие спектральные и временные тенденции и особенности, которые сопровождают эти переходы.

Рентгеновская кривая блеска 4U 1630–47 демонстрирует сложное поведение в широком диапазоне временных масштабов: от секунд до нескольких лет (напр., [132, 98]). Здесь мы обсуждаем переменность источника на временной шкале нескольких часов. На рис. 2.8 мы представили эволюцию наблюдательных характеристик источника и модельных параметров для всех наблюдаемых переходов. Как можно видеть из верхней панели, что все вспышки 4U 1630–47 характеризуются значительным ростом мягкого (3–10 кэВ) рентгеновского потока. Некоторые вспышечные события также сопровождаются увеличением более жесткого (10–50 кэВ) потока (см. моменты MJD 50860 и 52260 – 52290). Для таких вспышек с хорошим покрытием фаз возрастания и спада всплеска, доминирование более жесткого потока (10 – 50 кэВ) над мягким (3 – 10 кэВ) потоком может быть связано с режимом более умеренного темпа аккреции вещества. В самом деле, спектральный индекс α становится меньше в эти моменты (MJD 50860 и 52260 – 52290), чем для событий

в период 2002 — 2004 гг. (MJD 52520 – 53080, см. рис. 2.8). *Эффект смены доминирования* соотношения потоков 3 – 10 кэВ/10 – 50 кэВ соответствует смене спектральных состояний. А именно, в рамках нашей спектральной модели (см. разд. 2.3) эти переходы между спектральными состояниями четко видны, как уменьшение параметра нормировки N_{Com} и снижения спектрального индекса (см. рис. 2.8, моменты MJD 50860 и 52260 на двух нижних панелях).

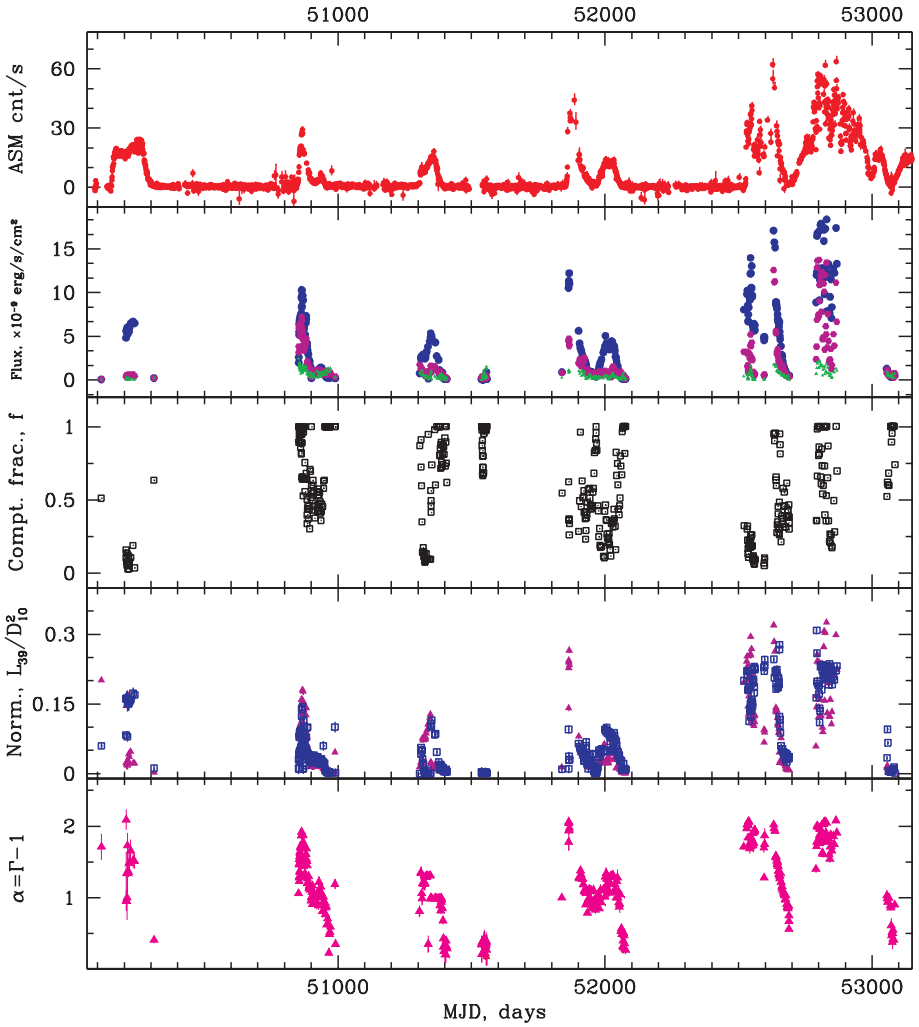

Рис. 2.8: *Сверху – вниз:* Изменение скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических интервалах 3 – 10 кэВ, 10 – 50 кэВ и 50 – 200 кэВ (*синие, фиолетовые и зеленые* точки, соответственно), степени облучения f и нормировок *CompTB* и *blackbody* (*фиолетовые* и *синие* точки, соответственно), как функция времени для всех сетов *RXTE* ($R1$ – $R7$, 1996 – 2004 гг.)

Спектральный индекс α ($= \Gamma - 1$) нарастает с мягким рентгеновским потоком, как видно из сравнения *нижней* и двух *верхних* панелей рис. 2.8. Кроме того, мы не нашли никакой существенной разницы в корреляциях между Γ и мягким рентгеновским потоком для разных вспышек, которая ранее указывалась другими авторами (напр., [98, 107]). Можно предположить, что некоторое различие между вспышками 4U 1630–47 может быть связано с изменением условий освещенности Комптоновского облака, определяемым коэф-

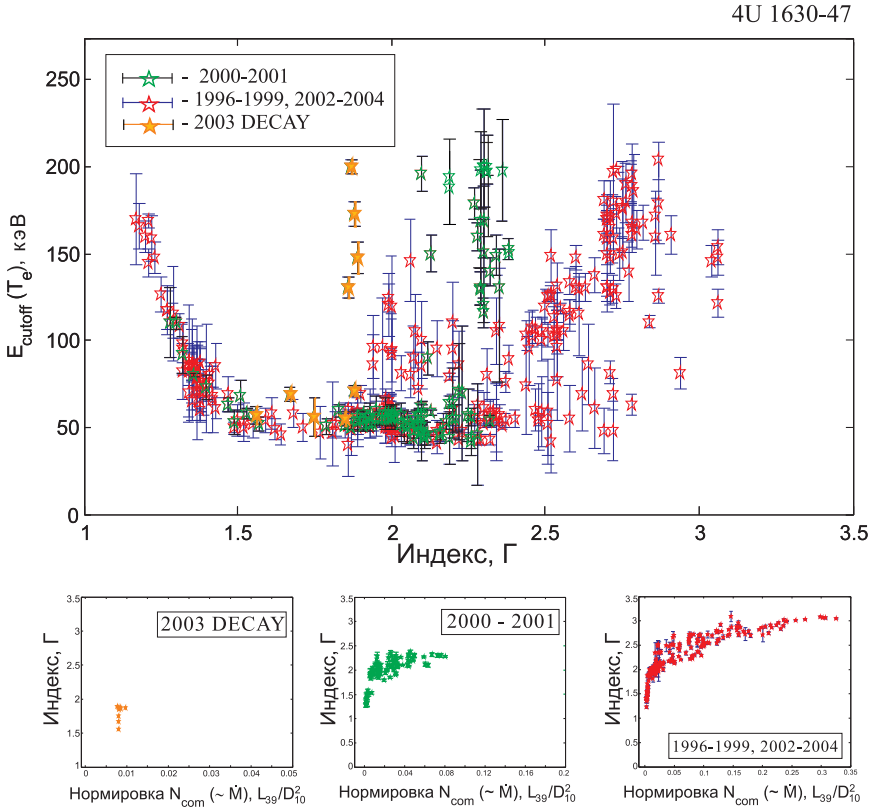

Рис. 2.9: Сверху: пороговая энергия E_{cutoff} как функция фотонного индекса по наблюдениям 4U 1630–47 со спутника RXTE. Спектральные параметры для вспышек 1996 – 1999 и 2002 – 2004/2000 – 2001/2003 гг.[финальная фаза вспышки] отмечены красными/зелеными/желтыми точками для указания соответствующих уровней насыщения $\Gamma \sim 3.0/2.3/1.9$, соотсветственно. Снизу: корреляции индекса Γ как функция нормировки $CompTB$ компоненты для всех указанных наблюдений: финальная фаза 2003 (слева), 2000 – 2001 (по центру) и 1996 – 1999 и 2002 – 2004 (справа). Корреляции демонстрируют три разных трека, которые соответствуют разным уровням насыщения индекса. Уровень насыщения индекса вероятно коррелирует с пороговой энергией E_{cutoff} (см. верхнюю панель).

фициентом облучения f. Например, превышение потока в полосе 10−50 кэВ над потоком в полосе 3 – 10 кэВ (в низком/жестком и промежуточном состояниях) главным образом возникает при высоких значениях f $(0.5 < f < 1)$.

Однако, действительно существенное различие между вспышками связано с амплитудой потока в пике вспышки, которая, по-видимому, зависит от величины $\dot{M}$. Вспышки также можно различать по уровню насыщения индекса, который достигается в момент максимума индивидуальной вспышки (см. нижние панели рис. 2.9). Более высокие уровни насыщения индекса Γ соответствуют более высоким скоростям аккреции. Однако наблюдаемый уровень насыщения индекса Γ никогда не превосходит 3, как предсказано теоретическими расчетами, выполненными Титарчуком и Занниасом еще в 1998 г. [11]. Корреляции Γ – N_{com} для всех вспышек сведены на общей диаграмме (рис. 2.10), которая дает общую картину спектральной эволюции (в терминах изменения спектрального индекса) в зависимости от $\dot{M}$ на протяжении всей вспышечной активности 4U 1630–47. Следует

заметить, что все вспышки 4U 1630–47 отличаются *низким* фоном радиоизлучения, за исключением вспышки в 1998 г., сопровождающейся *очень высоким* уровнем радиоизлучения (см. возможные объяснения активности объекта в радиодиапазоне в [133] и [134]). Мы можем предположить, что во время вспышки в 1998 г. полная скорость аккреции вещества звезды-компаньона была настолько высокой, что некоторая часть потока этого вещества начинала оттекать, способствуя значительному радиоизлучению (из-за высокого давления излучения, см. пояснение этого эффекта в [49]), в то время как остальная часть аккрецировала посредством диска на ЧД.

С использованием данных *Beppo*SAX и нашей модели, $wabs * (Bbody + CompTB + Laor)$, мы идентифицировали компоненту *blackbody*, которая имеет цветовую температуру $kT_{BB} \sim 0.6 - 0.7$ кэВ, и Комптонизационную компоненту $CompTB$ с температурой "затравочных" фотонов $kT_s \sim 1.2$ кэВ. Данные *RXTE* показывают, что kT_s варьируется в интервале $1.0 - 2.0$ кэВ, при этом kT_{BB} была фиксирована на 0.7 кэВ. Эти значения параметра kT_s отличаются от полученных Томсиком и его коллегами в [98] с использованием тех же самых данных *RXTE* (сет $R5$). В частности, в работе [98] обнаружено, что kT_s изменяется в интервале 2.7 – 3.8 кэВ для 50% спектров "сверхвысокого" состояния 4U 1630–47, хотя остальная их часть имеет температуру менее 1.8 кэВ для модели $wabs*(diskbb+powerlaw)$. Используя ту же модель, Трудолюбов и его коллеги [107] получил kT_s в диапазоне 1.2 – 1.8 кэВ для сета $R2$. Это различие величин температур "затравочных" фотонов, по сравнению с результатми Трудолюбова и Томсика и их коллег, может быть объяснено особыми характеристиками спектров для вспышек сетов $R2$ и $R5$. Однако мы показали, используя нашу спектральную модель, что величины kT_s являются примерно одинаковыми и слабо изменяются от 1 до 2 кэВ. Можно предположить, что вышеуказанное различие между [98] и нашими результатами, возможно, связано с различием используемых спектральных моделей.

2.4.2 Корреляции между спектральными и временными свойствами

Кривые блеска по данным *RXTE* были обработаны с использованием программы *powspec* пакета `FTOOLS`. Соответствующий временной анализ данных *RXTE*/PCA выполнен для широкого энергетического диапазона детектора `PCA`, с учетом его высокого временного разрешения в двух модах: *event* и *binned* модах. Были генерированы спектры мощности (СМ) в частотном интервале 0.1 – 512 Гц с миллисекундным разрешением. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. Для исследования эволюции временных свойств источника мы моделировали СМ с использованием аналитических моделей и отбирали решения путем минимизации невязок по критерию χ^2 в рамках пакета программ `QDP/PLT`[5].

Широкополосный СМ источника представлен, главным образом, шумовой компонентой (*band-limited noise, BLN*), форма которой в низком/жестком и промежуточном состояниях на низких частотах обычно характеризуется профилем и имеет слом, т.е. спектр из степенного (красный шум) становится плоским (белый шум) и аппроксимируется моделью $P_X \sim [1.0 + (x/x_*)^2]^{-in}$ [модель $KING$ в QDP/PLT]. Параметр x_* относится к частоте слома и $2 \cdot in$ описывает наклон континуума СМ после частоты слома x_*. В дополнение к плоскому континууму в низком/жестком и промежуточном состояниях СМ 4U 1630–47 часто демонстрирует КПО, форма которых аппроксимируется Лоренцианами. Для моделирования СМ в состояниях высокой светимости оказалось необходимо введение

[5] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/others/qdp/qdp.html

дополнительной степенной компоненты (*very low frequency noise*, VLFN) для возможности надлежащей аппроксимации СМ на низких частотах.

На рис. 2.11 представлена детальная картина эволюции рентгеновских временных и спектральных характеристик для вспышки 1998 г. ($R2$). На *верхней* панели этого рисунка показано изменение мягкого рентгеновского ASM потока (1.3 – 12 кэВ) во время вспышки. Мы выделили характерные моменты на кривой блеска и отметили их *красным/синим* цветом с буквенными указателями A, B и C для демонстрации СМ шести характерных моментов MJD = 50853.1/50855.8, 50856.1/50857.8 и 50862.6/50864.2, соответственно.

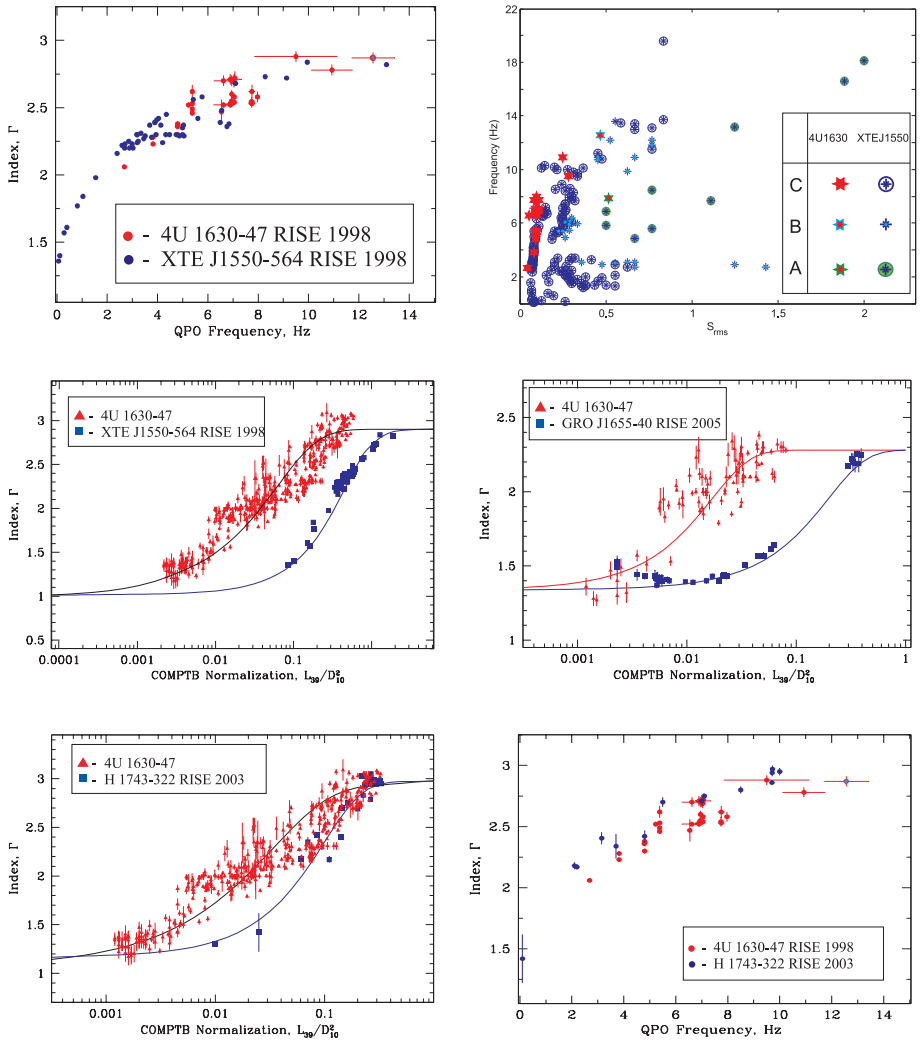

Рис. 2.10: Скалирование фотонного индекса Γ для 4U 1630–47 (красные точки) и опорных объектов XTE J1550–564, GRO J1655-40 и H 1743–322 (синие точки). На верхней правой панели представлена зависимость частоты квазипериодических колебаний как обратная функция среднего квадратического значения амплитуды S_{rms} ($S_{rms} = 1/rms$) для двух объектов (4U 1630–47 и XTE J1550–564) с указанием A-, B- и C-типов квазипериодических осцилляций.

На *левой нижней* панели рис. 2.11 построены СМ для трех наблюдений, указанных как A, B, C, при этом на *правой нижней* панели приведены соответствующие энергетические спектры в виде $E * F(E)$ диаграмм. Наблюдательные данные показаны черными

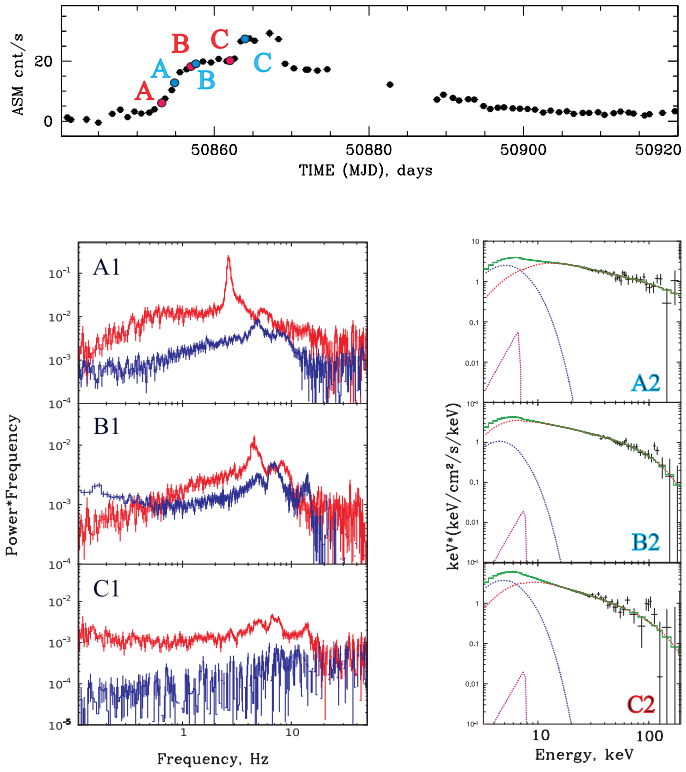

Рис. 2.11: *Верхняя панель*: эволюция мягкого рентгеновского потока источника с ЧД 4U 1630–47 в полосе энергий фотонов [1.3 – 12 кэВ], зарегистрированных телескопом ASM с борта орбитальной обсерватории RXTE во время начальной фазы вспышки 1998 г. Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты, соответствующие датам MJD=50,853.1/50,855.8, 50,856.1/50,857.8 и 50,862.6/50,864.2, соответственно. *Нижняя панель*: спектры мощности для двух энергетических диапазонов [3 – 13 кэВ, синие точки; 15 – 30 кэВ, красные точки] (левая колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (правая колонка) для точек A, B и C, отмеченными на кривой блеска. Наблюдательные данные показаны черными точками, спектральные компоненты указаны красными, синими и фиолетовыми линиями, соответствующими моделям *CompTB*, *Blackbody* и *Laor*.

точками, спектральные компоненты указаны красными, синими и фиолетовыми линиями, соответствующими моделям *CompTB*, *Blackbody* и *Laor*.

Точки A [*красная* (30178-01-01-00) и *синяя* (30178-01-03-00)] соответствуют промежуточному состоянию, в то время как точки B и C [B *красная* (30188-02-02-00), B *синяя* (30178-02-02-00), C *красная* (30178-01-10-00), C *синяя* (30188-02-14-00)] относятся are высокому/мягкому состоянию. Все эти наблюдения, за исключением 30188-02-14-00 (C *синего*), показывают СМ со значительной шумовой BLN компонентой, сопровождаемой КПО пиками. Эволюция временных свойств источника в фазе *нарастания* вспышки в 1998 г. отличается монотонным снижением полной амплитуды среднеквадратических флуктуаций rms (от 28% до 10%) и возрастанием частоты слома и частоты центроида КПО (от 2 Гц до 13 Гц). Заметим, что во время интервалов т.н. “плато” на рентгеновской кривой блеска излучение источника характеризуется стабильными величинами спектральных и временных параметров. Нарастание мягкого (1.3−12 кэВ) потока сопровождается систе-

матическим смещение частоты максимальной мощности в СМ в сторону высоких частот (см. соответствующие СМ в единицах “мощность×частота” для точек A и B). Такое представление СМ наглядно показывает относительный вклад различных частот в полную rms-переменность потока источника.

Энергетические спектры, показанные в *правой* колонке (панели A2, B2, C2) относятся к соответствующим спектрам мощности на левых панелях: A1 (точка A, *синий спектр*), B1 (точка B, *синий спектр*), C1 (точка C, *красный спектр*). $E * F(E)$-диаграммы демонстрируют эволюцию спектральных свойств 4U 1630–47 во время фазы нарастания вспышки, которая характеризуется монотонным укручением непрерывного спектра с фотонным индексом Γ от 1.5 до 3 (см. *красные* точки на рис. 13 [182]). Заметим, что подобные зависимости были обнаружены во многих РДС (напр., [19, 38, 49, 77]). Этот одновременный спектральный и временной анализ показывает, что переходы между состояниями в 4U 1630–47 находятся в соответствии с *канонической* эволюцией спектральных состояний ЧД [19]. А именно, зависимость фотонного индекса Γ от частоты КПО ([19, 38, 77] и в настоящей главе) может рассматриваться как наблюдательное доказательство наличия переходного слоя. В рамках этого сценария эти КПО вызваны осцилляциями в данном ограниченном переходном слое с частотами, равными частотам собственных колебаний конфигурации. Любая ограниченная конфигурация, в нашем случае переходный слой или Комптоновское облако, характеризуется своей собственной частотой. Для проявления этой частоты в СМ необходимо, чтобы имело место достаточное количество мощности в возбуждении этой гармоники. Не случайно то, что мы видим эти низкочастотные КПО вблизи частоты слома в СМ (более подробно о теории осцилляций ограниченной среды см. в [135]).

Следовательно, эта эволюция частоты КПО может быть интерпретирована как изменение размера переходного слоя или внутренней границы Кеплеровского аккреционного диска, где диск начинает подстраиваться к субкеплеровскому движению вещества в переходном слое. Таким образом, рентгеновский спектр формируется в относительно горячем переходном слое и эволюционирует в результате тепловой и динамической Комптонизации мягких фотонов (диска), и КПО проявляются как собственные колебания зоны переходного слоя.

Хотя точное происхождение КПО все еще является предметом многих споров и обсуждений, сопоставление их с колебаниями переходного слоя и предсказание о том, что КПО частота возрастает с ростом потока, подтверждается наблюдениями. Более того, корреляция спектрального индекса с частотой КПО, установленная для многих источников с ЧД, позволяет нам оценить массу компактного объекта в этих источниках, которая, как показано в [19], согласуется с известными “динамическими” оценками массы, полученными с использованием функции масс. В следующих разделах будет дано обоснование того, что наблюдаемые корреляционные зависимости спектральных и временных характеристик, наблюдаемые в 4U 1630–47, являются подобными полученным для других источников с ЧД [19, 77], что, в конечном итоге, позволит выполнить оценку массы ЧД в 4U 1630–47 методом масштабирования (“скалирования”).

2.5 Обсуждение

2.5.1 Насыщение индекса как возможный признак ЧД

В нашем анализе эволюции фотонного индекса Γ в 4U 1630–47 с использованием данных *RXTE* и *Beppo* SAX, мы надежно установили, что индекс насыщается, как функция

низкочастотных КПО и параметра нормировки N_{com}, который пропорционален скорости аккреции вещества диска $\dot{M}$ (рис. 2.10). Шапошников и Титарчук [19] представили строгое доказательство того, что это насыщение индекса является признаком сходящегося потока на ЧД. Фактически, спектральный индекс, характеризующий процессы Комптонизации, обратно пропорционален произведению среднего числа рассеяний N_{sc} и эффективности рассеяний η. В сходящемся потоке N_{sc} пропорционально скорости аккреции $\dot{M}$ и η обратно пропорциональна $\dot{M}$ для $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} \gg 1$ и поэтому можно ожидать проявление эффекта насыщения индекса при $\dot{m} \gg 1$. Кроме того, мы обнаружили, что индекс Γ коррелирует и насыщается при возрастании частоты КПО. К настоящему моменту соотношение между индексом и частотой КПО установлено для многих ЧД, что дает веские основания полагать, что низкочастотные КПО являются результатом процессов осцилляции в Комптоновском облаке (переходном слое).

Титарчук и его коллеги [6] предсказали, что переходный слой должен становиться более компактным с ростом скорости аккреции $\dot{M}$. Для случая ЧД в работе [181, 136] было обнаружено путем вычислений методом Монте-Карло, что индекс должен насыщаться с ростом $\dot{M}$. Факт возрастания индекса и его последующее насыщение с ростом $\dot{M}$ надежно установлено ранее в работах [19, 38, 184] и мы подтвердили этот эффект в данной работе. В частности, как можно видеть из рис. 2.10, величины Γ монотонно возрастают от 1.2 и насыщаются на финальном значении 3.

Таким образом, мы аргументируем, что рентгеновские наблюдения 4U 1630–47 обнаруживают эффект насыщения индекса с ростом скорости аккреции, который может быть признаком сходящегося потока (или наличия ЧД) в источнике. Корреляции индекса и *CompTB* нормировки (или $\dot{M}$), а также индекса и частоты КПО позволяют оценить массу ЧД в 4U 1630–47 (см. рис. 2.10 и разд. 2.5.3) даже без использования традиционных для "динамического" способа наблюдений в оптическом диапазоне.

В качестве дополнительного аргумента в пользу наличия ЧД (или горизонта событий) следует указать наблюдательный факт о том, что энергия завала в энергетическом спектра E_{cutoff} составляет около 200 кэВ (см. верхнюю панель рис. 2.9, а также [138]). Интересно, что подобный результат был получен ранее в теоретических работах [181, 136], в которых было обосновано, что для высоких значений скорости аккреции (превосходящих Эддингтоновский предел, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{\rm Edd} > 1$) энергия завала соответствует по порядку величины массе покоя электрона, $E_{cutoff} \sim a \cdot m_e c^2$, где $a \sim 0.5 - 0.7$. Поэтому случай $E_{cutoff} \geq 200$ кэВ указывает на значительный эффект сходящегося потока, который, в свою очередь, указывает на наличие горизонта событий ЧД.

Мы также обнаружили разные уровни насыщения спектрального индекса для разных вспышек (см. *нижнюю* панель рис. 2.9. Кроме того, сложное вспышечное поведение во время наиболее длительного периода активности в 2003 – 2004 гг. показывает ряд близких, но все же отдельных уровней насыщения. Так вспышка в 2003 гг. (MJD=52681.8 – 52689.1) отличается низким уровнем насыщения Γ (показан *желтыми* звездочками на рис. 2.9. Величина уровня насыщения Γ_{sat} вероятно связана со значением температуры электронов сходящегося потока kT_e. А именно, Γ_{sat} возрастает при снижении kT_e [181, 136]. Точно такое же поведение было найдено в работе [19] в XTE 1550–564 для многочисленных переходов между спектральными состояниями во время вспышки в 1998 г.

2.5.2 Немонотонное поведение энергии завала E_{cut} на высоких энергиях как функция индекса Γ

В проведенном нами спектральном анализе обнаружено немонотонное поведение энергии завала E_{cut} на высоких энергиях как функция индекса Γ в источнике 4U 1630–47 (см. рис. 2.9). На верхней панели этого рисунка показано изменение E_{cutoff} от Γ. При низких значениях индекса ($\Gamma < 2$) энергия завала E_{cutoff} снижается и достигает своего минимума в интервале 50 – 80 кэВ. Затем, для $\Gamma \sim 2$ энергия E_{cutoff} вновь начинает возрастать. Подобное поведение E_{cutoff} в зависимости от Γ было предсказано в работе [136] на основе Монте-Карло вычислений.

Кривые $E_{cut} - \Gamma$ во время вспышек в 2000 – 2002 гг., в фазе нарастания вспышки 2003 г. и во время вспышек 1996 – 1999 & 2002 – 2004 гг. сильно отличались друга от друга (см. рис. 2.9). А именно, уровни насыщения для спектров 2000 – 2001 гг. и 2003 г. (*фаза спада*) были ниже ($\Gamma \sim 2.3 - 2.4$ и $\Gamma \sim 1.8$, соответственно), чем для других спектров, в которых $\Gamma \sim 3$. Интересно заметить, что данные вспышек 2000 – 2001 гг. (*зеленые* точки) лежат ближе к данным по вспышкам 1996 – 1999 гг. и 2002 – 2004 гг. для переходов от низкого/жесткого к промежуточному состояниям (*красные* точки). Это указывает на то, что во время фазы нарастания вспышки действуют подобные режимы аккреции для всех вспышек. Затем, E_{cutoff} начинает возрастать и индекс насыщается на разных значениях Γ_{sat} для разных вспышек: $\Gamma \sim 2.3 - 2.4$ (*зеленые* звездочки для вспышек 2000 – 2001 гг.), $\Gamma \sim 1.8 - 1.9$ [*желтые* звездочки для вспышки 2003 г.(*фаза спада вспышки*)] и $\Gamma \sim 2.8 - 3$ (*красные* звездочки) для остальных вспышек 1996 – 1999 гг. и 2002 – 2004 гг. (см. рис. 2.9). В соответствии с расчетами методом Монте-Карло [136], насыщение на разных уровнях обусловлено различным значением электронной температуры kT_e, при этом более высокие значения Γ_{sat} соответствуют более низким значениям kT_e. Иными словами, при более высокой скорости аккреции температура плазмы kT_e, и соответственно эффективность тепловой Комптонизации, существенно падают. В этом случае динамическая Комптонизация доминирует над тепловой, вызывая смещение E_{cutoff} к более высоким значениям.

Зависимость $E_{cut} - \Gamma$, показанная объектом 4U 1630–47, на удивление подобна зависимости, обнаруженной в GX 339–4 в статье [139] и, в последствии, найденной в источнике XTE J1550–564 [322]. Наиболее примечательным является подобие кривой $E_{cut} - \Gamma$, показанной на рис. 2.9 для 4U 1630–47, кривым для XTE J1550–564 (см. рис. 4 в [322]). Следовательно, представленные корреляции между энергией завала и индексом для 4U 1630–47, добавляют еще другой аспект подобия этого источника с другими ЧД.

2.5.3 Определение массы черной дыры в источнике 4U 1630–47

В этом разделе мы применяем технику “скалирования” (или масштабирования), предложенную в работах [18] и [19], для получения оценки массы ЧД в 4U 1630–47 на основе рентгеновских данных. Заметим, что оценка массы ЧД в этом объекте невозможна с помощью традиционных “динамических” методов с использованием оптических данных из-за сильного межзвездного поглощения в направлении на источник.

Скалирование массы ЧД в 4U 1630–47 будет выполнено в следующих разделах с использованием ряда источников, XTE J1550–564, H 1743–322 и GRO J1655-40, выбранных в качестве опорных (“*reference*”), для которых хорошо известны масса и расстояние (см. табл. 2.7) и их корреляционные $\Gamma - N_{com}$ кривые являются самосогласованными (или самоподобными). Следует напомнить, что применение метода скалирования возможно только в

случае выполнения условий самосогласованности (самоподобия) корреляционных кривых, сформулированныех ниже.

2.5.3.1 Условия самосогласованности/самоподобия корреляционных кривых (треков) метода скалирования

Необходимым и достаточным условием операции скалирования является самоподобие корреляционных треков. А именно, корреляционные треки считаются самоподобными, если они:

- получены в рамках одинаковых Комптонизационных спектральных моделей;
- характеризуются одинаковыми уровнями насыщения индекса;
- имеют примерно одинаковые углы наклонной части корреляций и
- переменность корреляций обусловлена переходами объектов между спектральными состояниями.

При выполнении этих условий для пары ("исследуемого" и "опорного") источников, операция скалирования позволяет надежное определение массы черной дыры для исследуемого источника. Далее будет проведена операция скалирования 4U 1630–47 с тремя источниками XTE J1550–564, H 1743–322 и GRO J1655–40.

2.5.3.2 Скалирование 4U 1630–47 с XTE J1550–564

Рентгеновская Новая XTE J1550–564 является хорошо изученной РДС, содержащей ЧД, с одной из наиболее хорошо измеренными массой и расстоянием среди известных ЧД (см. табл. 2.7). Этот источник позволяет скалирование с источником 4U 1630–47 при использовании данных *RXTE* для XTE J1550–564 во время фазы нарастания его вспышки в 1998 г. Эта вспышка XTE J1550–564 в 1998 г. ранее подробно обсуждалась многими авторами (см., например [115, 19]). Они выполнили детальный анализ данных *RXTE*, полученных в интервале с 8 сентября по 16 октября 1998 г. (MJD 51069 - 51105) во время фазы интенсивного нарастания рентгеновского потока XTE J1550–564. В работе [115] обнаружены низкочастотные КПО С-типа в спектре мощности XTE J1550–564 и исследована зависимость частоты КПО от полной амплитуды среднеквадратических флуктуаций rms. Каселла и ее коллеги [119] заметили, что все типы (A, B и C) низкочастотных КПО, в частности для XTE J1550–564, образуют соответствующие треки в характерных областях на диаграмме зависимости частоты КПО от S_{rms} (обратного значения rms, см. *верхнюю* панель в *правой* колонке рис. 2.10).

Спектральный анализ этого участка кривой блеска, проведенный Шапошниковым и Титарчуком в 2009 г. [19], показал характерное изменение фотонного индекса Г от 1.4 до 2.9 в рентгеновском спектре XTE J1550–564. В частности, Г увеличивался с нарастанием частоты КПО "С-типа", образуя характерную корреляцию с участком насыщения на высоких частотах КПО (8 – 13 Гц [19], см. также верхнюю панель в левой колонке рис. 2.10) с $\Gamma_{sat} \sim 3$. Интересно, что спектральный индекс также показывает положительную корреляцию с параметром *нормировки* (пропорциональным скорости аккреции вещества) вместе с участком "плато" насыщения на одном и том же (с 4U 1630–47) уровне $\Gamma_{sat} \sim 3$ при высоких значениях параметра *нормировки*. Это поведение XTE J1550–564 во время фазы нарастания вспышки подобно эволюции спектральных и временных параметров 4U 1630–47 в терминах треков "Г-*нормировка*" и "Г-КПО". Уровни насыщения и

углы наклона соответствующих участков корреляционных треков, как функция частоты КПО и спектральной нормировки являются одинаковыми (см. *верхнюю* и *среднюю* панели в *левой* колонке рис. 2.10). Следовательно корреляции этих двух источников являются самоподобными, что позволяет применение к ним операции скалирования.

В качестве первого этапа скалирования, мы выполнили параметризацию корреляционного трека "Г-*нормировка*"/"Г-КПО *частота*" для описания перехода в терминах аналитической функции

$$F(x) = A - (D \cdot B) \ln\{\exp[(1.0 - (N/N_{tr})^{\beta})/D] + 1\}. \tag{2.1}$$

Путем подгонки этого функционального выражения к наблюдательному корреляционному треку, мы находим набор параметров A, B, D, N_{tr} и β, которые определяют форму наилучшей аппроксимации функции $F(x)$ для конкретной корреляционной кривой. Для $x \gg x_{tr}$, корреляционная функция F(x) стремится к постоянному значению A. Поэтому, параметр A представляет собой уровень насыщения индекса, параметр β соответствует индексу степенной зависимости наклонной части кривой, параметр N_{tr} является тем значением индекса Г, при котором начинается нарастание функции. Параметр D определяет меру гладкости аппроксимирующей функции в окрестности участка насыщения на уровне A. Мы скалировали данные в отношении корреляционного трека, применяя трансформацию $N \to s_N \times N$ таким образом, чтобы была достигнута наилучшая аппроксимация в терминах критерия χ^2 (здесь s_N – первый коэффициент скалирования, см. ниже).

Для XTE J1550–564 надежно известна масса ЧД, измеренная динамическим методом 9.5 ± 1.1 $M_\odot$ [137], которая согласуется с массой ЧД, полученной методом скалирования (10.7 ± 1.5 $M_\odot$ [19]). Мы используем зависимость между параметрами Г– и *нормировкой* источника XTE J1550–564 в качестве "опорных" данных при скалировании массы ЧД в 4U 1630–47 в нашем дальнейшем анализе. Опорные данные хорошо описываются функцией, задаваемой уравнением (2.1). Далее, путем подгонки функции $F(x)$ к форме трека XTE J1550–564 в терминах зависимости Г от параметра нормировки, мы варьируем значения параметров A, N_{tr}, β методом перебора. В качестве критерия приемлемости решения мы использовали метод χ^2 при минимизации невязок. Заметим, что для параметров D и B невозможно найти ограничения области решений на основе имеющихся данных. Поэтому мы фиксировали эти параметры на 1.0 и 0.6, соответственно, на основе предыдущего опыта при параметризации корреляций (табл. 4 в [19]). Наилучшие аппроксимации аналитической функцией [уравнением (2.1)] представлены на рис. 2.10 наряду с наблюдательными данными. В результате, для свободных параметров мы получили следующие значения наилучшего согласия с наблюдательными данными: A=2.94±0.08 (уровень насыщения), $N_{tr} = 0.011 \pm 0.004$, $\beta = 0.99 \pm 0.14$. Затем мы получили *первый* коэффициент скалирования

$$s_N = \frac{L_r}{L_t}\frac{d_t^2}{d_r^2} f_G = \frac{N_r}{N_t} = 2.2 \pm 0.5, \tag{2.2}$$

где L – светимость диска, d – расстояние до источника и f_G – геометрический фактор (см. ниже). Подстрочные индексы "r" и "t" обозначают опорный и искомый источники, соответственно.

Второй коэффициент скалирования s_ν следует из закона скалирования

$$s_\nu = \frac{\nu_r}{\nu_t} = \frac{M_t}{M_r}, \tag{2.3}$$

который основан на обратной зависимости частот КПО от массы ЧД в терминах модели *переходного слоя* (см. подробности в работах [6, 20], а также приложение А в работе [19]) с использованием скалирования корреляции фотонного индекса, как функции частоты КПО. Здесь M_r – масса ЧД опорного источника (XTE J1550–564), M_t – масса ЧД искомого источника (4U 1630–47).

Как видно из рис. 2.10 (верхняя левая панель) зависимость индекса Г от частоты КПО для 4U 1630–47 (*синие* точки) следует одноименной зависимости для XTE J1550–564 (*красные* точки). Таким образом, зависимости индекса от частоты КПО для обоих источников являются практически одинаковым с учетом ошибок определения параметров, откуда следует *второй* коэффициент скалирования $s_\nu = 1.00 \pm 0.01$ и масса искомого источника (4U 1630–47) с использованием уравнения (2.3) $M_t = s_\nu M_r = 9.5 \pm 1.1$ $M_\odot$ (см. табл. 2.7).

Заметим, что корреляция Г–QPO не зависит от расстояний и геометрических факторов, таких как угол орбитальной наклонности (см. уравнение 2.3), хотя корреляция Г и параметра нормировки тесно связана с вышеупомянутыми параметрами. Поэтому, используя полученную оценку массы 9.5±1.1 $M_\odot$ для 4U 1630–47, мы имеем возможность оценить также угол наклонности для этого источника 4U 1630–47 путем скалирования корреляционного трека Г, как функция параметра нормировки.

Согласно законам скалирования [см. уравнения (2.3) – (2.2)], выражение для геометрического фактора f_G в 4U 1630–47:

$$f_G = s_N \, \frac{M_t d_r^2}{M_r d_t^2}, \tag{2.4}$$

где углы орбитальной наклонности θ_r, θ_t и d_r, d_t – расстояния до опорного и искомого источников, соответственно. С другой стороны, геометрический фактор, по определению [19], равен $f_G = (\cos\theta)_r/(\cos\theta)_t$. Кроме того, при известной массе M_t (см. уравнение (2.3)) и известном *первом* коэффициенте скалирования s_N, легкл найти угол орбитальной наклонности θ_t для искомого источника, 4U 1630–47, с использованием формулы для $f_G = (\cos\theta)_r/(\cos\theta)_t$ и значений параметров (θ_r и d_r) для XTE J1550–564

$$(\cos\theta)_t \sim \frac{(\cos\theta)_r}{s_\nu s_N} \times \left(\frac{d_t}{d_r}\right)^2. \tag{2.5}$$

Оценка для угла θ, выполненная таким образом, указывает на большие значения угла наклонности $i \leq 70°$. В табл. 2.7 мы представили оценки массы ЧД и углы наклонности с соответствующими ошибками для искомого источника (4U1630–47) вместе с параметрами для опорного источника (XTE J1550–564).

Интересно отметить, что имеется много указаний, полученных разными способами, в пользу большой орбитальной наклонности для двойной системы 4U 1630–47. Недавно Мунос Дариас с коллегами [140] представил строгие аргументы в пользу большого угла наклонности в 4U 1630–47 на основе данных *RXTE*, полученных Они нашли существенное отличие формы треков, которые образуют системы в высокой наклонностью на диаграммах цвет-светимость, от одноименных треков для систем с низкой наклонностью.

Заметим, что согласно полученной оценке угла наклонности $\theta \leq 70°$ в 4U 1630–47 можно предсказать отсутствие глубоких орбитальных затмений. В самом деле, рентгеновские наблюдения источника не показывают каких-либо строго повторяющихся провалов в кривой блеска. Однако это не исключает возможности частичных рентгеновских затмений. Кроме того, наличие ветра аккреционного диска может приводить в поглощению выходящего рентгеновского излучения из-за высокой оптической толщи в ветровой оболочке.

Эта картина согласуется с детектированием линий поглощения в рентгеновских спектрах высокого разрешения 4U 1630–47, полученных со спутника *Suzaku* [90], в которых были обнаружены K_α-линии поглощения высокоионизованного (водородо- и гелиеподобного) железа на 7.0 кэВ и 6.7 кэВ. По-видимому, происхождение этих линий может быть связано с внешними частями аккреционного диска.

Было обнаружено, что многие РДС показывают в своих спектрах линии поглощения высокоионизованных элементов [143]. Эти источники относятся к разным типам, от микроквазаров, напр., GRO J1655-40 [144, 146, 145] до маломассивных двойных систем, напр., [148, 147]. Все из них видны под большими углами к орбитальной плоскости.

Кроме того, детектирование резкого "провала" ("дипа") в рентгеновской кривой блеска 4U 1630–47 во время вспышки 1996 г. [97] указывает на достаточно высокую наклонность этой системы, что является дополнительным фактором подобия с GRO J1655-40. Этот единственный "дип" (длительностью 140 секунд) во время вспышки 1996 г. [97] может быть обусловлен внутренними условиями, такими, как ослабление/экранирование области рентгеновского излучения внутренними структурами аккреционного диска, спорадическим (иррегулярным) поглощением в клочковатом звездном ветре, изменениями наклона диска к орбитальной плоскости, вызванными прецессией диска и т.д. Однако кроме этого "дипа" во время вспышки в 1996 г. подобные "дипы" больше не наблюдались в 4U 1630–47.

Можно сделать заключение о том, что детектирование единственного изолированного дипа (возможно, частичного орбитального затмения) во время вспышки 1996 г. может указывать на величину угла орбитальной наклонности ($\theta \leq 75°$). С другой стороны, угол этой наклонности не может быть слишком высоким из-за отсутствия регулярных затмений. Это также накладывает некоторое ограничение на угол наклонности $\theta \leq 70°$.

2.5.3.3 Скалирование 4U 1630–47 с H 1743–322

Для дополнительной перекрестной проверки выполненной оценки массы ЧД $9.5 \pm 1.1 M_\odot$ в 4U 1630–47 (полученной на основе скалировния с XTE J1550–564) мы использовали другой опорный источник – H 1743–322. Заметим, что корреляционные кривые Г–КПО и $\Gamma - N_{com}$ для данных H 1743–322, зарегистрированных обсерваторией RXTE в фазе нарастания вспышки 2003 г. (взятые из [19]) являются самосогласованными с корреляциями, которые получены для 4U 1630–47 (рис. 2.10). Эта вспышка H 1743–322, также наблюдалась спутником INTEGRAL (IGRJ17464–3213; [149]) 21 марта 2003 г. в жестком рентгеновском диапазоне (15 – 200 кэВ). Последующие наблюдения с борта обсерватории *RXTE* привели к выводу о том, что этот источник относится к подклассу рентгеновских повторных новых. Кроме того, спектральные и временные характеристики, полученные по рентгеновским данным, а также детектирование крупномасштабных джетов в радиодиапазоне [150] позволили классифицировать H 1743–322 как ЧД [133]. Оценки расстояния, орбитальной наклонности и массы ЧД в H 1743–322 выполнены по данным в рентгеновском, радио и ИК-диапазонах [195].

Как видно из рис. 2.10, источники H 1743–322 и 4U 1630–47 показывают одинаковые зависимости Г от частоты КПО ν_{QPO}, причем совпадают не только уровни насыщения, но и сами корреляционные треки накладываются друг на друга. С учетом того, что масса ЧД в H 1743–322, $M_{H1743} \sim 10\ M_\odot$, можно оценить массу ЧД в 4U 1630–47 $\sim 10\ M_\odot$ (см. табл. 2.7).

Если эти два источника имеют одинаковые геометрические параметры (расстояния и углы орбитальной наклонности), то их треки $\Gamma - N_{com}$, согласно принципу скалирования,

должны быть подобны друг другу. Как видно из рис. 2.10, корреляционные треки для обоих объектов действительно являются подобными, показывая одинаковые уровни насыщения. Однако, корреляция $\Gamma - N_{com}$ для H 1743–322 расположена правее трека для 4U 1630–47 на соответствующей диаграмме. Мы применили уравнение (2.3) к корреляциям Г–КПО для 4U 1630–47 и H 1743–322 (нижняя правая панель рис. 2.10) для получения $s_\nu = 0.85 \pm 0.08$ используя зависимость $\Gamma - \nu_{QPO}$. Таким образом, мы оценили $M_{1630} = 9.80 \pm 0.08\ M_\odot$. Далее мы можем оценить $M_{BH} = 9.6 \pm 0.1\ M_\odot$ в 4U 1630–47 с использованием корреляции $\Gamma - N_{com}$ (нижняя левая панель рис. 2.10), а также величины M_r ($M_{1743} = 11.5\ M_\odot$ [195] для опорного источника в уравнении (2.4) с геометрическим фактором $f_G = 1$ (т.е., наклонности обоих объектов одинаковы, $\sim 70°$), $s_N = 1.2 \pm 0.1$, $D_{1630} = 10$ кпс, $D_{1743} = 10$ кпс.

Заметим, что спектральная и временная эволюция H 1743–322 также подобны наблюдаемым в источнике XTE J1550–564 во время его вспышечной активности 1998 – 1999 гг. [152, 1] и в источнике GRO J1655-40 во время его вспышечной активности 1996 – 1997 [199, 115, 1].

2.5.3.4 Скалирование 4U 1630–47 с GRO J1655–40

Фотонный индекс Г для 4U 1630–47 в период с 2000 по 2001 гг. демонстрирует более низкий уровень насыщения, как функция параметра нормировки (пропорционального скорости аккреции вещества диска), а именно $\Gamma_{sat} \sim 2.5$. В этом случае также можно оценить массу ЧД, используя другой подходящий объект с $\Gamma_{sat} \sim 2.5$. В качестве такого объекта был выбран GRO J1655-40 на основе изучения корреляции спектрального индекса с параметром нормировки, найденной ранее в работе [19], и применения операции скалированая с 4U 1630–47 (средняя правая панель рис. 2.10).

Мягкий рентгеновский транзиент GRO J1655-40 (Nova Sco 1994) представляет собой хорошо изученную РДС, содержащую ЧД, с оптимально измеренными массами и расстоянием [142, 141] (см. 2.7). Заметим, что корреляционные кривые для 4U 1630–47 и GRO J1655–40 являются самоподобными для интервалов наблюдений 2000 – 2001 гг. и фазы нарастания вспышки 2005 г., соответственно.

Таким образом, используя уравнение (2.4), мы получили $M_{1630} = 9.5 \pm 1.1$ M$_\odot$ ($M_{1630} = M_t$), если $f_G = 1$ (в предположении, что наклонности для обоих объектов одинаковы и составляют $\sim 70°$), $s_N = 6.00 \pm 0.08$, $D_{1630} = 10$ кпс, $D_{1655} = 3.2$ кпс, $M_{1655} = 6.3 \pm 0.3\ M_\odot$ ($M_{1655} = M_r$).

Хотелось бы подчеркнуть, что процедура скалирования характеристик 4U 1630–47 в отношении трех объектов XTE J1550–564, H 1743–322 и GRO J1655-40 дает одинаковые, с точностью до ошибок изменения, значения массы ЧД, $M_{1630} = 9.5 \pm 1.1$ M$_\odot$.

2.6 Заключение

Мы представили анализ рентгеновских спектральных и временных характеристик, наблюдаемых от РДС 4U 1630–47 во время переходов между жестким и мягким состояниями. Проанализирован ряд вспышек этого источника, зарегистрированных обсерваториями *BeppoSAX* и *RXTE*. Мы применили технику “скалирования корреляций” фотонного индекса Комптонизированной компоненты, как функции низкочастотных КПО и скорости аккреции. Дана интерпретация изменения спектральных состояний в 4U 1630–47 в терминах эволюции Коптоновского облака. Показано, что рентгеновские широкополосные спектры

4U 1630–47 во время всех спектральных состояний могут быть аппроксимированы аддитивной моделью, состоящей из тепловой компоненты, Комптонизированной компоненты и красносмещенной линии железа. В рамках нашего анализа мы использовали преимущества детекторов обсерватории *BeppoSAX*, обладающих высоким энергетическим разрешением в широком диапазоне энергий спектра от 0.3 до 200 кэВ, в комбинации с частыми мониторинговыми наблюдениями и исключительным временным разрешением детекторов спутника *RXTE* в энергетическом диапазоне от 3 до 200 кэВ.

В этой главе мы представили аргументы в пользу наличия ЧД в 4U 1630–47 на основе детального анализа рентгеновской спектральной эволюции этого источника. Установлено, что индекс монотонно возрастает во время спектрального перехода из низкого/жесткого состояния в высокое/мягкое состояние и затем окончательно насыщается, как функция параметра нормировки $N_{com}(\propto \dot{M})$ при больших значения темпа аккреции в мягком состоянии источника.

Кроме того, фотонный индекс насыщается как функция $\dot{M}$ на нескольких разных уровнях для разных вспышек. В случае, когда фотонный индекс Γ насыщается с ростом $\dot{M}$ на уровне $\Gamma = 3$ мы также нашли корреляции между Γ и центроидом низкочастотных КПО. Как уже упоминалось выше, по результатам работы [19], насыщение индекса является признаком сходящегося потока на ЧД. Важно отметить монотонный рост и насыщение при высоких скоростях аккреции во время перехода от низкого/жесткого в высокое/мягкое состояние был недавно продемонстрирован для многих других источников – кандидатов в ЧД, GX 339–4, GRO J1655-40, XTE J1650–500, 4U 1543–47, XTE J1550–564, H 1743–322, XTE J1859+226 [19], GRS 1915+105 [38], SS 433 [184]. В учетом этих результатов, мы сделали предположение о наличии ЧД в 4U 1630–47.

Обнаружено, что степень Комптонизации f варьируется в широком диапазоне от 0.05 до 1, что указывает на переменное рентгеновское облучение Комптоновского облака в 4U 1630–47 во время смены состояний. Кроме того, мы аргументировали, что изменение f связано со сменой состояний, которая предположительно обусловлена режимом аккреции вещества диска.

Корреляции между спектральными и временными характеристиками позволяют нам выполнить оценку массы ЧД в 4U 1630–47: $M_x = 9.5 \pm 1.1$ $M_\odot$, и угла орбитальной наклонности, $i \leq 70°$, путем применения метода “скалирования” (масштабирования) с использованием ЧД XTE J 1550–564 в качестве опорного источника.

Таблица 2.4: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1630–47 (1998 г., сет "*R2*" с номерами 301NN-NN-NN-NN) с помощью детекторов PCA&HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом интервале 3 – 200 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 90%.

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	kT_e, кэВ	$\log(A)^{\dagger\dagger}$	$N_{com}^{\dagger\dagger\dagger}$	T_s, кэВ	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
78-01-01-00	1.06(1)	48(8)	0.92(8)	2.18(6)	1.00(6)	1.06(9)	6.10(9)	0.63(9)	1.41(93)
78-01-02-00	1.47(9)	60±10	2.00††	4.2(1)	1.9(2)	3.0(1)	5.9(1)	0.19(7)	0.73(94)
78-02-01-00	1.23(1)	50±10	2.00††	8.08(9)	1.03(9)	1.14(5)	6.40(6)	0.13(6)	1.43(94)
88-02-01-00	1.28(2)	43(3)	2.00††	8.04(5)	1.13(8)	3.56(9)	6.41(3)	0.16(6)	1.25(94)
78-01-03-00	1.54(4)	70±20	1.01(9)	7.5(1)	1.9(1)	7.89(9)	5.61(5)	0.03(8)	0.90(93)
88-02-02-00	1.30(2)	52(3)	2.00††	8.5(1)	1.13(9)	4.2(1)	6.40(6)	0.18(6)	0.86(94)
88-02-04-00	1.36(2)	51(7)	2.00††	9.2(1)	1.13(8)	4.6(1)	6.39(2)	0.19(4)	1.32(94)
78-01-04-00	1.58(4)	50±10	1.62(9)	7.5(1)	1.9(2)	7.98(9)	5.67(3)	0.06(9)	1.27(93)
88-02-03-00	1.37(2)	54(4)	2.00††	8.9(1)	1.13(9)	4.6(1)	6.42(6)	0.21(9)	1.18(94)
78-02-01-01	1.48(2)	54(3)	2.00††	10.0(1)	1.02(9)	3.29(5)	6.41(7)	0.19(6)	1.26(94)
78-01-05-00	1.64(6)	90±20	2.00††	7.5(1)	1.9(1)	8.64(1)	5.70(2)	0.08(2)	1.24(94)
88-02-05-00	1.58(2)	134(7)	0.92(1)	9.16(9)	1.12(9)	4.99(8)	6.42(3)	0.19(6)	0.89(93)
78-02-02-00	1.54(3)	105(5)	2.00††	10.1(1)	1.03(8)	4.03(8)	6.41(5)	0.14(7)	0.81(94)
88-02-06-00	1.46(2)	102(6)	2.00††	9.57(9)	1.13(9)	4.69(9)	6.40(6)	0.12(7)	0.73(94)
78-01-06-00	1.62(5)	70±20	2.00††	7.6(1)	1.9(1)	8.49(1)	5.73(3)	0.11(9)	0.71(94)
88-02-07-00	1.49(2)	105(8)	2.00††	9.83(9)	1.14(8)	4.86(9)	6.44(8)	0.16(6)	0.80(94)
78-02-02-01	1.53(1)	113(6)	2.00††	9.97(7)	1.03(9)	4.07(4)	6.40(5)	0.18(5)	1.39(94)
78-01-07-00	1.72(5)	50±20	2.00††	7.6(1)	1.85(8)	9.19(8)	5.89(6)	0.08(9)	0.73(94)
88-02-08-00	1.55(3)	118(3)	0.79(9)	10.7(1)	1.13(9)	4.51(9)	6.40(2)	0.19(6)	0.80(93)
88-02-09-00	1.60(4)	148(7)	2.00††	9.9(1)	1.12(7)	5.6(1)	6.40(5)	0.19(8)	0.92(94)
78-01-08-00	1.70(4)	160±20	2.00††	7.7(2)	1.9(1)	9.46(9)	5.50(6)	0.11(7)	0.82(94)
78-01-09-00	1.70(4)	130(8)	2.00††	9.26(2)	1.67(4)	9.26(2)	6.41(3)	0.19(4)	0.94(94)
88-02-10-00	1.52(2)	125(2)	2.00††	9.98(9)	1.13(8)	5.5(1)	6.40(2)	0.19(6)	0.93(94)
78-01-10-00	1.71(4)	165(5)	2.00††	7.85(2)	2.0(2)	9.52(2)	6.41(6)	0.14(6)	0.95(94)
88-02-11-00	1.51(2)	125(3)	2.00††	10.1(1)	1.12(8)	5.7(1)	6.41(4)	0.11(5)	0.94(94)
78-02-03-00	1.54(1)	96(4)	2.00††	10.95(9)	1.07(9)	5.05(9)	6.40(5)	0.13(3)	1.09(94)
78-01-11-00	1.71(4)	127(7)	0.64(9)	9.50(1)	1.7(2)	12.38(1)	6.43(4)	0.18(5)	0.93(93)
88-02-12-00	1.87(3)	180±20	0.66(8)	14.7(1)	1.12(8)	5.5(1)	6.41(4)	0.21(8)	0.90(93)
88-02-13-00	1.87(4)	125(4)	0.91(9)	15.97(1)	1.13(9)	5.8(1)	6.47(3)	0.19(5)	0.87(93)
88-02-14-00	1.92(3)	>200	1.3(1)	12.9(1)	1.14(7)	5.91(8)	6.45(5)	0.15(6)	1.06(93)
78-01-12-00	1.70(2)	130(4)	0.28(3)	9.22(6)	1.93(8)	13.99(9)	6.46(2)	0.17(8)	1.09(93)
88-02-15-00	1.73(4)	125(7)	0.9(1)	15.98(7)	1.13(9)	5.7(1)	6.40(6)	0.19(6)	0.72(93)
88-02-16-00	1.69(3)	161(9)	1.7(1)	11.48(9)	1.12(6)	6.1(1)	6.44(4)	0.13(3)	0.94(93)
88-02-17-00	1.70(4)	172(3)	0.25(4)	18.0(1)	1.12(7)	6.0(1)	6.48(5)	0.19(6)	1.21(93)
78-01-13-00	1.72(3)	200±40	0.27(7)	8.34(9)	1.92(9)	14.36(9)	6.41(4)	0.14(9)	0.86(93)
88-02-18-00	1.88(2)	>200	0.28(4)	15.6(1)	1.14(2)	3.0(1)	6.40(2)	0.19(6)	1.15(93)
88-02-19-00	1.78(4)	200±20	0.05(2)	17.7(1)	1.12(7)	6.04(9)	6.42(3)	0.17(1)	1.23(93)

Обозначения те же, что и в таблице 2.3, параметр N_H фиксирован на 7.7×10^{22} см$^{-2}$ [415]; температура kT_{BB} фиксирована на 0.7 кэВ (см. комментарии в тексте).

Таблица 2.5: (Продолжение табл. 2.4).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	kT_e, кэВ	$\log(A)^{\dagger\dagger}$	$N_{com}^{\dagger\dagger\dagger}$	T_s, кэВ	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
88-02-20-00	1.44(1)	70±20	$2.00^{\dagger\dagger}$	5.7(1)	1.13(5)	7.7(1)	6.40(4)	0.19(6)	1.13(94)
78-01-14-00	1.70(2)	150±30	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.93(9)	1.98(3)	11.57(9)	6.41(5)	0.18(7)	0.76(94)
88-02-21-00	1.53(1)	100±30	$2.00^{\dagger\dagger}$	5.9(1)	1.13(9)	8.5(1)	6.43(4)	0.19(6)	0.93(94)
88-02-21-01	1.49(2)	100±10	$2.00^{\dagger\dagger}$	5.97(9)	1.11(7)	7.9(1)	6.40(4)	0.12(5)	0.91(94)
88-02-22-00	1.51(3)	103(7)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.87(4)	1.99(7)	8.9(1)	9.47(1)	0.19(6)	0.94(94)
88-02-23-00	1.52(2)	126(5)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.61(4)	1.47(9)	10.0(1)	8.46(7)	0.11(5)	0.74(94)
78-01-15-00	1.54(8)	100±20	0.3(1)	8.92(1)	1.40(3)	7.77(9)	6.40(4)	0.08(6)	1.19(93)
72-01-01-01	1.34(4)	56(5)	0.49(9)	7.0(1)	0.99(6)	4.1(2)	6.41(1)	0.06(2)	0.63(94)
72-01-01-02	1.29(2)	43(2)	0.10(2)	9.59(3)	1.05(4)	6.74(9)	6.43(2)	0.03(1)	0.82(94)
72-01-01-03	1.61(3)	120±20	0.27(7)	12.6(2)	1.11(6)	5.51(8)	6.40(1)	0.04(8)	0.66(94)
72-01-01-04	1.69(2)	50±10	0.33(8)	14.1(2)	1.05(8)	1.8(1)	6.49(4)	0.03(4)	1.12(93)
78-01-16-00	1.54(8)	130±10	0.3(1)	8.92(1)	1.4(1)	7.77(9)	6.40(6)	0.19(6)	1.11(93)
72-01-01-00	1.51(7)	60±30	0.01(1)	4.8(1)	1.01(6)	5.0(1)	6.44(1)	0.02(1)	1.01(94)
78-01-17-00	1.45(3)	100±20	-0.29(8)	7.89(5)	1.00(3)	3.81(9)	6.40(9)	0.19(6)	0.95(93)
72-01-02-01	1.20(1)	60(8)	-0.18(2)	6.14(4)	1.10(8)	9.84(5)	6.41(1)	0.04(1)	0.86(93)
72-01-02-00	1.27(2)	55(3)	-0.10(2)	5.79(7)	1.10(7)	10.0(1)	6.40(3)	0.02(4)	0.98(93)
72-01-03-00	1.22(1)	43(4)	-0.07(3)	4.6(1)	1.07(5)	4.41(9)	6.43(2)	0.03(2)	1.04(93)
78-01-18-00	1.30(3)	55(4)	-0.23(5)	4.74(6)	1.00(3)	3.48(7)	6.44(6)	0.19(6)	1.07(93)
72-01-05-00	1.13(1)	43(2)	-0.07(4)	3.21(8)	1.07(5)	4.02(8)	6.41(1)	0.03(1)	1.35(93)
72-01-04-00	1.15(2)	41(5)	-0.11(4)	3.15(8)	1.07(6)	4.01(8)	6.40(2)	0.04(3)	1.35(93)
72-01-06-00	1.17(3)	50(7)	-0.36(9)	4.04(5)	0.99(4)	2.91(7)	6.45(6)	0.02(1)	0.89(93)
72-01-07-00	1.11(2)	45(2)	0.39(6)	1.86(8)	1.23(9)	2.67(9)	6.50(1)	0.07(2)	1.14(93)
78-01-19-00	1.15(2)	48(6)	0.36(4)	2.44(5)	1.00(3)	2.70(8)	6.42(3)	0.19(6)	1.05(93)
72-01-08-00	0.96(5)	56(6)	0.03(2)	1.82(9)	1.30(9)	3.38(9)	6.50(1)	0.06(1)	1.22(93)
72-01-08-02	1.01(3)	50(7)	0.18(6)	1.6(1)	1.31(8)	2.9(1)	5.74(6)	0.07(2)	0.85(93)
10-02-06-00	1.00(4)	90±20	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.14(1)	1.27(9)	3.0(1)	5.9(1)	0.01(9)	1.17(94)
78-01-20-00	1.08(3)	51(5)	-0.01(1)	1.90(5)	1.00(3)	2.38(9)	6.40(5)	0.19(6)	1.29(93)
72-01-08-03	1.17(4)	50(8)	-0.12(4)	1.87(2)	1.01(8)	3.1(1)	6.34(6)	0.07(5)	1.01(93)
72-01-09-00	0.91(3)	51(1)	0.08(2)	1.5(1)	1.29(5)	3.58(2)	6.36(7)	0.04(6)	1.05(93)
72-01-10-00	0.99(1)	50(3)	0.2(1)	1.6(1)	1.20(4)	3.67(9)	6.56(6)	0.08(3)	1.39(93)
72-01-11-00	1.00(1)	49(5)	0.17(8)	1.57(9)	1.24(3)	3.76(5)	6.57(3)	0.11(6)	1.20(93)
72-01-12-00	1.00(2)	50(3)	0.11(4)	1.59(7)	1.00(5)	3.88(2)	5.9(2)	0.07(5)	0.91(93)
72-01-13-00	1.06(3)	44(4)	-0.07(8)	1.6(1)	1.09(3)	3.91(9)	6.5(1)	0.09(6)	0.73(93)
72-01-14-00	1.00(1)	51(2)	-0.22(5)	1.54(9)	1.11(2)	3.6(1)	5.98(9)	0.03(7)	0.69(93)
72-01-08-04	0.93(7)	50(6)	0.10(8)	1.74(5)	1.01(9)	3.49(9)	6.34(6)	0.05(6)	1.14(93)
72-01-15-00	1.05(2)	55(3)	-0.13(4)	1.91(9)	1.08(2)	3.61(6)	7.6(2)	0.01(3)	0.73(93)
72-01-16-00	1.03(2)	47(2)	-0.09(4)	2.1(1)	1.09(3)	3.24(6)	6.8(1)	0.06(8)	1.00(93)

Обозначения те же, что и в таблице 2.4.

Таблица 2.6: (Продолжение табл. 2.4). Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1630–47 (1998 г., сет "*R2*" с номерами 30NNN-NN-NN-NN).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	kT_e, кэВ	$\log(A)^{\dagger\dagger}$	$N_{com}^{\dagger\dagger\dagger}$	T_s, кэВ	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
172-01-17-00	1.03(4)	50±10	0.13(7)	1.7(1)	1.06(8)	2.38(9)	6.82(8)	0.02(6)	1.03(93)
172-01-17-01	0.89(3)	60±10	0.06(3)	1.9(1)	1.07(7)	2.4(1)	6.79(3)	0.01(5)	1.00(93)
172-01-17-02	1.1(1)	72±20	0.03(3)	1.82(9)	1.05(9)	2.6(1)	6.80(4)	0.06(3)	0.99(93)
172-01-17-03	1.22(6)	90±20	0.05(4)	1.98(9)	1.01(7)	2.48(9)	6.83(8)	0.04(6)	1.10(93)
172-01-17-04	1.10(6)	100±20	-0.04(2)	2.0(1)	1.07(6)	2.64(7)	6.84(5)	0.05(5)	0.90(93)
172-01-17-05	1.07(6)	90±20	-0.13(7)	2.2(1)	1.05(7)	2.82(9)	6.80(8)	0.03(6)	0.89(93)
172-01-17-06	1.09(7)	50±10	0.09(7)	1.7(1)	1.05(7)	2.05(8)	6.81(8)	0.07(8)	1.03(93)
172-01-17-07	1.10(5)	90±10	-0.02(9)	2.34(9)	1.02(8)	2.64(9)	6.82(3)	0.08(7)	1.05(93)
172-01-18-00	1.08(3)	110±20	-0.16(8)	2.6(1)	0.99(5)	2.69(7)	6.80(2)	0.11(6)	0.78(93)
172-01-18-01	1.15(5)	90±10	-0.25(9)	2.6(1)	0.97(6)	2.65(6)	6.80(8)	0.09(9)	0.84(93)
172-01-18-02	1.06(7)	80±10	-0.14(8)	2.25(8)	1.08(7)	3.16(9)	6.82(6)	0.04(6)	0.88(93)
172-01-18-03	1.00(4)	90±10	-0.05(6)	2.0(1)	1.14(6)	3.05(9)	6.85(8)	0.07(2)	0.84(93)
172-01-18-04	0.81(7)	50±20	-0.08(7)	1.38(9)	1.2(1)	2.6(1)	6.86(7)	0.03(6)	1.05(93)
172-01-18-05	0.9(1)	90±10	0.14(9)	1.2(1)	1.3(1)	5.98(8)	6.60(9)	0.02(5)	1.33(93)
172-01-18-06	1.01(5)	40±10	0.2(1)	0.99(2)	1.21(6)	2.46(9)	6.84(8)	0.03(6)	1.32(93)
172-01-18-07	0.89(7)	50±10	0.24(7)	0.92(2)	1.39(5)	2.24(6)	5.99(9)	0.06(6)	1.01(93)
172-01-18-08	0.93(2)	60±10	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.91(4)	1.00(6)	0.91(6)	6.21(7)	0.03(4)	0.87(94)
172-01-18-09	0.86(3)	40±10	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.83(3)	1.00(7)	0.78(5)	6.18(7)	0.33(6)	1.46(94)
172-01-18-10	0.77(2)	50±10	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.62(2)	1.00(3)	0.62(4)	6.03(6)	0.21(5)	1.12(94)
172-01-18-11	0.87(4)	50±10	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.45(3)	1.00(6)	0.35(5)	6.1(1)	0.20(6)	1.43(94)
172-01-18-12	0.62(3)	49(6)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.47(4)	1.00(7)	0.41(5)	5.86(6)	0.27(9)	1.00(94)
172-01-18-13	0.71(6)	50(8)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.45(5)	1.00(1)	0.33(9)	6.2(1)	0.18(2)	0.82(94)
172-01-18-14	0.64(3)	46(6)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.59(3)	1.00(8)	0.24(6)	5.9(1)	0.18(6)	1.42(94)
172-01-18-15	0.23(3)	148(9)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.31(4)	1.00(6)	0.31(5)	5.84(9)	0.11(5)	0.83(94)
172-01-18-16	0.49(3)	50(3)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.47(3)	1.00(7)	0.30(5)	5.84(9)	0.18(7)	1.21(94)
172-01-18-17	0.52(4)	50(5)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.42(4)	1.00(4)	0.28(6)	5.9(1)	0.17(5)	1.17(94)
172-01-18-18	0.59(2)	54(7)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.52(2)	1.00(6)	0.19(5)	6.04(8)	0.18(4)	1.39(94)
410-02-05-00	1.19(5)	79(2)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.61(4)	1.47(9)	10.0(1)	8.46(9)	0.01(9)	0.18(94)
410-02-07-00	0.35(3)	85(8)	$2.00^{\dagger\dagger}$	0.26(9)	0.82(9)	0.18(9)	7.14(8)	0.19(6)	0.86(94)

Обозначения те же, что и в таблице 2.4.

Таблица 2.7: Массы ЧД, расстояния и углы наклонности орбит

Источник	M^a_{dyn} ($M_\odot$)	i^a_{orb} (°)	d^b (кпс)	i^a_{scal} (°)	M_{scal} ($M_\odot$)	Ссылки
XTE J1550–564	9.5±1.1	72±5	∼6	...	10.7 ± 1.5^c	[137, 245, 199]
GRO J1655-40	6.3±0.3	70±1	3.2±0.2	...	...	[141, 142]
H 1743–322	∼11	∼70	∼10	...	13.3 ± 3.2^c	[195]
GRS 1915+105	14±4	∼60	12.1±0.8	...	15.6 ± 1.5^d	[141, 19]
4U 1630–47	...	...	∼10	≤70	9.5±1.1	[182]

^{a} Масса черной дыры и орбитальная наклонность, определенные динамическим методом; ^{b} Расстояния до источника, приведенные в литературе; ^{c} оценка, выполненная методом скалирования в работе [19], ^{d} оценка, выполненная методом скалирования в работе [18].

Глава 3

Масштабирование зависимости фотонного индекса как функции скорости аккреции и оценка масс черных дыр для внегалактических источников

В этой главе мы представляем анализ наблюдений двух ультраярких источников M101 ULX–1 (разд. 3.1) и ESO 243–49 HLX–1 (разд. 3.2) со спутников *Swift* и *Chandra*. По существу, эти внегалактические источники представляют уникальную возможность проверить, насколько фундаментальные законы, найденные в условиях нашей Галактики, применимы к условиям других галактик. Если окажется, что внегалактические объекты (например, черные дыры "промежуточных масс") ведут себя подобно Галактическим РДС, то найденные закономерности могут претендовать на универсальность. В противном случае, мы получим бесценный опыт и информацию о новых свойствах материи. И предлагаемое сравнение в контексте этой главы будет лишь небольшой ступенькой для качественно новых исследований. Поэтому мы детально изучили поведение ультраярких объектов во время вспышек в рентгеновских лучах и сравнили его с поведением Галактических РДС во время переходов между состояниями низкой и высокой светимости. Забегая вперед, отметим, что мы обнаружилм подобие в поведении этих объектов, благодаря чему удалось оценить массы центральных объектов в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1, используя методы и опыт, накопленный для Галактических черных дыр.

3.1 Обоснование наличия ЧД "промежуточной массы" в ультраярком источнике ULX–1 галактики M101

3.1.1 Введение

Галактика Вертушка (Pinwheel Galaxy, также известная как Мессье 101, Messier 101, M101, а также NGC 5457) является спиральной галактикой в созвездии Большая Медведица [159], расположенгой на расстоянии 6 Мпс. С такого расстояния земной наблюдатель сможет увидеть только очень яркие объекты, чья рентгеновская светимость, например, достигает или превосходит 10^{38} эрг с$^{-1}$ с использованием современных рентгеновских детек-

торов. Эта галактика содержит десять ультраярких (“ultraluminous X-ray”, ULX) источников [160]. Среди них наиболее яркими являются источники M101 ULX–1 и ULX N5457-X9, которые хорошо видны в рентгеновских лучах. Источник M101 ULX–1 был открыт обсерваторией *ROSAT* и идентифицирован как ультраяркий источник ULX–1 [160].

Ультраяркими называют рентгеновские источники в двойных системах (в который происходит перетекание вещества с обычной звезды на компактный объект, предположительно - черную дыру), светимость которых оказывается примерно в 250 000 раз больше солнечной. Такая светимость является слишком высокой и граничит с предельной светимостью для черных дыр звездной массы, 10 солнечных. В стандартных сценариях это типичная верхняя граница масс черных дыр, образующихся из звезд. Есть два варианта объяснения высокой светимости. Во-первых, эти источники могут быть черными дырами звездной массы (< 100 $M_\odot$), излучающими в Эддингтоновском или сверх-Эддингтоновском режимах [35, 21]. Во-вторых, было предложено, что могут существовать т.н. “черные дыры промежуточных масс”. Их массы могут составлять десятки, сотни и даже тысячи масс Солнца. При этом излучение осуществляется в суб-Эддингтоновском режиме. Недавно Бачетти и его коллеги [14] обсудили иной сценарий происхождения ультраярких источников на основе новейших данных орбитальной обсерватории *Nu*STAR [234]. Они обнаружили пульсации рентгеновского излучения со средним периодом 1.37 с, модулированным периодом 2.5 дня от ультраяркого источника ULX-4, который находится в области ядра галактики M82. Кроме того, Бачетти и др. обосновали, что эти пульсации являются результатом вращения замагниченной нейтронной звезды, в то время как модуляция возникает из-за орбитального вращения в двойной системе. Следует заметить, что рентгеновская светимость M82 ULX-4 составляет около $L_X \sim 2 \times 10^{40}$ эрг с$^{-1}$ в интервале 0.3 – 10 кэВ, что соответствует светимости $\sim 100 \times L_{Edd}$ для нейтронной звезды с массой 1.4 $M_\odot$. Такой источник оказывается в десять раз ярче, чем любой известный аккрецирующий пульсар. Открытие M82 ULX-4 и его возможная интерпретация, как нейтронная звезда, может внести коррективы или расширить диапазон возможных сценариев для ультраярких источников. Отметим, что точное происхождение этих источников до сих пор остается неясным и является предметом многих научных споров.

Что касается источника ULX–1 в галактике M101, то его болометрическая светимость примерно в миллион раз больше солнечной, а именно, составляет $10^{40} - 10^{41}$ эрг с$^{-1}$. Анализ спектра скорее свидетельствовал в пользу того, что в нем находится черная дыра промежуточной массы. Однако оптические наблюдения со спутника *Hubble* указали на вероятную ЧД небольшой массы, всего в 20 – 30 солнечных, тем самым отвергая гипотезу ЧД промежуточной массы. Здесь следует кратко остановиться на оптических характеристиках объекта и деталях динамических методов определения его массы. Оптический источник, отождествленный с ULX–1, достаточно слаб, составляет всего 22^m в фильтре V [165, 166], но позволяет провести анализ кривых лучевых скоростей ULX–1 по излучению в эмиссионных линиях по полученным со спутника *Hubble* восьми точкам. Однако, как оказалось, эти линии могут быть ассоциированы с аккреционным диском или ветром, а не с самой звездой-донором [167, 166]. Таким образом, выполненная оценка масс компонентов в работе [23], может не иметь никакого отношения к самой звезде-донору и, тем самым, к компактному объекту (рентгеновскому компаньону). Это неизбежный минус динамических способов определения массы. При этом результаты [23] содержат неопределенность, связанную с необычайно большой разброс в значении массы ЧД - от 5 до 1000 солнечных масс в зависимости от ориентации орбиты двойной системы.

Впоследствии, наблюдения с борта орбитальной обсерватории *Chandra* [162, 163, 164]

позволили обнаружить очень мягкий рентгеновский спектр этого источника с чернотельной температурой около 100 эВ или меньше. В этом случае возникает вопрос: как объяснить мягкий спектр рентгеновского источника для ЧД такой небольшой массы? Ведь известно, что чем мягче рентгеновский спектр (чем меньше эффективная температура), тем большей массой должен обладать центральный объект $kT_{eff} \propto M_{BH}^{-1/4}$ [3, 22]. Поэтому весьма актуальна независимая оценка массы компактного объекта, находящегося в центре M101 ULX–1, с помощью метода, альтернативного динамическому, а также использования более жесткого диапазона излучения, связанного с более глубинными процессами в источнике и менее подверженного эффектам поглощения окружающими потоками вещества.

Один и таких альтернативных методов определения масс черных дыр уже был описан в предыдущей главе и использует "скалирование" (масштабирование) корреляций рентгеновских спектральных и временных характеристик, наблюдаемых во многих галактических двойных системах с ЧД во время переходов между спектральными состояниями. Отметим, что, по данным с обсерваторий *Chandra* и XMM-*Newton*, источник ULX–1 показывает разные спектральные состояния при переходе между режимами низкой и высокой светимости, которые повторяются с примерным периодом 160−190 дней [21]. Наличие спектральных переходов в ULX–1 является необходимым условием применимости нового метода (см. разд. 2.5.3.1, [19]).

В работах [21, 164, 168] проанализированы спектры M101 ULX–1, полученные детекторами *Chandra* и XMM-*Newton*. Авторы этих работ исследовали излучение ULX–1 в состоянии низкой светимости с жестким спектром ($L_X \sim 2 \times 10^{37}$ эрг с$^{-1}$), аппроксимируя спектр моделью *power-law*, но для описания рентгеновского излучения объекта во время вспышки в состоянии высокой светимости с мягким спектром они были вынуждены использовать другую модель (напр., *blackbody* или комбинацию двух компонент *blackbody* и *diskline*). В частности, авторы [164, 168] аппроксимировали спектр во время вспышки используя модель поглощенного *blackbody* с kT_{BB}=40−150 эВ и $N_H = (1-4) \times 10^{21}$ см$^{-2}$, и получили болометрическую светимость во время вспышки 3×10^{40} эрг с$^{-1}$. В отличие от этого, авторы [21] аппроксимировали спектры M101 ULX–1 аддитивной моделью, состоящей из *blackbody* и *diskline* компонент (с эффективными температурами ~ 0.5 кэВ) с учетом межзвездного поглощения с N_H ($\sim 4 \times 10^{20}$ см$^{-2}$). В качестве альтернативы, они использовали однокомпонентную модель (*blackbody*) с переменным поглощением, когда N_H варьировалось в интервале от 0.4 до 3.7×10^{21} см$^{-2}$. Лиу [193] указывал на более низкое поглощение, а именно $(1-6) \times 10^{20}$ см$^{-2}$, основываясь на оптических наблюдения ULX–1 по данным HST. Таким образом, величины межзвездного поглощения N_H для M101 ULX-1 слегка различаются в зависимости от используемого энергетического диапазона (оптический/рентгеновский), а также из-за использовании разных моделей излучения источника.

Расстояние до источника оценивается разными авторами в широком интервале величин. Первые оценки, выполненные в 1996 г. Кельсоном и коллегами [170], указали на расстояние в 7.4 Мпс. Впоследствии, Фридман и его коллеги [171] привели аргументы в пользу более близкого расположения объекта, на расстоянии около 6.8 Мпс. Недавно, Шаппе и Станек [159] получили новую оценку расстояния до M101 с использованием большей выборки Цефеид по архивным данным детектора HST/ACS. Улучшенная оценка расстояния составляет $d_{m101} = 6.4 \pm 0.5$ Мпс.

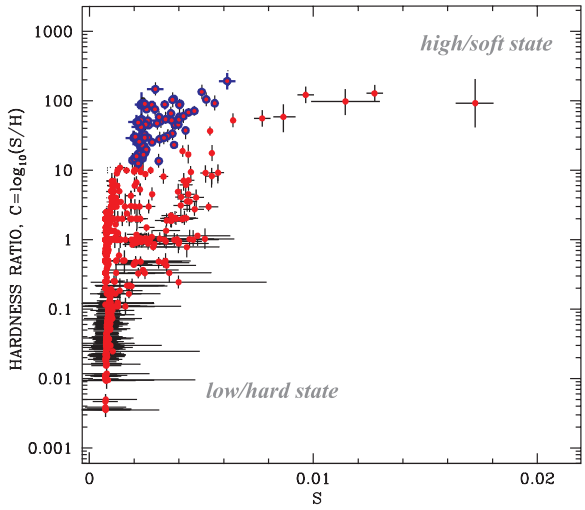

Рис. 3.1: Зависимость цветового коэффициента $C = log_{10}(S/H)$ от потока S для M101 ULX–1 с использованием наблюдений с борта обсерватории *Swift* (2006 – 2012), где S и H – отсчеты в секунду в двух диапазонах: мягком [0.3 – 1.5 кэВ] и жестком [1.5 – 10 кэВ]. Бóльшие величины C указывают на более мягкий спектр, и наоборот. Синие точки относятся к фазе спада вспышки (см. кривую блеска на рис. 3.4).

3.1.2 Наблюдения и обработка данных M101 ULX–1

Сначала был проведен анализ данных M101 ULX–1, полученных со спутника *Swift*, которые покрывают наиболее длительный интервал (2006 – 2013 гг.) непрерывных наблюдений ULX–1 для возможности изучения его долгопериодической переменности в рентгеновских лучах (разд. 3.1.2.1). Затем в разделе 3.1.2.2 мы перешли к детальному анализу спектров ULX–1 с использованием данных орбитальной обсерватории *Chandra* (2000, 2004 – 2005). Список этих наблюдений представлен в таблицах 3.1 и 3.2.

Таблица 3.1: Список наблюдений M101 ULX–1 со спутника *Swift*, использованных для анализа в данной работе

ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблюдения (MJD)
00035892001	2006 авг. 29, 11:38:56	2006 авг. 29, 21:24:57	53976.8 – 53976.9
00030896(001-009)	2007 март 1	2007 апр. 19	54160 – 54209
00032081(001-149)	2011 авг. 24	2012 май 10	55797 – 56058
00032094(001-018)	2011 сент. 7	2013 сент. 11	55811 – 56546
00032101(001-013)	2011 сент. 23	2013 сент. 20	55827 – 56555
00032481001	2012 июнь 9, 10:17:15	2012 июнь 9, 13:55:57	56087.4 – 56087.5

3.1.2.1 Данные наблюдений M101 ULX–1 обсерваторией *Swift*

Наблюдения M101 ULX–1, выполненные рентгеновским телескопом XRT с борта обсерватории *Swift*, которые были использованы для анализа в этой главе, перечислены в таблице 3.1. В целом, скорость счета фотонов источника по данным *Swift* не превышала 0.02

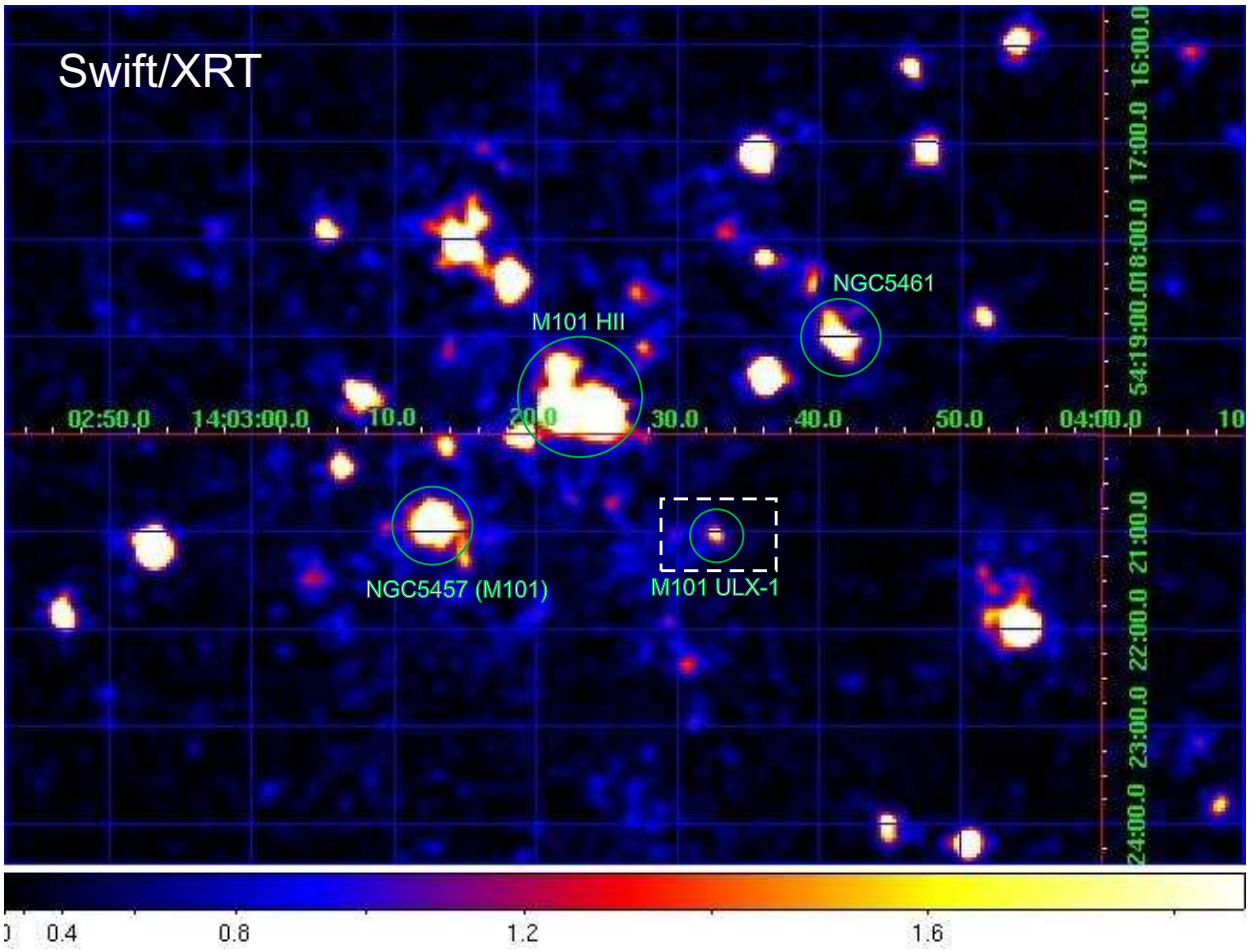

Рис. 3.2: Изображение участка неба в окрестности ядра галактики M101, полученное с помощью детектора XRT (0.3 – 10 кэВ) орбитальной обсерватории *Swift*, на котором зелеными кружками отмечены положения ультраяркого источника M101 ULX–1, ядер галактик M101 (NGC 5457), NGC 5461 и областей H II в пределах галактики M101. Выделенный пунктиром прямоугольный участок неба также показан на рис. 3.3 с использованием данных, полученных с борта космической обсерватории *Chandra*.

отсч.с$^{-1}$, поэтому использовались только наблюдения в режиме “photon-counting mode” (PC), для уровней 0−12. Отобранные *Swift*-XRT/PC наблюдения были обработаны с помощью пакета программ HEA-SOFT (версия 6.14), скрипта `XRTPIPELINE` (версия 0.12.84) с учетом файлов калибрации CALDB (версия 4.1). Полученные спектры аппроксимировались с учетом вспомогательной “ARF”-матрицы (построенной с помощью программы `XRTMKARF`, версия 0.6.0) и “RMF”-матрицы отклика SWXPC0TO12S6_20010101v012.RMF в рамках программы `XSPEC`. Также были использованы результаты интерактивного генератора обработки данных[1] для стандартной диагностики состояния объекта [233, 229].

Идентификация состояний источника также проводилась по измерениям коэффициента жесткости спектра (см. разд. 3.1.2.4) с использованием байесовского метода [174], в результате чего было обнаружено изменение жесткости спектра, подобное найденному при эволюции галактических ЧД, и выделены два основных режима спектральной жесткости

[1] http://www.swift.ac.uk/user_objects/

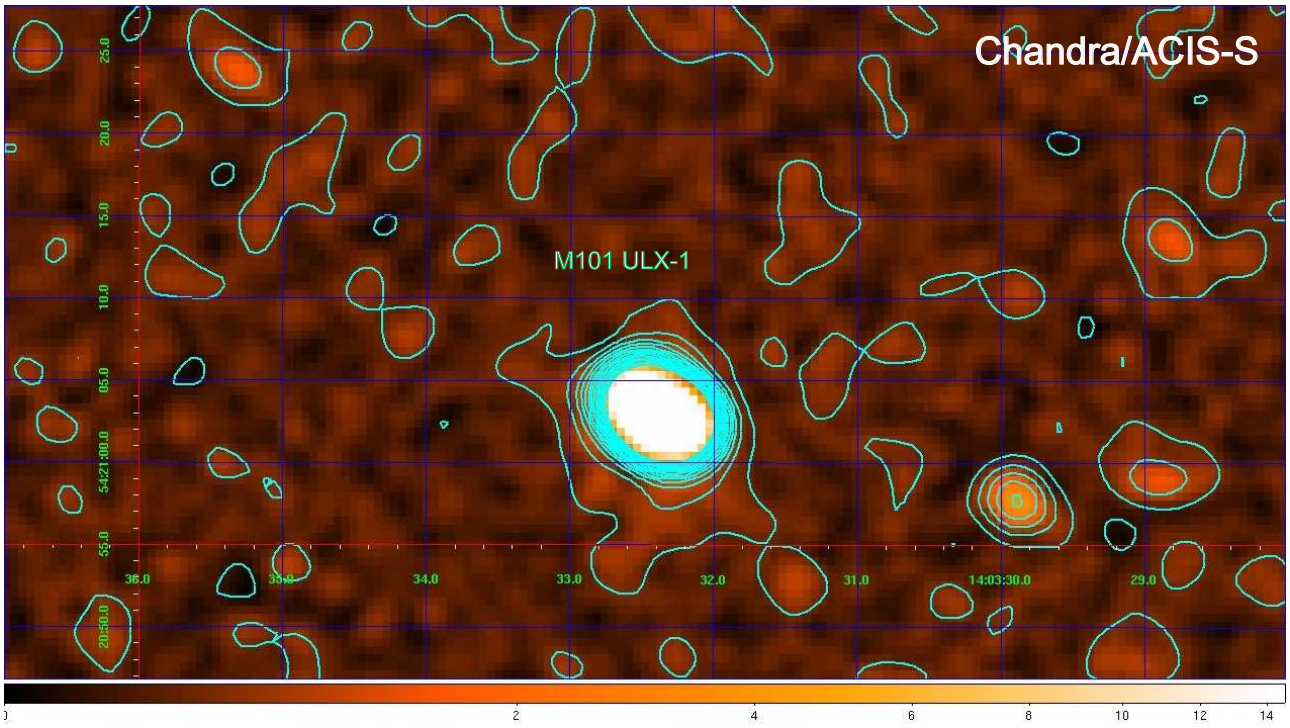

Рис. 3.3: Сглаженное изображение участка неба, полученное с помощью детектора ACIS-S (0.2 – 8 кэВ) с борта космической обсерватории *Chandra*, выделенное пунктирным прямоугольником, показанным на рис. 3.2. Уровневые изолинии демонстрируют минимальное влияние других точечных источников и диффузного излучения в пределах кольцевого участка с радиусом 9"вокруг M101 ULX–1.

в M101 ULX–1: *1)* с пониженной жесткостью во время интервалов низкой светимости и *2)* с повышенной жесткостью во время интервалов высокой светимости (см. рис. 3.1). Кроме того, зависимость спектральной жесткости от светимости источника представляет собой гладкую характеристику, что позволило сгруппировать спектры в четырех диапазонах в зависимости от уровня скорости счета регистрируемых фотонов (см. разд. 3.1.2.3) и провести аппроксимацию этих комбинированных спектров в каждом диапазоне с использованием стандартного пакета программ `XSPEC` (версия 12.8.14).

3.1.2.2 Данные наблюдений обсерваторией *Chandra*

M101 ULX–1 также наблюдался обсерваторией *Chandra* в 2000, 2004−2005 гг. Архивные наблюдения (*Chandra*/`ACIS-S`), использованные в данной работе, перечислены в таблице 3.2. Обработка данных проводилась с помощью стандартного пакета программ pipeline CIAO (версия 4.5) и калибровочной базы данных CALDB 2.27. Отметим, что все данные были получены в режиме “very faint mode” (VFAINT) за исключением данных, выполненных 26 марта и 29 октября 2000 г., которые зарегистрированы в режиме “faint mode” (FAINT). Интервалы повышенного фона были исключены из рассмотрения. Моделирование полученных спектров M101 ULX–1 по данным *Chandra* проводилось в энергетическом диапазоне 0.3 – 7.0 кэВ. Данные во время низкого/жесткого состояния характеризовались низким уровнем регистрируемых фотонов (∼10 – 30) в каждом таком наблюдении. Поэтому мы комбинировали все данные, относящиеся к низкому состоянию, для обеспечения

Таблица 3.2: Список наблюдений M101 ULX–1 обсерваторией *Chandra*

ID	Время начала (UT)		ID	Время начала (UT)		ID	Время начала (UT)	
934[1,2,3,4]	2000-03-26	HS	5322[1,3]	2004-05-03	LS	4734[1,3]	2004-07-11	HS
2065[1,2,3]	2000-10-29	HS	4733[1,3]	2004-05-07	LS	4736[1]	2004-11-01	LS
4731[1,3]	2004-01-19	LS	5323[1,3]	2004-05-09	LS	6152[1]	2004-11-07	LS
5297[1,3]	2004-01-24	LS	5337[1,3]	2004-07-05	HS	6170[1,2]	2004-12-22	LS
5300[1,3]	2004-03-07	LS	5338[1,3]	2004-07-06	HS	6175[1,2]	2004-12-24	LS
5309[1,3]	2004-03-14	LS	5339[1,3]	2004-07-07	HS	6169[1,2]	2004-12-30	HS
4732[1,3]	2004-03-19	LS	5340[1,3]	2004-07-08	HS	4737[1,2]	2005-01-01	HS

(1) Mukai et al. 2005; (2) Kong & Di Stefano 2005; (3) Kong et al. 2004; (4) Pence et al. 2001.
Указание HS/LS означает *высокое/низкое состояние* объекта M101 ULX–1.

статистически значимого сигнала источника для возможности спектрального анализа в терминах χ^2-статистики. Наряду с этим, мы также представили результаты анализа этих данных (для каждого наблюдения в низком состоянии источника) с использованием C-статистики.

3.1.2.3 Изображения области неба вокруг ULX–1

Во избежание возможного влияния близлежащих ярких источников на наши результаты было выполнено визуальное исследование полученных изображений участка неба в окрестности ULX–1. Объекты поля зрения хорошо видны на изображении области неба вокруг M101 по данным детектора `XRT` обсерватории *Swift* в диапазоне 0.3 – 10 кэВ, представленном на рис. 3.2, на котором зелеными кружками отмечены положения ультраяркого источника M101 ULX–1, ядер галактик M101 (NGC 5457), NGC 5461 и областей H II в пределах галактики M101.

Для более детального анализа мы использовали изображения этой же области неба с более высоким пространственным разрешением, полученные детектором `ACIS-S` с борта обсерватории *Chandra*. Выделенный пунктиром прямоугольный участок неба на изображении, полученном обсерваторией *Swift*, показан отдельно на рис. 3.3 с использованием данных обсерватории *Chandra*. Это изображение окрестности M101 ULX–1, выполненное в энергетическом диапазоне 0.2 – 8 кэВ, было получено 26 марта 2000 г. с временной экспозицией 99.5 кс (ObsID=934). Контуры показывают области с одинаковой поверхностной яркостью. Величины поверхностных яркостей, обозначенные соседними контурами, отличаются в 1.4 раза и демонстрируют минимальный вклад других точечных источников и диффузионного излучения в пределах кружка 9 $''$ вокруг M101 ULX–1. В итоге, для каждого наблюдения мы получали спектр излучения источника, используя круговую область с радиусом $9''$, центрированную на положение источника M101 ULX–1 ($\alpha = 14^h03^m32^s.37$, $\delta = 54°21'02''.7$, эпоха 2000.0 [192]), при этом кольцевая область с радиусами 10 и $18''$ и с центром в источнике, была использована для оценки вклада фонового излучения.

Кроме того, мы исследовали излучение других ярких источников поля зрения (рис. 3.2), в том числе ядер галактик NGC 5457 и NGC 5461, попадающих область с радиусом $15''$ вокруг M101 ULX–1, и проследили их поведение во время всех наблюдений. Было обнаружено, что только источник M101 ULX–1 демонстрирует значительную переменность во время всех анализируемых наблюдений.

3.1.2.4 Зависимость жесткости спектра от светимости. Рентгеновские кривые блеска M101 ULX–1

Прежде, чем перейти к детальному спектральному анализу, мы исследовали эволюцию т.н. коэффициента жесткости рентгеновского спектра для качественной характеристики изменения спектрального состояния источника. В частности, мы ввели коэффициент жесткости R, который определяется как отношение количества отсчетов в секунду S и H в разных энергетических диапазонах: в мягком (0.3 – 1.5 кэВ) и жестком (1.5 – 10 кэВ), соответственно. Однако при малом количестве отсчетов, апостериорное распределение коэффициентов R является асимметричным ввиду Пуассоновского распределения событий. Поэтому мы ввели *цветовой коэффициент*, $C = \log_{10}(S/H)$, который будучи логарифмическим преобразованием R, имеет более симметричную диаграмму (см., например, [174]). При вычислении цветовых коэффициентов C производилось вычитание фоновых отсчетов. На рис. 3.1 представлена зависимость цветового коэффициента $C = log_{10}(S/H)$ от величины потока S для наблюдений M101 ULX–1 обсерваторией $Swift$ (2006 – 2012). Из графика следует, что наблюдения с разными скоростями счета соответствуют разным участкам кривой $C(S)$, и тем самым, разным "цветовым режимам". Бóльшие величины C указывают на более мягкий спектр, и наоборот. При вычислении коэффициентов C и их ошибок был применен байесовский подход с использованием программы BEHR [174][2]. Обычно этот метод применяется для случаев исследований слабых источников или наличия относительно высокого фона [229, 175, 176]. В нашем случае, бóльшая часть наблюдений $Swift$ выполнена во время низкой светимости источника, что могло бы затруднить надежную оценку цветовых коэффициентов. Однако байесовский анализ предусматривает простой способ решения этой проблемы, что позволило надежно установить эволюцию состояний рентгеновского излучения M101 ULX–1 от низкого/жесткого до высокого/мягкого состояния. Кроме того, рис. 3.1 демонстрирует монотонный рост цветовых коэффициентов C с увеличением мягкого рентгеновского потока S и заметную фазу постоянства при высоких значениях потока источника в мягком состоянии. В целом, для цветовой диаграммы M101 ULX–1 можно уверенно выделить две группы экспериментальных точек, относящихся к высокому/мягкому (HS) и низкому жестком (LH) состояниям (см. рис. 3.1). В частности, во время вспышки объект M101 ULX–1 эволюционирует из состояния LH в состояние HS во время начальной фазы и затем возвращается в состояние LH во время фазы завершения вспышки. Эта эволюция подобна большинству вспышек в галактических транзиентных РДС (напр., [177, 55, 178, 19, 38, 179, 180]).

Большую часть времени источник M101 ULX–1 находится в низком/жестком состоянии (характеризуемом низкой скоростью счета регистрируемых фотонов), за исключением небольшого количества относительно коротких вспышек (с высокой скоростью счета, см. пример на рис. 3.4). Ввиду малой скорости счета мы комбинировали все данные *Chandra* и *Swift*, относящиеся к низкому/жесткому состоянию, для дальнейшего спектрального статистически значимого анализа.

На рис. 3.4 показана кривая блеска M101 ULX–1, полученная телескопом `XRT` обсерватории *Swift* в энергетическом диапазоне 0.3 – 10 кэВ (2006 – 2013 гг.). Красными точками указан сигнал источника и зелеными точками отмечен уровень фона. Мы детектировали вспышку M101 ULX–1 для интервала дат MJD=55800 – 56100, при этом остальная часть наблюдений *Swift* относится к низкому состоянию источника. Индивидуальные на-

[2]Программа для вычисления коэффициентов C методом, описанным в работе [174] (см. http://hea-www.harvard.edu/AstroStat/BEHR/).

блюдения M101 ULX–1 в режиме “PC mode” не позволяют статистически значимый спектральный анализ из-за недостаточного количества регистрируемых фотонов. Для решения этой проблемы все наблюдения *Swift*/XRT были сгруппированы по четырем диапазонам в зависимости от скорости счета регистрируемых фотонов (рис. 3.4): очень высокий (A), высокий (B), средний (C) и низкий (D). Мы также разделили диапазон C на два поддиапазона по следующему принципу. Синие точки, отмеченные на рис. 3.1, соответствуют более верхнему треку (с меньшей спектральной жесткостью) и совпадают с фазой завершения вспышки (рис. 3.4). В соответствии с этим, диапазон C дополнительно разделен на два поддиапазона: C_h (красные точки, начальная фаза вспышки), относящиеся к нижнему треку $C(S)$, и C_s (синие точки, финальная фаза вспышки), относящиеся к более верхнему треку $C(S)$. Таким образом скомбинированные по диапазонам спектры далее анализировались с использованием χ^2-статистики. Кроме того, для некоторых наиболее ярких спектровиз диапазонов A и B была выполнена перегруппировка энергетических каналов с целью повышения значимости сигнала источника (с помощью процедуры grppha пакета программ `XSPEC`)) и возможности дальнейшей аппроксимации с использованием Cash-статистики.

3.1.3 Спектральный анализ

Для описания эволюции параметров источника во время смены спектральных состояний нами были исследованы разные спектральные модели в применении ко всем имеющимся данным M101 ULX–1 (табл. 3.1, 3.2). При этом были использованы комбинированные спектры, соответствующие разным спектральным состояниям, по данным *Swift* для тестирования ряда спектральных моделей: *powerlaw*, *Bbody*, *bmc* и их возможных комбинаций, с учетом межзвездного поглощения атомами нейтрального водорода. Итоговая аппроксимация всех спектров проводилась с учетом мультипликативной модели *phabs*. Наилучшее согласие всех наблюдательных данных с результатами моделирования было дистигнуто для параметра $N_H = 3 \times 10^{21}$ см$^{-2}$.

3.1.3.1 Выбор спектральной модели

Сначала была исследована модель “степенной закон” с учетом межзвездного поглощения. Оказалось, что эта модель ($phabs * powerlaw$) хорошо аппроксимирует только данные в низком/жестком состоянии [например, для спектра D, χ^2_{red}=1.15 (для 18 ст.св., см. правую колонку табл. 3.3]. Как видно из таблицы, модель “степенной закон” характеризуется очень большими фотонными индексами (> 3, в частности для спектров A и B), и, кроме того, эта модель дает неприемлемое качество аппроксимации (например, для спектров A, B и C по данным *Swift*). С другой стороны, данные источника в высоком/мягком состоянии лучше аппроксимируются чернотельной моделью (*Bbody*), чем степенной. Однако спектры промежуточных состояний (спектры B и C) не могут аппроксимироваться ни одной из этих однокомпонентных моделей. В частности, при аппроксимации с помощью степенной модели образуется неучтенный избыток мягких фотонов. Значительная положительная разность “наблюдения-модель” в области низких энергий, менее 1 кэВ, предполагает наличие дополнительной эмиссионной компоненты. По этой причине, для соответствующей аппроксимации мы также использовали сумму чернотельной и степенной компонент ($N_H = 3 \times 10^{21}$ см$^{-2}$, $kT_{bb} = 70 - 90$ эВ и $\Gamma = 1.4 - 2.2$; см. табл. 3.3). Но наилучшее качество аппроксимации спектров по данным *Swift* было достигнуто при использовании “модели динамической Комптонизации” (*Bulk Motion Comptonization model*,

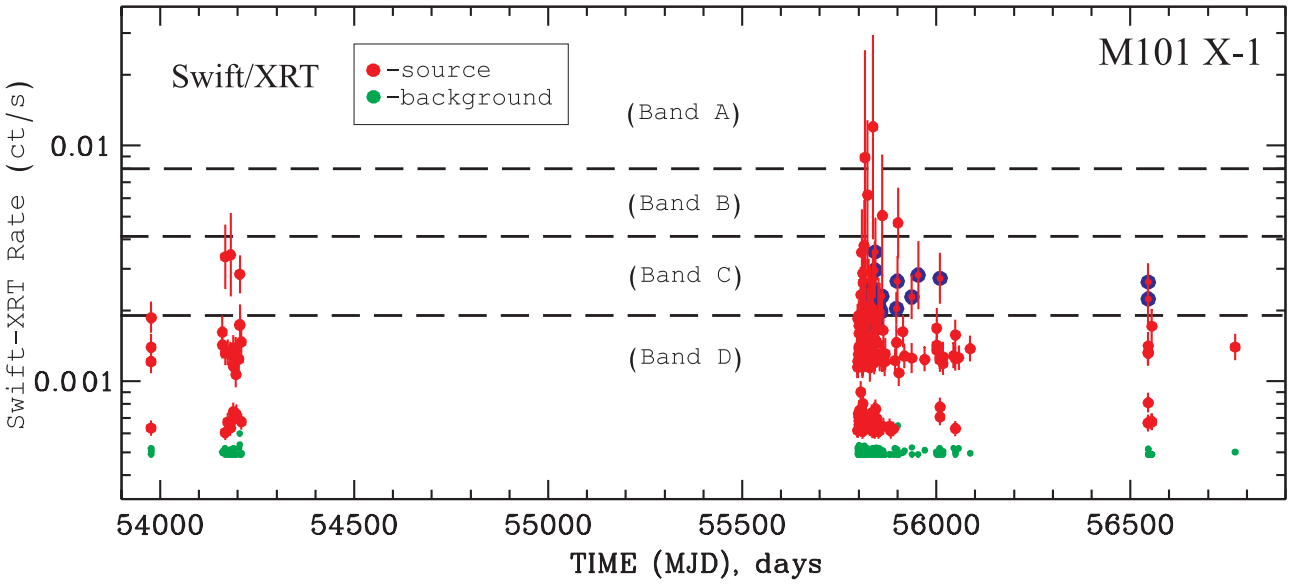

Рис. 3.4: Кривая блеска M101 ULX–1 по данным *Swift*/XRT в диапазоне 0.3−10 кэВ (2006 – 2013 гг.). Красными точками указан сигнал источника и зелеными точками отмечен уровень фона. Синие точки указывают фазу спада вспышки для этой кривой блеска и соответствуют синим точкам на диаграмме зависимости жесткости спектра от интенсивности (см. более верхний участок трека), показанной на рис. 3.1.

`BMC XSPEC` модель [161], параметризация которой уже была описана ранее, в разд. 1.2.1.1). При описании спектров источника в этой модели фотонный индекс варьируется в интервале $\Gamma \sim 1.4 - 2.8$ для всех наблюдений (см. табл. 3.3, 3.4 и рис. 3.5). Кроме того, мы достигли наилучших результатов аппроксимации используя одну и ту же модель для всех (как высоких, так и низких) состояний.

3.1.3.2 Применение модели тепловой и динамической Комптонизации к объекту M101 ULX–1

Нижний ряд таблицы 3.3 содержит результаты аппроксимации наблюдений ULX–1 (*Swift*) моделью $phabs * bmc$ и демонстрирует хорошее согласие модели с данными ($0.97 < \chi^2_{red} < 1.21$) для всех спектральных состояний. Спектры источника по данным *Swift*/XRT для диапазонов A (красный) и C (синий), а также их модельные аппроксимации показаны на рис. 3.5 (левая панель). На рисунке хорошо видно значительное изменение формы спектров для этих сетов наблюдений, параметры наилучшей аппроксимации которых представлены в табл. 3.3). В частности, переход из низкого/жесткого в высокое/мягкое состояние сопровождается изменением фотонного индекса Γ от 1.4 до 2.5 при сравнительно небольшом изменении температуры "затравочных" фотонов kT_s от 40 эВ до 90 эВ. При этом нормировка BMC возрастает примерно в пять раз, а именно варьируется в интервале $2.9 < N_{BMC} < 15.6 \times L_{35}/d^2_{10}$ эрг с$^{-1}$ кпс$^{-2}$. Однако степень Комптонизации излучения остается достаточно низкой ($\log A < -4$ или $f \sim 10^{-4}$) для всех случаев.

Как уже упоминалось выше, ранее в работах [160, 21, 164, 168] был выполнен анализ данных *Chandra* и исследована спектральная эволюция M101 ULX–1. Мы также обнаружили спектральную эволюцию, подобную результатам вышеупомянутых работ, в рамках

Таблица 3.3: Параметры, при которых достигнуто наилучшее согласие с наблюдениями комбинированных спектров M101 ULX–1 по данным *Swift* в энергетическом диапазоне 0.3−7 кэВ с использованием четырех моделей†: *phabs∗power*, *phabs∗bbody*, *phabs∗(bbody+power)* и *phabs∗bmc*.

Модель	Параметр	Полоса-A	Полоса-B	Полоса-C_h	Полоса-C_s	Полоса-D
Power-law	Γ_{pow}	6.2±0.2	3.6±0.3	1.9±0.2	2.0±0.2	1.4±0.2
	$N_{pow}^{\dagger\dagger}$	2.8±0.03	1.4±0.02	0.67±0.05	0.68±0.04	0.04±0.01
	χ^2 (d.o.f.)	2.3 (18)	2.15 (18)	2.03 (18)	2.02 (18)	1.15 (18)
Bbody	T_{BB}	65±2	70±3	85±3	84±5	94±4
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	5.2±0.5	4.5±0.3	2.7±0.6	2.8±0.5	1.5±0.4
	χ^2 (d.o.f.)	1.14 (18)	1.28 (18)	1.94 (18)	1.93 (18)	3.03 (18)
Bbody	T_{BB}	70±3	86±4	90±5	89±3	70±4
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	4.2±0.5	3.6±0.6	1.4±0.6	1.6±0.5	1.3±0.4
Power-law	Γ_{pow}	2.2±0.1	2.1±0.4	1.4±0.1	1.5±0.1	3.4±0.3
	$N_{pow}^{\dagger\dagger}$	0.64±0.01	0.57±0.03	0.36±0.09	0.38±0.07	1.3±0.4
	χ^2 (d.o.f.)	1.23 (16)	1.19 (16)	1.23 (16)	1.22 (16)	1.27 (16)
bmc	Γ_{bmc}	2.5±0.3	2.1±0.2	1.6±0.1	1.7±0.1	1.4±0.1
	T_s	92±10	76±9	56±10	57±10	42±8
	logA	-5.3±0.4	-4.7±0.5	-4.3±0.4	-4.2±0.5	-3.9±0.5
	$N_{bmc}^{\dagger\dagger}$	15.6±0.5	8.1±0.3	4.4±0.2	4.5±0.4	2.9±0.2
	χ^2 (d.o.f.)	1.21 (16)	0.97 (16)	1.15 (16)	1.14 (16)	1.03 (16)

† Ошибки приведены по уровню значимости 90%. †† Параметры нормировки в моделях *Blackbody* и *bmc* указаны в единицах L_{35}^{soft}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{35}^{soft} – светимость в мягком энергетическом диапазоне в единицах 10^{35} эрг/с, d_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс, и для модели *power-law* в единицах 10^{-4} кэВ$^{-1}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ на 1 кэВ. N_H – количество атомов нейтрального водорода на луче зрения, 3×10^{21} см$^{-2}$ (см. пояснения в тексте); T_{BB} и T_s – чернотельная температура и температура "затравочных" фотонов, соответственно (в эВ); Γ_{pow} и Γ_{bmc} – индексы в моделях *power-law* и *bmc*, соответственно.

нашей модели для выбранного сета данных (табл. 3.2). В частности, мы нашли, что объект M101 ULX–1 находился в высоком/мягком состоянии во время трех вспышек, включая вспышечную активность в марте – октябре 2000 г., в июле 2004 г. и в период с 30 декабря 2004 г по 1 января 2005 г. Остальные наблюдения M101 ULX–1, выполненные обсерваторией *Chandra*, относятся к низкому/жесткому состоянию, когда источник обнаруживался на пределе детектирования. Такие состояния покрывают длительные интервалы наблюдений: в течение января, марта, мая, ноября и декабря 2004 г. Обычно рентгеновская светимость ULX–1 в низком/жестком состоянии в 100 раз меньше, чем в высоком/мягком состоянии, в котором максимальная болометрическая светимость (в предположении изотропного излучения) достигает $\sim 10^{41}$ эрг с$^{-1}$.

На правой панели рис. 3.5 показаны два характерных спектра M101 ULX–1 по данным *Chandra* для разных состояний источника. Данные получены 5 июля 2004 г. (красный спектр, который соответствуют высокому/мягкому состоянию объекта) и в январе – мае и ноябре 2004 г. (синий спектр, который соответствует низкому/жесткому спектральному состоянию объекта). Эти спектры аппроксимировались моделью $phabs * bmc$, для которой температуры "затравочных" мягких фотонов составляют $kT_s = 70$ эВ (в высоком состоянии) и $kT_s = 45$ эВ (в низком состоянии); остальные параметры наилучшей аппроксимации приведены в табл. 3.4. Хорошо видно различие форм этих спектров, соотнесенных

Таблица 3.4: Параметры аппроксимации спектра M101 ULX–1 по данным *Chandra* в диапазоне 0.3 – 7 кэВ†. Ошибки параметров приведены по уровню значимости 90%.

ID	MJD, день	Эксп., кс	Отсч./с	kT_s, кэВ	$\Gamma_{bmc} = \alpha_{bmc} + 1$	$\log A$	$N_{bmc}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (ст.св.), MC†††
934	51629	94	8642	100±21	2.78±0.08	-3.78(9)	35.2(3)	0.99 (28)
2065	51846	10	310	67±10	2.6±0.1	-2.36(8)	18.9(1)	1.08 (10)
4731*	53023	56	26	46±10	1.39±0.07	-2.1(5)	2.2(1)	0.89
5297*	53028	15	14	42±9	1.38±0.04	-2.0(6)	2.3(2)	0.78
5300*	53071	52	13	43±8	1.38±0.05	-2.0(6)	2.2(1)	0.99
5309*	53078	71	18	44±9	1.37±0.06	-2.0(5)	2.1(1)	0.98
4732*	53083	70	12	42±8	1.38±0.04	-2.0(3)	2.1(1)	0.91
5322*	53128	65	17	45±10	1.39±0.08	-2.0(5)	2.2(1)	0.93
4733*	53132	16	12	41±7	1.36±0.07	-2.0(4)	2.1(1)	0.85
5323*	53134	43	10	40±10	1.35±0.09	-2.5(2)	2.0(1)	0.82
5337	53191	10	129	70±12	1.65±0.09	-3.32(9)	4.6(2)	0.97 (12)
5338	53192	28	162	98±25	1.89±0.07	-2.93(8)	6.3(1)	1.00 (30)
5339	53193	14	468	65±14	1.97±0.1	-4.18(6)	6.9(1)	1.08 (20)
5340	53194	54	680	51±3	2.72±0.09	-2.4(3)	30.6(3)	1.21 (23)
4734	53197	35	582	60±9	2.12±0.06	-3.9(4)	8.7(1)	1.25 (14)
4736*	53310	78	29	45±8	1.36±0.07	-2.4(2)	2.0(1)	0.89
6152*	53316	44	21	43±9	1.36±0.08	-2.4(3)	2.1(2)	0.96
6170	53361	48	41	47±12	1.5±0.1	-2.0(1)	3.1(5)	0.6 (5)
6175	53363	41	54	45±10	1.9±0.3	-3.7(1)	5.7(1)	0.78 (6)
6169	53369	29	613	71±5	2.1±0.1	-4.1(2)	8.1(1)	1.12 (20)
4737	53371	20	1483	95±7	2.75±0.06	-3.9(1)	26.7(1)	1.08 (54)
КДНС**	...	500	172	45±10	1.39±0.08	-2.0(5)	2.2(1)	0.93 (10)

† Использована модель $phabs*BMC$, N_H принято 3×10^{21} см$^{-2}$; †† в единицах L_{35}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2; ††† для *данных в низком состоянии источника* спектр аппроксимировался в рамках CASH-статистики, при этом *критерий согласия* определен моделированием по методу Монте-Карло. * В данных, полученных для интервалов дат MJD 53023 – 53134 & 53310 – 53316 (с января по май и в течение ноября 2004 г.) M101 ULX–1 зарегистрирован в низком состоянии. ** Комбинированные данные в низком состоянии (“КДНС“) накоплены в вышеуказанном интервале дат.

с разными состояниями. Так в низком/жестком состоянии “затравочные” мягкие фотоны (с меньшей температурой kT_s, предположительно связанной с меньшей скоростью аккреции) Комптонизируются более эффективно из-за увеличения степени облучения f [или $\log(A)$; см. табл. 3.3, 3.4]. В высоком же состоянии эти параметры (kT_s и $\log(A)$) показывают совершенно противоположное поведение, а именно, $\log(A)$ становиться ниже для более высоких kT_s. Это означает, что теперь Комптонизируется лишь относительно малая часть “затравочных” мягких фотонов, чья температура становится выше из-за увеличения скорости аккреции в высоком состоянии по сравнению с низким состоянием.

В качестве эквивалента параметра нормировки N_{bmc}, мы также оценили радиус области чернотельного излучения R_{BB}, используя соотношение

$$L_{BB} = 4\pi R_{BB}^2 \sigma T_{BB}^4,$$

где L_{BB} – светимость чернотельной компоненты, σ – постоянная Стефана-Больцмана.

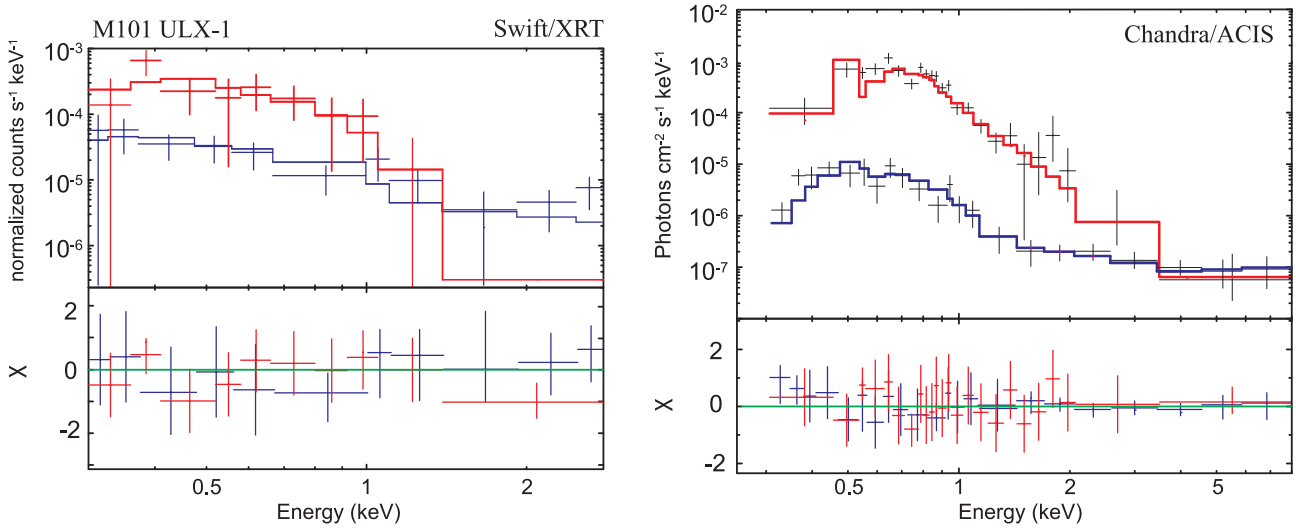

Рис. 3.5: Слева: спектры по данным $Swift$/XRT, полученные для диапазонов A (красный) и C (синий) при аппроксимации в модели *bmc*. Справа: два типичных спектра по данным $Chandra$ для разных спектральных состояний источника M101 ULX–1. Использованы данные, полученные 5 июля 2004 г. (красный спектр), которые соответствуют высокому/мягкому состоянию, и накопленные в интервалах январь – май и в течение ноября 2004 г. (синий спектр), которые соответствуют низкому/жесткому состоянию. Спектры фитировались в модели $phabs*bmc$ с $kT_{bb} = 70$ эВ (красный) и $kT_{bb} = 45$ эВ (синий). См. также параметры, при которых достигается наилучшее согласие между моделью и наблюдениями, перечисленные в таблицах 3.3 и 3.4 по данным $Swift$ и $Chandra$, соответственно.

Принимая величину расстояния D равную 7.6 Мпс (в качестве оценки сверху), радиус области, связанной с чернотельным излучением, составляет $R_{BB} \leq 3 \times 10^6$ км, что также указывает на наличие черной дыры промежуточной массы в M101 ULX–1. В качестве сравнения, укажем, что R_{BB} для галактических ЧД с массой $\sim$10 $M_\odot$ доложен составлять порядка $10 - 30$ км.

3.1.3.3 Зависимость рентгеновских спектров от состояния объекта

Мы обнаружили общие тенденции изменения свойств объекта во время переходов между высоким и низким состояниями в M101 ULX–1 (рис. 3.6) на основе эволюции его спектральных параметров в диапазоне энергий 0.3 – 7 кэВ по данным детекторов $Swift$/XRT и $Chandra$/ACIS. Значительная переменность источника в мягком рентгеновском диапазоне (см. кривую блеска на рис. 3.4) сопровождается изменением спектральных параметров (см. рис. 3.6). На этом рисунке, сверху вниз, представлена эволюция температуры "затравочных" фотонов kT_s (в эВ), параметра нормировки N_{BMC} и спектрального индекса $\alpha = \Gamma - 1$ во время вспышки 2004−2005 гг., зарегистрированной детектором $Chandra$/ACIS-S. Фазы вспышки при переходах источника между низким и высоким состояниями отмечены синими вертикальными полосами.

Во время начальной и околопиковой фазы вспышки в рентгеновском спектре доминирует более мягкое излучение в энергетическом диапазоне 0.3−1 кэВ, которое характеризуется температурой мягких "затравочных" фотонов $kT_s = 40 - 60$ эВ (верхняя панель рис. 3.6). Во время пика вспышки была достигнута максимальная температура "затра-

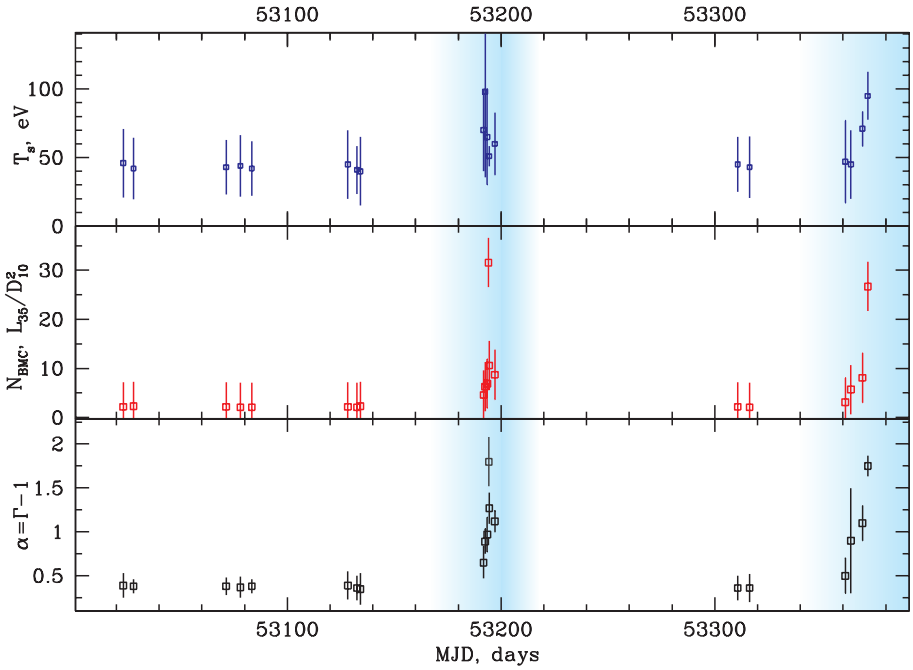

Рис. 3.6: *Сверху вниз:* эволюция температуры "затравочных" фотонов kT_s в эВ, номировки N_{BMC} и спектрального индекса $\alpha = \Gamma - 1$ во время вспышки 2004−2005 гг., зарегистрированной детектором *Chandra*/ACIS-S. Фазы вспышки во время переходов между низким и высоким состояниями отмечены синими вертикальными полосами.

вочных" фотонов $kT_s = 100$ эВ (см., например, MJD=53194) и максимальное значение параметра нормировки N_{bmc}. Через несколько дней после пика вспышки скорость аккреции упала примерно в десять раз (учитывая, что параметр нормировки $N_{bmc} \propto \dot{M}$), kT_s вновь снизилась до 60 эВ, когда источник возвратился в низкое/жесткое состояние. В свою очередь, это низкое/жесткое состояние M101 ULX–1 связано с низкой температурой "затравочных" фотонов $kT_s = 40$ эВ (напр., в интервале дат MJD=53000 – 53150 на панели значений T_s на рис. 3.6; см. также табл. 3.3, 3.4).

Из этого рисунка хорошо видно, что все спектральные параметры взаимосвязаны друг с другом во время переходов между низким и высоким состояниями. В частности, зависимость фотонного индекса Γ $(= \alpha + 1)$ от BMC-нормировки N_{BMC} показана на рис. 3.7, на котором синими треугольниками и красными квадратами отмечены значения, относящиеся к наблюдениям со спутников *Swift* и *Chandra*, соответственно. Рис. 3.7 также демонстрирует монотонный рост фотонного индекса Γ $(= \alpha + 1)$ от 1.3 до 2.8 с нарастанием нормировки N_{BMC} (пропорциональной скорости аккреции $\dot{M}$) и его насыщение на уровне $\Gamma_{sat} = 2.8 \pm 0.1$ при высоких значениях нормировки N_{BMC} в высоком/мягком состоянии. Таким образом, в этих наблюдениях установлен значительный эффект насыщения фотонного индекса Γ, как функция N_{BMC}, для источника M101 ULX–1.

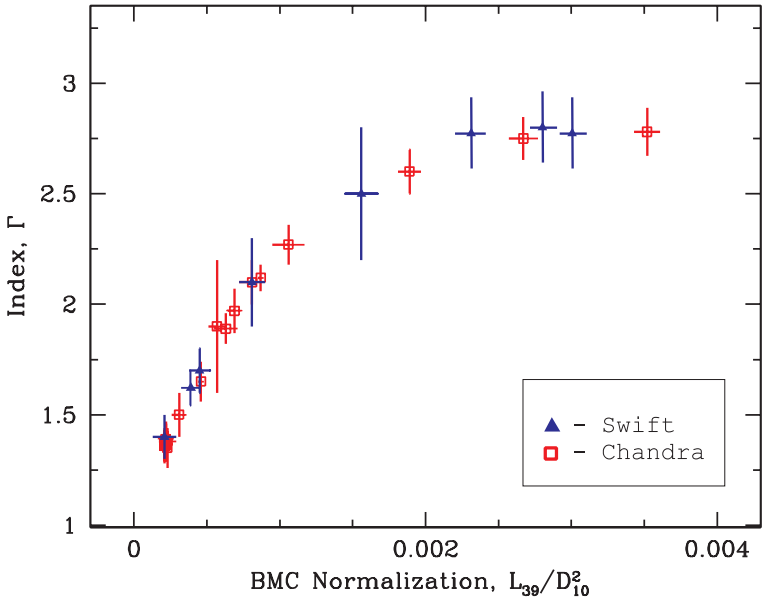

Рис. 3.7: Зависимость фотонного индекса Γ ($= \alpha + 1$) от нормировки N_{BMC} (пропорциональной скорости аккреции вещества $\dot{M}$) в единицах L_{39}/D_{10}^2. Синие треугольники и красные квадраты относятся к наблюдениям со спутников *Swift* и *Chandra*, соответственно.

3.2 Вспышки ESO 243–49 HLX–1: сравнение с Галактическими маломассивными транзиентами

3.2.1 Введение

Универсальность корреляций, найденных в галактических черных дырах, и их подобие корреляциям, обнаруживаемым в гораздо больших масштабах, указывают на подобие основных физических процессов в этих источниках. Это позволяет подходить к анализу супермассивных черных дыр и черных дыр "промежуточных масс" с общим набором основных физических параметров, развитым на основе галактических ЧД звездных масс. Следующим примером демонстрации такого подхода является вероятная черная дыра "промежуточной массы" HLX–1 в яркой галактике ESO 243–49, удаленной от нас на 95 Мпс в направлении на созвездие Феникс [202]. Оценки светимости с учетом колоссального расстояния ESO 243 HLX–1 указывают на ярчайший среди известных ULX источников, поэтому его общепринятое название модифицировано в виде *hyper*-luminous X-ray source, то есть HLX–1. Этот кандидат в ЧД впервые был обнаружен в рентгеновском диапазоне в окрестности спиральной галактики ESO 243–49 и внесен в каталог под именем 2XMM J011028.1-460421. Несколько позже, начиная с 2008 г. изображение неба в области этого источника (см., напр., рис. 3.12) подвергалось более детальному анализу с использованием данных многочисленных рентгеновских миссий.

В 2009 г. Фаррелл и его коллеги [203] сразу предположили, что HLX–1 является черной дырой "промежуточной массы" с массой $\sim 10^4$ $M_\odot$ с учетом чрезмерно высокой рентгеновской светимости HLX–1 ($\sim 10^{42}$ эрг/с в интервале 0.2 – 10 кэВ) и с учетом рентгеновской спектральной переменности и величины чернотельной температуры $kT_{in} \sim 2$ кэВ по спектральным оценкам в модели *disk blackbody*. Дальнейший спектральный анализ рентгеновского излучения содержится в многочисленных работах [204, 205, 206, 207, 208].

Результаты оптических наблюдений [209, 210] и радионаблюдений [291], в целом, также поддерживают вывод о наличии черной дырой “промежуточной массы” в ESO 243–49 HLX–1.

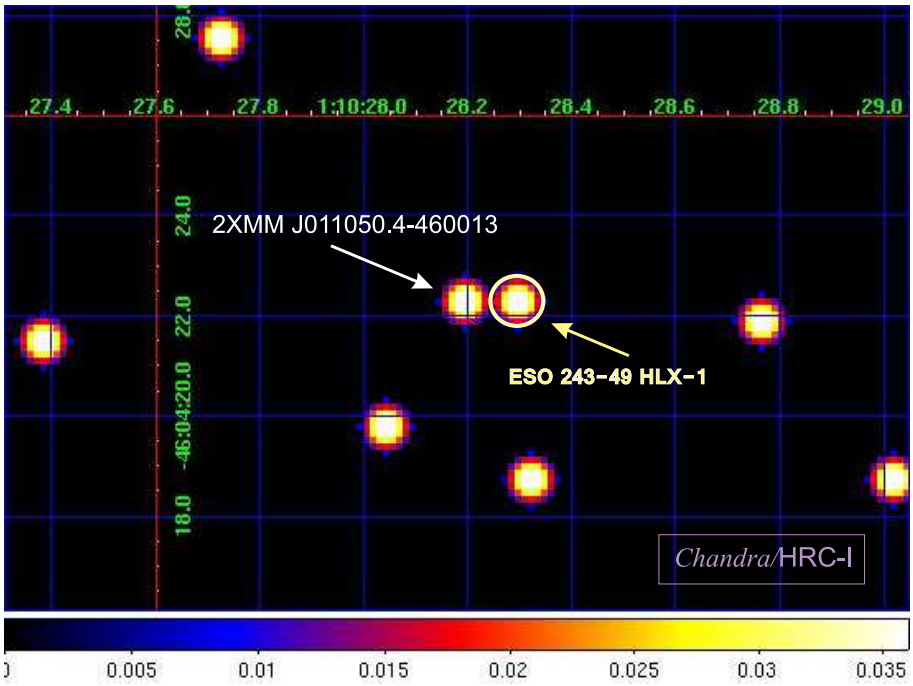

Рис. 3.8: Изображение участка неба в окрестности ESO 243–49 HLX–1, полученное с помощью детектора HRC-I (0.1 – 10 кэВ) орбитальной обсерватории *Chandra*, на котором желтым кружком отмечены положения ультраяркого источника ESO 243–49 HLX–1.

О значительной переменности этого источника в рентгеновских лучах (∼50 раз) говорят длительные мониторинговые наблюдения, проводимые детектором XRT со спутника *Swift* [205, 212], при этом характер его спектральной переменности очень напоминает поведение Галактических черных дыр звездной массы [206]. В частности, рентгеновская кривая блеска HLX–1 прописывает тот же профиль, а именно “быстрое нарастание с медленным экспоненциальным спадом” (с периодом ∼370 – 460 дней), что и многие галактические черные дыры. Эта повторяемость интерпретирована как проявление орбитального периода звезды-компаньона [213, 214]. Однако последние две вспышки произошли “не по плану”, с существенными задержками относительно предсказанных моментов. Интервалы между этими последними двумя вспышками почти на три месяца дольше, чем интервалы между первыми двумя (см. рис.3.9).

Недавно, Вебб и ее коллеги [291] детектировали транзиентное радиоизлучение, локализованное в области HLX–1, которое согласуется с картиной дискретных струйных выбросов. Эти наблюдения позволили выполнить оценку массы центрального объекта в интервале от ∼0.9 до $\sim 9\times10^4$ $M_\odot$. В отличие от них, Кинг и Ласота [215] предположили, что HLX–1 может представлять собой двойную систему с компонентами звездных масс наподобие SS 433 [216], в которой рентгеновское излучение поступает из узконаправленного джета.

HLX–1 проецируется на небесную плоскость на расстоянии ∼0.8 кпс от плоскости спиральной (S0/a)родительской галактики ESO 243–49 и на расстоянии ∼3.3 кпс (≈8") от

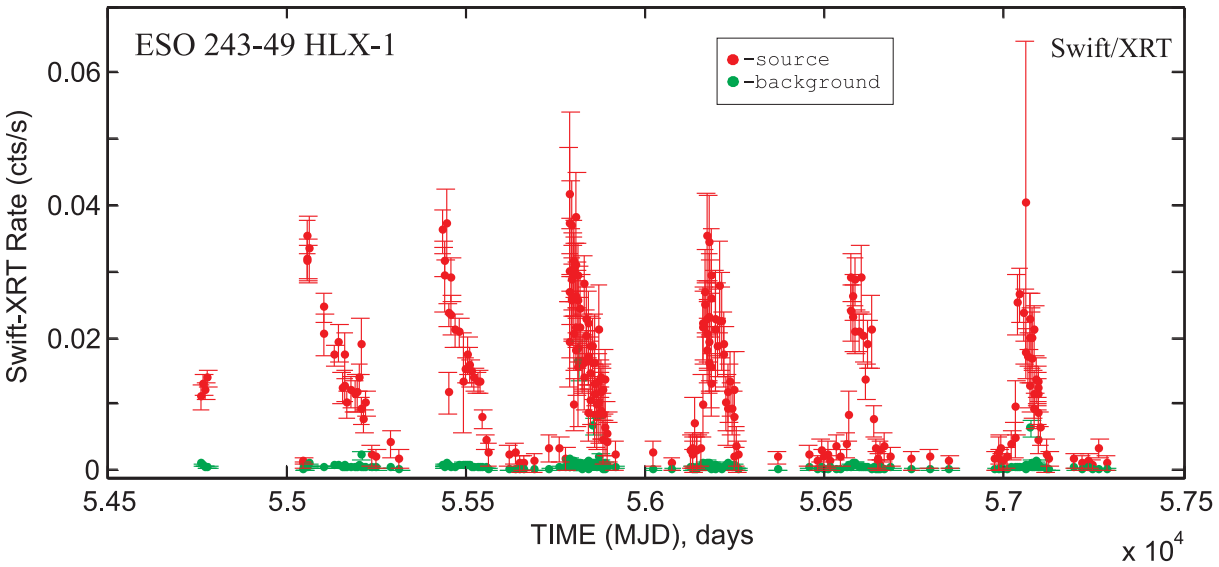

Рис. 3.9: Кривая блеска ESO 243–49 HLX–1 по данным *Swift*/XRT в диапазоне 0.3−10 кэВ (2008 – 2015 гг.). Красными точками указан сигнал источника и зелеными точками отмечен уровень фона.

ядра этой галактики (расстояние до земного наблюдателя составляет $\sim$ 96 Мпс по оценкам светимости). Сама галактика ESO 243–49 входит в состав звездного скопления Abell 2877 [217]. Взаимосвязь HLX–1 с ESO 243–49 подтверждена измерениями красного смещения наблюдаемой эмиссионной линии H_α в оптическом спектре источника [213, 214, 210], хотя имеет место небольшое отклонение между красным смещением спектра источника и балжда ESO 243–49 ($\sim$430 km/s), что указывает на тенденцию покидания этой галактики [214]. Этот факт позволяет предположить, что HLX–1 может быть карликовой сателлитной галактикой или звездным скоплением около ESO 243–49, а не обособленной галактикой [213, 214]. Зона HII, в которой находится HLX, может представлять собой остаток карликовой сателлитной галактики, которая была аккрецирована [209]. Излучение в оптическом диапазоне HLX–1 хорошо изучено от инфракрасного до ультрафиолетового диапазонов [210, 218, 219, 209], но его природа все еще остается загадкой.

Однако попытки найти разгадку этого объекта через оценку массы продолжали предприниматься многими группами. Заметим, что наиболее удачная попытка была сделана в 2012 г. на основе совместного проекта двух крупных радиотелескопов *Australia Telescope Compact Array* (ATCA) and *Very Large Array* (VLA) [220], согласно которому оценка массы ESO 243–49 HLX–1 составляет $2.8^{+7.5}_{2.1} \times 10^6$ $M_\odot$. В свою очередь, Ян и его коллеги [212] проанализировали мониторинговые наблюдения ESO 243–49 HLX–1 со спутника *Swift* и сравнили характеристики вспышек HLX–1 с характеристиками ярких Галактических транзиентных маломассивных РДС. Кроме того, они установили, что HLX–1 тратит всё меньше и меньше времени в каждой последующей вспышке и остается все больше и больше времени проводит в спокойном состоянии, но пиковая светимость остается приблизительно постоянной. Спектральный анализ, проведенный Яном и др. неизменно указывает на подобие между сменой состояний в HLX–1 и в Галактических транзиентных маломассивных РДС.

Обычно очень высокая светимость ESO 243-49 HLX–1 рассматривается как явное до-

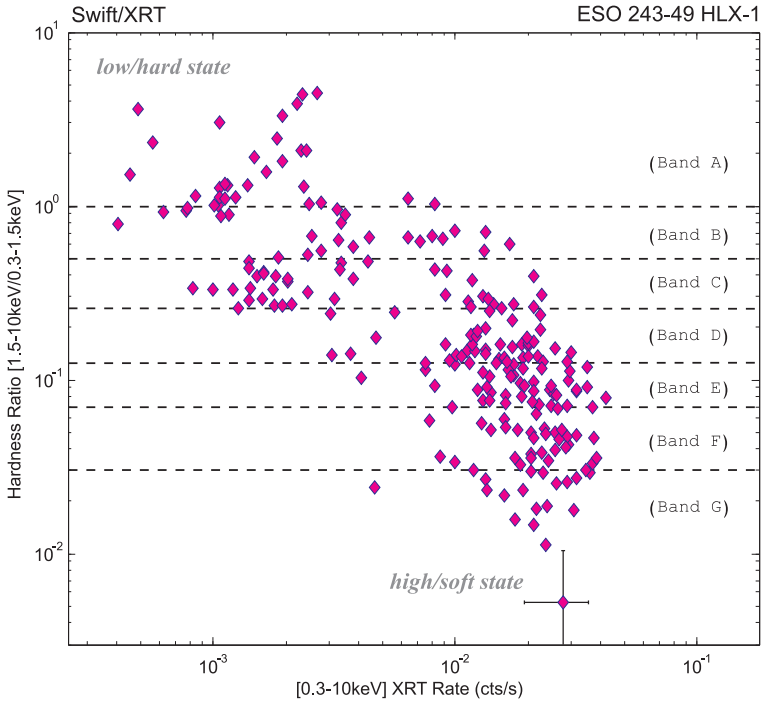

Рис. 3.10: Зависимость жесткости излучения [1.5 – 10 кэВ/0.3 – 1.5 кэВ] от потока в мягком диапазоне [0.3 – 1.5 кэВ] для ESO 243–49 HLX–1 по данным обсерватории *Swift* (2008 – 2015). Жесткость излучения падает с увеличением яркости объекта в мягком рентгеновском диапазоне. Для ясности, типичные ошибки наблюдений указаны только для одной точки (в правом нижнем углу).

казательство наличия черной дырой "промежуточной массы" в ESO 243–49 HLX–1 [203]. Однако светимости до $\sim 10^{41}$ эрг/с могут быть объяснены с привлечением сценариев с черными дырами звездной массы, подвергающимися супер-Эддингтоновской аккреции с последующим оттоком в узконаправленных струях. В результате, видимая /кажущаяся светимость может превосходить Эддингтоновский предел, оцененный в предположении об изотропном излучении [221, 224]. Хотя, на самом деле, вряд ли следует ожидать, что сильно коллимированные источники имеют спектр, доминированный тепловым или чернотельным излучением диска, подобный тому, который мы видим в HLX–1 в высоком/мягком состоянии. По этой причине нельзя предположить, что HLX–1 является сильно коллимированным источником.

В итоге, все-таки возникает проблема с объяснением такой высокой светимости, выше $\sim 10^{41}$ эрг/с, если не рассматривать возможность существования массивной черной дыры в этом источнике. Поэтому для источника ESO 243-49 HLX–1 крайне желательно иметь независимую диагностику природы центрального объекта (как возможного кандидата в черные дыры или нейтронные звезды), а также независимую оценку его массы, альтернативную вышеупомянутым методам (обычно основанным только на оценках светимости). Как уже говорилось ранее, такой новый метод был предложен и развит Шапошниковым и Титарчуком [19] на основе скалирования корреляций между рентгеновскими спектральными и временными (или $\dot{M}$) свойствами, наблюдаемыми во многих Галактических РДС, содержащих ЧД, во время переходов между спектральными состояниями. Границы применения этого метода были значительно расширены благодаря успешному изучению класса

сверхмассивных черных дыр, таких, как Mkr 766 [226], NGC 3227, NGC 5548 NGC 5506 и NGC 3516 [223, 225] и, опять же, ультраярких источников, например, NGC 5408 X–1 [79] и M101 ULX–1 [227] с использованием набора корреляций Галактических РДС с черными дырами в качестве опорных источников. Особо следует также отметить, что этот метод скалирования (масштабирования) оказывается применим для оценки массы ЧД даже в тех случаях, когда обычные динамические методы не могут быть использованы.

В этом разделе мы впервые применили данный метод к анализу рентгеновских наблюдений ESO 243-49 HLX–1 по данным *Swift*/XRT. Конечно, эти данные изучались ранее многими авторами, среди них Сория и др. [218], Фаррелл и др. [290], Вебб и др. [253], Ян и др. [212]. В частности, Сория и др. изучили наблюдения *Swift* (2008 – 2009 гг.) при аппроксимации в нескольких моделях, в том числе в модели Blackbody/diskbb в сочетании со степенным законом. Они нашли, что спектральный индекс для рентгеновских спектров ESO 243-49 HLX–1 изменяется от 1.8 до 2.95, но при этом они не нашли какие-либо аргументы для обоснования природы этого источника, либо черная дыра "промежуточной массы", либо нейтронная звезда.

Еще в 2011 году мы предсказали в работе [129], основываясь на опубликованных результатах Сории и его коллег [218], наличие черной дыры в ESO 243-49 HLX–1 и исключили нейтронную звезду. В самом деле, по результатам предыдущих глав и ряду работ [255, 246, 131, 130], фундаментальным признаком черной дыры является монотонный рост индекса Γ от $\Gamma \sim 1.6$ до $\Gamma \sim 3$ при переходе от низкого к высокому спектральному состоянию, в то время как фундаментальным свойством нейтронных звезд, отличающим их от черных дыр, является постоянство индекса на уровне 2 (см. следующие главы). Кроме того, в работе [210] измерено красное смещение z=0.0223 для HLX–1, величина которого явно указывает на то, что HLX–1 не может быть нейтронной звездой, поскольку для такой величины z его светимость слишком высока.

Далее мы изложим более глубокий анализ рентгеновского излучения ESO 243-49 HLX–1 по наблюдениям со спутника *Swift*, выполненных с 2008 по 2015 гг. для повторной проверки предыдущих заключений [129] и попытаемся найти более строгие указания на наличие черной дыры "промежуточной массы" в HLX–1.

3.2.2 Наблюдения и обработка данных

Таблица 3.5: Список наблюдений ESO 243–49 HLX–1 со спутника *Swift*, использованных для анализа в данной работе

ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблюдения (MJD)
00031287(001-164, 233, 235-238, 240-246, 248-250, 252, 254, 255)[1,2,3,4]	24 окт. 2008 г.	28 сент. 2012 г.	54763.6 – 56198.9
00032577(001-100)[4]	2 окт. 2012 г.	10 апр. 2015 г.	56202.5 – 57122.5
00049794(001, 003)[4]	14 марта 2013 г.	17 марта 2013 г.	56365.3 – 56369.3
00080013001[4]	02:05:59	07:12:03, 21 ноя. 2012 г.	56252.1 – 56252.3
00091907(006-037)[4]	15 мая 2014 г.	5 марта 2015 г.	56792.1 – 57086.5
00092116(001-020)	5 апр. 2015 г.	22 сент 2015 г.	57117.7 – 57287.1

Ссылки: [1] [218]; [2] [209]; [3] [253] и [4] [212].

Использовались наблюдения ESO 243-49 HLX–1 по данным орбитальной обсерватории *Swift* [232], выполненные с 2008 по 2015 гг. В табл. 3.5 представлен полный список наблюдений *Swift*/XRT [231], проанализированных в данной главе. По имеющимся наблюдениям *Swift*, HLX–1 хорошо детектируется, по меньшей мере, на уровне значимости сигнала $\sim 2\sigma$ [229]. Отобранные *Swift*-XRT/PC наблюдения (их номера ID указаны в первом столбце табл. 3.5) были обработаны с помощью пакета процедур HEA-SOFT (версия 6.14), скрипта `XRTPIPELINE` (версия 0.12.84) и калибрационных файлов CALDB (версия 4.1) по методике, описанной в разд. 3.1.2.1. Идентификация состояний источника (первоначально) была проведена на основе зависимости изменения коэффициента жесткости спектра от интенсивности мягкого излучения (см. разд. 3.2.3.2), с использованием байесовского метода [174]. Наши результаты, выполненные с использованием этого метода, указывают на непрерывное распределение HR по интенсивности источника от больших значений HR с низкими скоростями счета до малых значений HR с высокими скоростями счета (рис. 3.10). Кроме того, график спектральной жесткости от светимости источника представляет собой гладкую зависимость. Поэтому мы сгруппировали спектры в семи диапазонах по скорости счета регистрируемых фотонов (см. разд. 3.2.3.1) и аппроксимировали комбинированные спектры в каждом диапазоне с использованием пакета программ `XSPEC` (версия 12.8.14).

Также были использованы наблюдения, полученные со спутника *Chandra* для более глубокого анализа изображения области неба в окрестности HLX–1. В частности, мы использовали данные детектора `HRC-I`/*Chandra*, обработанные с помощью программы CIAO v4.1.1 пакета программ WAVDETECT.

3.2.3 Результаты

3.2.3.1 Изображения

Во избежание возможного влияния близлежащих ярких источников мы выполнили визуальное исследование полученных изображений участка неба вокруг HLX–1. Для этого мы использовали изображения этой области неба с высоким пространственным разрешением (более высоким, чем для детекторов *Swift*), полученные детектором `HRC-I` на борту обсерватории *Chandra* 4 июля 2009 г. с временем экспозиции 1175 с (ObsID: 10919). На рис. 3.8 показано сглаженное изображение участка неба в окрестности HLX–1 в Гауссовой модели с полной шириной на половине максимума $3''$. Здесь хорошо видно, что в поле зрения детектируются несколько источников, причем два из них оказываются вблизи положения HLX–1: 2XMM J011050.4-460013 и 2XMM J010953.9-455538. Источник, координаты которого соответствуют координатам HLX–1 [253] указан желтым кружком на рис. 3.8 и указан с именем 2XMM J010953.9-455538, идентифицированный нами как ESO 243–49 HLX–1 ($\alpha = 01^h10^m28^s.30$, $\delta = -46°04'22''.3$, J2000.0). Этот рисунок также демонстрирует минимальный вклад других точечных источников и диффузионного излучения в пределах кружка 8 арксекунд вокруг HLX–1.

3.2.3.2 Диаграммы жесткости и кривые блеска

Прежде, чем перейти к детальному спектральному анализу, мы исследовали эволюцию коэффициента жесткости HR рентгеновского спектра для качественной характеристики изменения спектра источника. Способ построения диаграммы жесткости полностью аналогичен случаю с M101 ULX–1, поэтому мы здесь не будем подробно останавливаться

на этой процедуре. В результате, мы обнаружили явную эволюцию состояний рентгеновского излучения HLX–1 от низкого/жесткого до высокого/мягкого. Кроме того, рис. 3.8 демонстрирует монотонное увеличение цветового коэффициента C с нарастанием мягкого потока S и некоторое постоянство при высоких значениях потока источника. Эта эволюция [177, 55, 178, 19, 38, 179, 180].

Во время мониторинговых наблюдений *Swift* (с 2008 г. по 2015 г.) HLX–1 подвергался шести повторным вспышкам, которые распределены примерно с интервалом в один год. На рис. 3.11 мы представили кривую блеска PLX–1, полученную телескопом `XRT` обсерватории *Swift* в энергетическом диапазоне 0.3 – 10 кэВ (2006 – 2013 гг.). Красными точками указан сигнал источника и зелеными точками отмечен уровень фона. Мы детектировали пики вспышек ESO 243 HLX–1 в моменты MJD=55060, 55446, 55791, 56178, 56586 и 57060 (с быстрым нарастанием и более медленным спадом от 70 до 200 дней), при этом в остальные интервалы времени наблюдений ESO 243-49 HLX–1 со спутника *Swift* этот источник оставался в низком состоянии. Индивидуальные наблюдения HLX–1 в режиме "PC mode" не позволяют статистически значимый спектральный анализ из-за недостаточного количества регистрируемых фотонов. Для решения этой проблемы мы использовали диаграмму жесткости (рис. 3.9) и сгруппировали наблюдения *Swift*/XRT в семь диапазонов в зависимости от скорости счета регистрируемых фотонов: очень низкий ("A", HR>1; "B", 0.5<HR<1), низкий ("C", 0.25<HR<0.6), промежуточный ("D", 0.13<HR<0.25), высокий ("E", 0.07<HR<0.13; "F", 0.03<HR<0.07) и очень высокий ("G", HR<0.03).

3.2.3.3 Спектральный анализ

Мы протестировали разные спектральные модели в применении ко всем имеющимся данным ESO 243–49 HLX–1 (табл. 3.5, 3.6) для описания эволюции параметров источника между низким и высоким состояниями. При этом мы использовали комбинированные спектры, соответствующие разным спектральным состояниям, по данным *Swift* исследования для тестирования ряда спектрвльных моделей: *powerlaw*, *Bbody*, *bmc* и их возможные комбинации, с учетом межзвездного поглощения атомами нейтрального водорода в модели *phabs*. При этом обнаружено, что для описания всех имеющихся спектров источника достигается наилучшее согласие модели и наблюдений (табл. 3.6), в среднем, при $N_H \sim 5 \times 10^{20}$ см$^{-2}$ [212, 209, 253, 291].

3.2.3.4 Выбор спектральной модели

Как и для M101 ULX–1, сначала была исследована модель "степенной закон" с учетом межзвездного поглощения. Оказалось, что эта модель ($phabs * powerlaw$) хорошо аппроксимирует только данные в низком/жестком состоянии [напр., для спектра A, χ^2_{red}=1.15 (для 138 ст. св., см. верхнюю часть табл. 3.6]. Как видно из таблицы, модель "степенной закон" характеризуется очень большими фотонными индексами (> 3, в частности для спектра G), и, кроме того, эта модель дает неприемлемое качество аппроксимации для D, E, F и G спектров. С другой стороны, данные источника в высоком/мягком состоянии лучше аппроксимируются чернотельной моделью (*Bbody*), чем степенной. Однако спектр промежуточного состояния (спектр D) не может аппроксимироваться ни одной из этих однокомпонентных моделей из-за невозможности корректного описания избытка фотонов на низких энергиях. Это предполагает, что в области низких энергий, менее 1 кэВ, присутствует дополнительная эмиссионная компонента. По этой причине, для соот-

Таблица 3.6: Параметры аппроксимации комбинированных спектров ESO 243–049 HLX–1 по данным *Swift* в энергетическом диапазоне 0.3−10 кэВ с использованием четырех моделей†: $phabs * power$, $phabs * bbody$, $phabs * (bbody + power)$ и $phabs * bmc$.

		A	B	C	D	E	F	G
	HR	> 1	0.5-1	0.25-0.5	0.13-0.25	0.07-0.13	0.03-0.07	< 0.03
Модель								
phabs	N_H	5.1±0.1	5.2±0.2	5.1±0.1	5.1±0.1	5.2±0.1	5.1±0.1	5.05±0.08
Power-	Γ_{pow}	1.4±0.1	1.6±0.2	1.9±0.2	2.4±0.1	2.6±0.2	2.8±0.3	3.9±0.4
law	$N_{pow}^{\dagger\dagger}$	0.24±0.05	0.43±0.02	0.97±0.05	2.7±0.4	3.04±0.06	4.3±0.1	6.2±0.1
	χ^2	1.15 (138)	1.1 (180)	1.3 (209)	1.5 (223)	2.6 (250)	3.2 (93)	2.1 (219)
phabs	N_H	5.0±0.1	5.0±0.2	4.9±0.2	5.0±0.1	5.0±0.09	4.9±0.2	5.03±0.06
Bbody	T_{BB}	280±10	170±5	85±9	97±6	110±9	85±7	120±10
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.53±0.04	0.9±0.3	2.1±0.5	3.1±0.5	3.5±0.4	4.1±0.5	5.0±0.3
	χ^2	6.1 (138)	4.5 (180)	3.8 (209)	2.56 (223)	1.4 (250)	1.2 (93)	1.1 (219)
phabs	N_H	5.1±0.1	5.1±0.1	5.1±0.08	5.1±0.1	5.2±0.2	5.1±0.1	5.08±0.09
Bbody	T_{BB}	300±10	180±9	90±6	100±20	120±8	92±5	110±8
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.34±0.05	0.7±0.2	1.8±0.6	2.6±0.4	4.3±0.5	4.9±0.6	5.0±0.2
Power-	Γ_{pow}	1.3±0.2	1.7±0.3	1.8±0.1	2.3±0.2	2.4±0.2	2.6±0.1	2.9±0.3
law	$N_{pow}^{\dagger\dagger}$	0.82±0.03	0.65±0.03	0.48±0.09	0.39±0.07	0.4±0.4	0.67±0.02	0.52±0.03
	χ^2	1.24 (136)	1.18 (178)	1.24 (207)	1.23 (221)	1.26 (248)	1.19 (91)	1.14 (217)
phabs	N_H	5.0±0.1	5.0±0.1	4.9±0.1	5.0±0.1	5.0±0.1	4.9±0.1	5.02±0.04
bmc	Γ_{bmc}	1.6±0.2	1.76±0.09	2.01±0.05	2.68±0.08	2.8±0.1	2.96±0.09	3.0±0.1
	T_s	54±9	61±8	52±9	139±8	142±10	105±9	130±10
	logA	0.10±0.04	0.17±0.05	1.1±0.3	-1.09±0.05	-1.22±0.09	-1.06±0.05	-0.7±0.3
	$N_{bmc}^{\dagger\dagger}$	0.36±0.09	0.6±0.2	0.98±0.07	2.5±0.3	3.08±0.06	4.03±0.05	5.2±0.1
	χ^2	0.86 (136)	0.89 (178)	0.96 (207)	0.93 (221)	1.03 (248)	0.79 (91)	1.04 (217)

† Ошибки приведены по уровню значимости 90%. †† Параметры нормировки в моделях *Blackbody* и *bmc* указаны в единицах L_{33}^{soft}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{33}^{soft} – светимость в мягком энергетическом диапазоне в единицах 10^{33} эрг/с, d_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс, и для модели *power-law* в единицах 10^{-6} кэВ$^{-1}$ см$^{-2}$ с$^{-1}$ на 1 кэВ. N_H – количество атомов нейтрального водорода на луче зрения, в единицах $\times 10^{20}$ см$^{-2}$ (см. пояснения в тексте); T_{BB} и T_s – чернотельная температура и температура "затравочных" фотонов, соответственно (в эВ); Γ_{pow} и Γ_{bmc} – индексы в моделях *power-law* и *bmc*, соответственно.

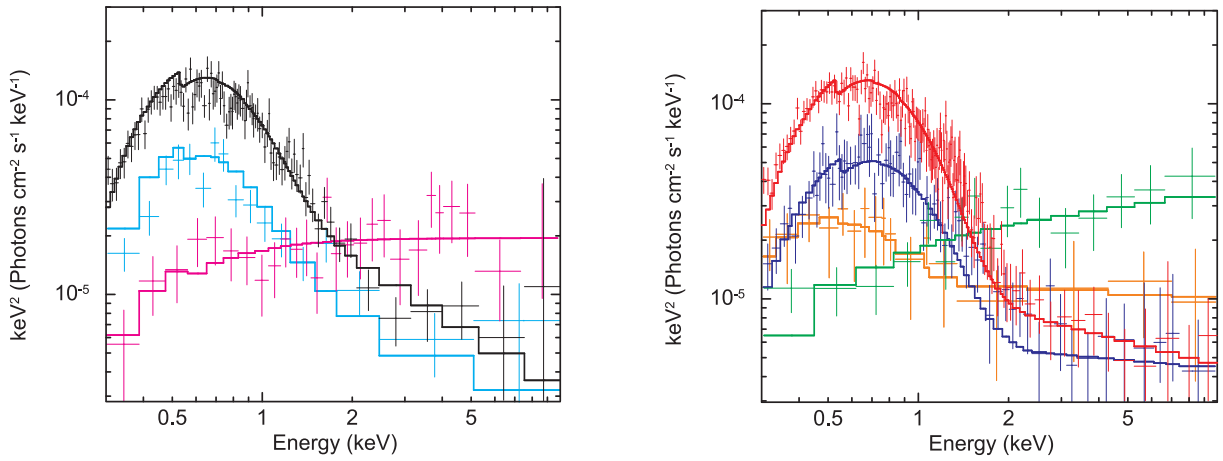

Рис. 3.11: Семь спектров ESO 243–49 HLX–1 в единицах EF_E в разных спектральных состояниях по данным XRT/*Swift*, характеризуемых разными коэффициентами жесткости: (*левая панель*:) HR<0.03 (*черный*, высокое/мягкое состояние), 0.03<HR<0.07 (*голубой*, высокое/мягкое состояние), 0.5<HR<1 (*малиновый*, низкое/жесткое состояние); (*правая панель*:) 0.1<HR<0.2 (*синий*, IS), 0.07<HR<0.2 (*красный*, высокое/мягкое состояние), 0.2<HR<0.5 (*оранжевый*, промежуточное состояние), HR>1 (*зеленый*, низкое/жесткое состояние).

ветствующей аппроксимации мы также использовали сумму чернотельной и степенной компонент ($N_H = 5 \times 10^{20}$ см$^{-2}$, $kT_{bb} = 90 - 300$ эВ, и $\Gamma = 1.3 - 2.9$; см. табл. 3.6). Но наилучшее качество аппроксимации спектров по данным *Swift* достигается при использовании "модели динамической Комптонизации" (*Bulk Motion Comptonization model*, `BMC` `XSPEC` модель [161]), для которой фотонный индекс варьируется в интервале $\Gamma \sim 1.6 - 3.0$ для всех наблюдений (см. табл. 3.6 и рис. 3.11 – 3.12). Кроме того, нам удалось описать все (высокие и низкие) состояния ESO 243–49 HLX–1 используя одну и ту же модель.

3.2.3.5 Моделирование спектров ESO 243–49 HLX–1

Аппроксимация спектров ESO 243–49 с использованием модели `BMC` (параметры которой уже были описаны ранее в разд. 1.2.1.1), выполнено аналогично приведенному для M101 ULX–1. Поэтому сразу перейдем к результатам.

На рис. 3.11 продемонстрирована спектральная эволюция при переходах между состояниями, где представлены семь спектров, относящихся к разным состояниям источника HLX–1 (характеризуемых разными коэффициентами жесткости). Слева показаны спектры для HR<0.03 (*черный*, высокое/мягкое состояние), 0.03<HR<0.07 (*голубой*, высокое/мягкое состояние), 0.5<HR<1 (*малиновый*, низкое/жесткое состояние); справа приведены спектры для 0.1<HR<0.2 (*синий*, промежуточное состояние), 0.07<HR<0.2 (*красный*, высокое/мягкое состояние), 0.2<HR<0.5 (*оранжевый*, промежуточное состояние), HR>1 (*зеленый*, низкое/жесткое состояние).

В результате, обнаружено, что во всех спектральных состояниях источника "BMC"-модель хорошо аппроксимирует спектры ESO 243–49 HLX–1. В частности, спектры для жесткого (A, красный) и мягкого (G, синий) состояний по данным *Swift*/XRT показаны на рис. 3.12 (правая панель) с указанием невязок при аппроксимации в модели BMC. Спектр A, характеризуемый HR=1.1 ± 0.1, описывается набором модельных параметров $\Gamma = 1.6 \pm 0.2$, $T_s = 54 \pm 9$ эВ ($\chi^2_{red} = 0.86$ для 136 ст.св.); в то время как спектр B,

характеризуемый HR=0.02±0.01, аппроксимируется моделью с параметрами $\Gamma = 3.0 \pm 0.1$, $T_s = 130 \pm 10$ эВ ($\chi^2_{red} = 1.04$ для 217 ст. св.).

Как уже упоминалось выше, спектральная эволюция ESO 243-49 HLX–1 изучалась ранее по данным *Swift* многими авторами. Например, Сория [218], Ян [212] и их коллеги исследовали сеты 2008 – 2009 гг. и 2009 – 2015 гг. используя модель "степенной закон" (power−law) для описания спектра источника в жестких состояниях и аддитивную модель *diskbb* в сочетании с *power-law* для описания спектра источника в мягких состояниях. Хотя эти модели отчасти феноменологические, но они хорошо описывают эволюцию формы спектра HLX–1 в терминах спектральных переходов во время вспышки. Мы нашли подобное спектральное поведение для более обширного сета данных *Swift* с использованием нашей модели. В частности, также, как и в работе Сории и Яна и их коллег, мы нашли монотонный рост фотонного индекса Γ во время переходов от жесткого к мягкому состояниям от ∼1.6 до 3. Кроме того, мы обнаружили, что Γ насыщается на уровне 3 при высоких значениях N_{bmc} (т.е. при высоких темпах аккреции) в мягком состоянии.

Интересно, что затравочные фотоны в жестком состоянии имеют более низкую температуру kT_s, связанную с меньшим темпом аккреции, Комптонизируются менее эффективно, поскольку степень облучения f [или $\log(A)$] для них оказывается выше. В отличие от этого, в мягком состоянии во время вспышки эти параметры , kT_s и $\log(A)$, показывают противоположное поведение, а именно $\log(A)$ становится ниже для больших температур kT_s. Это означает, что температура затравочных фотонов выше из-за более высокого темпа аккреции, но при этом лишь малая их часть вовлекается в процесс Комптонизации.

В целом, наша спектральная модель показывает хорошее согласие с данными для всех сетов наблюдений. В таблице 3.6 (нижний ряд) продемонстрировано хорошее согласие результатов аппроксимации наблюдений ESO 243-49 HLX–1 (*Swift*) моделью $phabs * bmc$ ($0.79 < \chi^2_{red} < 1.03$) для всех спектральных состояний. В частности, переход от низкого/жесткого к высокому/мягкому состоянию сопровождается изменением фотонного индекса Γ от 1.6 до 3.0, при относительно низкой температуре затравочных фотонов kT_s от 50 эВ до 140 эВ. Вспышки этого объекта характеризуются возрастанием BMC нормировки в 15 раз (в интервале $0.3 < N_{BMC} < 5.2 \times L_{33}/d^2_{10}$ эрг с$^{-1}$ кпс$^{-2}$) и изменением степени облучения в широком диапазоне ($-1.2 < \log A < 1.1$ или $f \sim 0.1 - 1$).

Мы оценили радиус зоны чернотельного излучения R_{BB}, так же как и для M101 ULX–1, используя закон Стефана-Больцмана. Принимая величину расстояния D равную 95 Мпс, получаем размер области чернотельного излучения объекта $R_{BB} \sim 5 \times 10^6$ км. Это явно указывает на размеры, сопоставимые с ЧД промежуточной массы в ESO 243-49 HLX–1.

В итоге надежно установлено, что выходящий спектр ESO 243-49 HLX–1 эволюционирует из низкого в высокое состояние (рис.3.10 и 3.11) во время вспышечной активности (2008 – 2015 гг.). В табл. 3.6 представлено изменение температуры затравочных фотонов kT_s, BMC-нормировки и фотонного индекса Γ в данный период активности HLX–1 по наблюдениям детектора *Swift*/XRT.

3.3 Обсуждение

Перед тем, как перейти непосредственно к интерпретации наблюдений, кратко сформулируем основные результаты наблюдений:

• спектральные данные M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 хорошо аппроксимируются моделью BMC для всех спектральных состояний объекта (см. рис. 3.5, 3.12 и табл. 3.3,

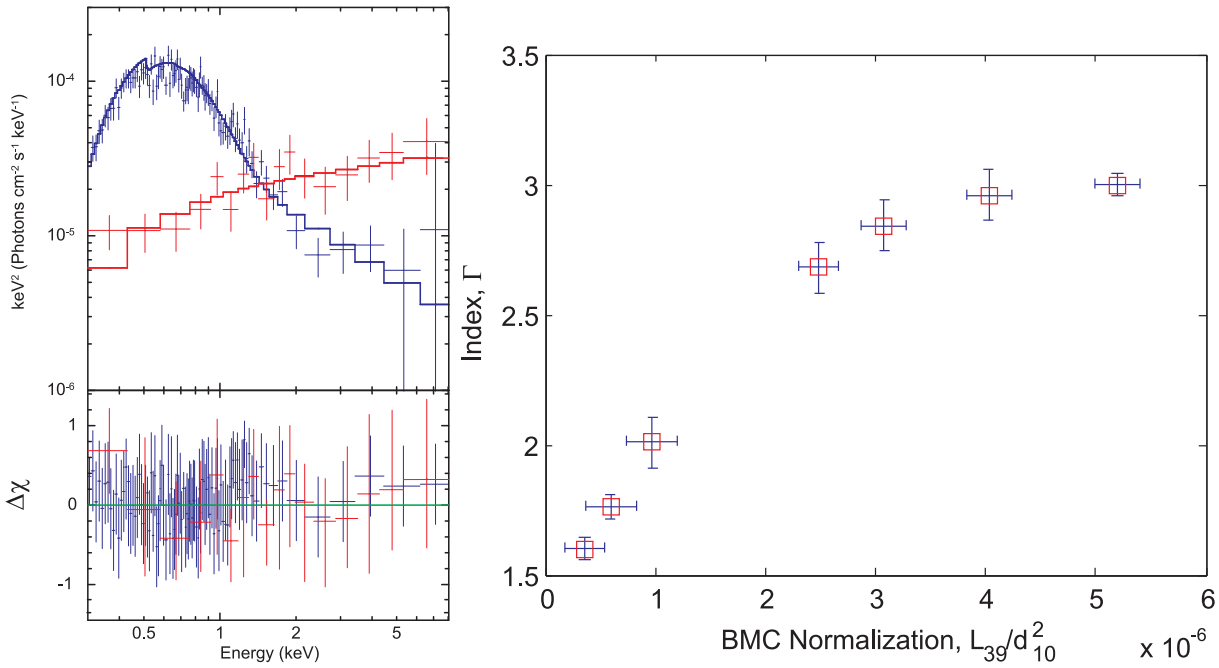

Рис. 3.12: (*Слева:*) Примеры спектральных диаграмм E*F(E) для источника ESO 243–49 HLX–1, находящегося в мягком (“A”, *синий*) и жестком состояниях (“G”, *красный* спектр) с соответствующими невязками (левая нижняя панель). (*Справа:*) Зависимость фотонного индекса Γ ($=\alpha+1$) от параметра BMC нормировки N_{BMC} (пропорциональной темпу аккреции $\dot{M}$) в единицах L_{39}/D_{10}^2.

3.4), 3.6;

• индекс α функции Грина BMC-компоненты (или фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$) возрастает и насыщается с ростом BMC-нормировки (пропорциональной $\dot{M}$). Уровень насыщения фотонного индекса BMC-компоненты составляет около 2.8 (для M101 ULX–1) и 3 (для ESO 243–49 HLX–1) (см. рис. 3.7 и правую панель на рис. 3.12).

3.3.1 Насыщение индекса как признак наличия черной дыры в источнике

По результатам вышеизложенного анализа, в источниках M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 строго установлена эволюция спектральных состояний и эффект насыщения индекса Γ с BMC-нормировкой N_{BMC}, которая пропорциональна $\dot{M}$. В целом, во время вспышек мы детектировли рост светимости источников вместе с умягчением их рентгеновских спектров, длящееся около трех дней (для M101 ULX–1) и около двадцати дней (для ESO 243–49 HLX–1). При снижении светимости наблюдалось повышение жесткости спектров в соответствии со снижением индекса Γ, что согласуется с теоретическими ожиданиями [11, 181, 136]. Эти корреляции Γ как функция $\dot{M}$, обнарженные по спектральным данным ультраярких источников M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1, вероятно осуществляются за счет одних и тех же физических процессов, которые обуславливают спектральную эволюцию, наблюдаемую в рентгеновских двойных системах при изменении скорости аккреции $\dot{M}$. На рис. 3.7 и на правой панели рис. 3.12 можно ясно видеть монотонное нарастание значений Γ от 1.3 и затем финальное насыщение на уровне 2.8 (для M101 ULX–1) и 3 (для ESO 243–49 HLX–1). С учетом данного эффекта насыщения индекса Γ можно утверждать о наличии черных дыр в этих источниках на основании результатов работы [19], где по-

Таблица 3.7: Параметризация для искомого и опорных источников

Опорные источники	A	B	D	x_{tr}	β
XTE J1550–564	2.84±0.08	1.8±0.3	1.0	0.132±0.004	0.61±0.02
H 1743–322	2.97±0.07	1.27±0.08	1.0	0.053±0.001	0.62±0.04
4U 1630–472	2.88±0.06	1.29±0.07	1.0	0.045±0.002	0.64±0.03
Искомый источник	**A**	**B**	**D**	$x_{tr}[\times 10^{-4}]$	β
M101 ULX–1	2.88±0.06	1.29±0.07	1.0	4.2±0.2	0.61±0.03
ESO 243–49 HLX–1	3.00±0.04	1.27±0.05	1.0	4.25±0.03	0.62±0.05

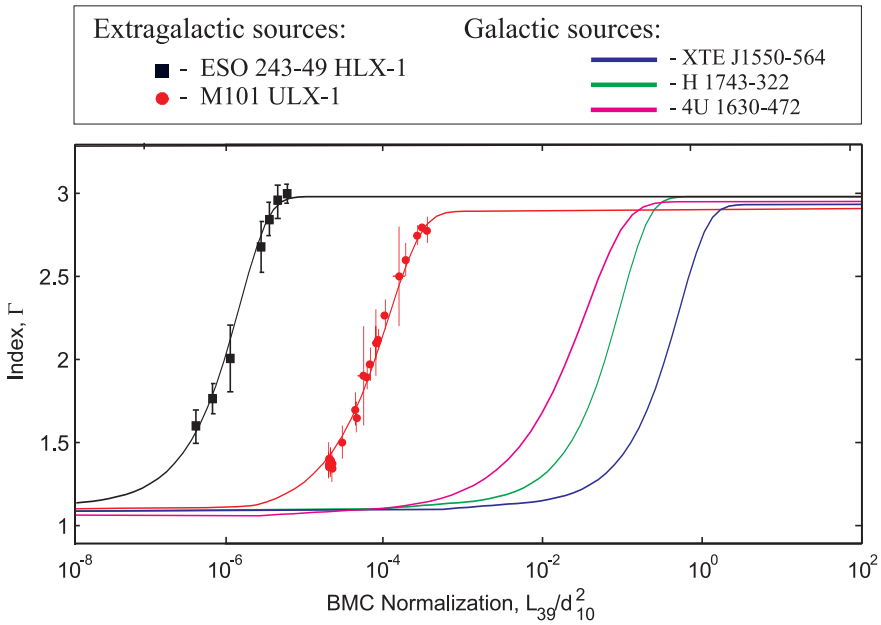

Рис. 3.13: Скалирование (масштабирование) фотонного индекса Γ как функция нормировки N_{BMC} для M101 ULX–1 (красные точки - искомый источник) и ESO 243–49 HLX–1 (черные точки - искомый источник) с корреляциями галактических источников 4U 1630–472, XTE J1550–564 and H1743–322 (малиновой, синей и зеленой линиями показаны треки опорных источников), соответственно.

казано, что вышеуказанный эффект является надежным признаком потока сходящегося на черную дыру, т.е. по сути наличия черной дыры в источнике. Корреляции индекса с нормировкой N_{BMC} (или $\dot{M}$), найденные во многих галактических ЧД, позвляют оценку масс ЧД в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1.

3.3.2 Оценка массы черных дыр в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1

Для оценки массы ЧД M_{BH} исследуемых источников (M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1), мы выбрали соответствующие галактические опорные источники: XTE J1550–564, H 1742-322 [19] и 4U 1630–47 [182], массы и расстояния которых известны (см. табл. 3.8) и их корреляционные Γ – N_{BMC} треки являются самосогласованными или “самоподобными” (условия самосогласованности корреляционных треков метода скалирования сформулированы ранее в разд. 2.5.3.1).

3.3.2.1 Параметризация скалирования

В целом, техника скалирования массы ЧД основана на параметризации корреляции $\Gamma - N_{BMC}$, которая согласно [19] аппроксимируется функцией

$$F(x) = A - (D \cdot B) \ln\{\exp[(1.0 - (x/x_{tr})^{\beta})/D] + 1\}, \tag{3.1}$$

where $x = N_{BMC}$.

В основе применяемой техники лежит предположение о том, что различные опорные источники показывают одинаковую форму корреляций $\Gamma - N_{BMC}$ и единственное различие между ними заключается в отношении массы ЧД к квадрату расстояния, а именно M_{BH}/d^2. По результатам наилучшей аппроксимации параметр A (в пределах погрешности) является одинаковым для всех этих источников. В частности, $A_{ULX} = 2.85 \pm 0.09$, $A_{HLX} = 3.0 \pm 0.1$, $A_{1550} = 2.94 \pm 0.08$ и $A_{1743} = 2.97 \pm 0.07$ для M101 ULX–1, ESO 243–49 HLX–1, XTE J1550–564 и H 1743–322, соответственно. Кроме того, на рисунке ясно видно, что корреляции для пары источников [напр., M101 ULX–1 (красная линия) и XTE J1550–564 (синяя линия)] являются самоподобными и единственное различие между ними заключается в BMC-нормировке из-за разных значений отношения M_{BH}/d^2.

Таким образом, для оценки массы ЧД в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1, нужно выполнить смещение соответствующей корреляции искомого источника вдоль оси N_{BMC} до ее совмещения с корреляционной кривой одного из опорных источников (см. рис. 3.13). Эта процедура скалирования обеспечивает искомую массу ЧД искомого источника M_t

$$M_t = M_r \frac{N_t}{N_r} \left(\frac{d_t}{d_r}\right)^2 f_G, \tag{3.2}$$

здесь индекс t относится к искомому источнику; r – к опорному источнику; геометрический фактор, по определению, равен $f_G = (\cos\theta)_r/(\cos\theta)_t$; углы наклона θ_r, θ_t и d_r, d_t – расстояния до искомого и опорного источников, соответственно (см. подробности в [19]). Геометрический фактор учитывается в тех случаях, когда предусматривается, что процесс аккреции происходит в предположении дисковой геометрии. Разумеется, что для сферической аккреции геометрический фактор равен единице. Несмотря на эту неопределенность для фактора f_G, мы применяем вышеупомянутую формулу для f_G, в которой $\theta \sim i$, если имеется информация об угле наклонности системы i (см. табл. 3.8).

На рис. 3.13 мы отложили наблюдаемые точки в координатах $\Gamma - N_{BMC}$, полученные на основе спектров для M101 ULX–1 (по данным *Chandra* и *Swift*) и ESO 243–49 HLX–1 (по данным *Swift*), с аппроксимационными кривыми, вместе с аналогичными корреляционными кривыми для трех опорных источников 4U 1630–47 (малиновая), XTE J1550–564 (синяя), H 1743–322 (зеленая), которые подобны найденным корреляциям в искомых источниках. Параметры скалирования для каждой из этих пар представлены в таблице 3.8.

Далее, искомую массу для M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 можно оценить пользуясь соотношением

$$M_t = C_0 N_t {d_t}^2 f_G, \tag{3.3}$$

где $C_0 = (1/d_r^2)(M_r/N_r)$ – коэффициент скалирования для каждой скалируемой пары источников (искомого и опорного), массы M_t и M_r приведены в единицах $M_\odot$ и d_r – расстояние до конкретногого опорного источника, измеренное в кпс.

Таблица 3.8: Массы и расстояния для исследуемых черных дыр.

Источник	M^a_{dyn} ($M_\odot$)	i^a_{orb} (°)	d^b (кпс)	M_{scal} ($M_\odot$)
XTE J1550–564[137, 245, 199]	9.5±1.1	72±5	∼6	10.7±1.5^c
H 1743–322[195]	∼11	∼70	∼10	13.3±3.2^c
4U 1630–47[182]	...	≤70	∼10 – 11	9.5±1.1
M101 ULX–1[159, 21]	3 – 1000	...	(6.4±0.5)×10^3	$\geq 3.2 \times 10^4$
M101 ULX–1[21, 170]	3 – 1000	...	(7.4±0.6)×10^3	$\geq 4.3 \times 10^4$
ESO 243–49 HLX–1[203, 214]	$8\pm4 \times 10^{4,a}$	...	∼95×10^3	$\geq 7.2 \times 10^4$

^{a} Масса черной дыры и орбитальная наклонность, определенные динамическим методом; ^{b} Расстояния до источника, приведенные в литературе; ^{c} оценка, выполненная методом скалирования в работе [19].

Для величин M_r, M_t, d_r, d_t и $\cos(i)$ из табл. 3.8 мы получили нижний предел массы, используя значения параметра нормировки $N_t = (4.2 \pm 0.2) \times 10^{-4}$ (для M101 ULX–1) и $N_t = (4.2 \pm 0.1) \times 10^{-6}$ (для ESO 243–49 HLX–1), взятых в точке начала насыщения фотонного индекса (см. рис. 3.13) и измеренные в единицах L_{39}/D^2_{10} эрг/с/кпс$^{-2}$ (см. табл. 3.7 для значений параметров функции $f(N_t)$ и уравнение (3.1)). Далее, мы определили $C_0 \sim 1.9,\ 1.72, 1.83$ для XTE J1550–564, H 1723–322 и 4U 1630–472, соответственно используя d_r, M_r, N_r представленные в работе [19]. Затем, используя формулу (3.3), была получена оценка массы компактного объекта в M101 ULX–1 $M_{ULX} \geq 3.4 \times 10^4\ M_\odot$ ($M_{ULX} = M_t$) для величины расстояния $d_{ULX} \sim 6.4$ Мпс [159] в предположении, что наклонности для обоих объектов одинаковы ($f_G \sim 1$). С учетом разброса в определении расстояний до M101, оценка массы его центрального источника состоявляет $M_{ULX} \geq 3 - 4 \times 10^4\ M_\odot$. Аналогичным образом, мы получили оценку массы компактного объекта в ESO 243–49 HLX–1 $M_{HLX} \geq 7.2 \times 10^4\ M_\odot$ принимая величину расстояния d_{HLX} ∼95 Мпс [218] и $f_G \sim 1$. Все эти результаты сведены в табл. 3.8.

Очевидно, что наклонности систем M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 могут отличаться от наклонности опорных источников ($i \sim 60 - 70°$), поэтому мы приводим эти оценки масс ЧД в качестве нижнего предела с учетом того, что $M_{ULX/HLX}$ является обратной функцией $\cos(i_{ULX/HLX})$ [см. уравнение (3.3)].

Полученные оценки массы ЧД согласуются с высокими болометрическими светимостями M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 и низкими величинами kT_s, которые варьируются в диапазоне 40−100 эВ (для ULX–1) и 50−140 эВ (для HLX–1). В самом деле, чрезмерно мягкие спектры согласуется с характеристиками относительно холодного диска для ультраярких источников, что также рассматривается как признак черных дыр промежуточной массы [241, 240, 251].

В частности, сравнение между наблюдаемой температурой ($kT \leq 100$ эВ) и болометрической светимостью ($L_{bol} \sim 10^{40-41}$ эрг с$^{-1}$), выполненное Конгом и его коллегами [164] по данным вспышки M101 ULX–1 в июле 2004 г., дает подобную оценку массы ЧД в M101 ULX–1. По их оценкам, масса ЧД в M101 ULX–1, M_{m101} превышает 2800 $M_\odot$. Помимо этого, Конг и Ди Стефано [168], используя аппроксимацию спектров, полученных по наблюдениям *Chandra* вспышки M101 ULX–1 в декабре 2004 г., моделью чернотельного излучения получили оценку M_{m101} в интервале $1.3 \times 10^3 - 3 \times 10^4 M_\odot$.

Оптические наблюдения M101 ULX–1 телескопом `Gemini/GMOS`, проведенные Лиу с группой сотрудников [23], обнаружили, что система содержит звезду Вольфа-Райе с ор-

битальным периодом 8.2 дня. Оптический спектр источника характеризуется широкой линией излучения гелия He II 4686 Å. Класс звезды-компаньона удалось установить по отсутствию широкой эмиссионной линии водорода. Авторы [23] предложили сценарий, в котором интенсивности линий излучения гелия могут воспроизводиться в рамках атмосферной модели [189], и оценили массу звезды-компаньона $M_\odot$ на основе эмпирической зависимости массы от светимости [248, 191]. При этом функция масс $f_x \sim 0.18\ M_\odot$ для M101 ULX–1 [23]. В отсутствии информации о наклонности системы, они привели наиболее вероятный интервал для значений массы ЧД 20 – 30 $M_\odot$ в зависимости от угла наклонности i. На рис. 3.14 синей линией мы показали их оценки массы ЧД [23], как функцию угла наклонности i. Диапазон их оценок варьируется в очень широком диапазоне от 5 до 1000 $M_\odot$ в зависимости от угла наклонности i. Для очень малых значений i масса ЧД оказывается выше (более 1000 $M_\odot$), в то время как для больших наклонностей $i \leq 90°$ она составляет около пяти масс Солнца.

Отметим, что "оптические" оценки массы ЧД в M101 ULX–1 (20 – 30 $M_\odot$) [23] намного ниже оценок по рентгеновским данным, как выполненным в данной работе, так и в работах коллег [164, 168]. Кроме того, оптические оценки [23] противоречат низким значениям температуры мягких "затравочных" фотонов kT_s (см. обсуждение выше). В самом деле, для ЧД с массой 20 – 30 $M_\odot$ температура "затравочных" фотонов kT_s ожидается около 0.5 кэВ [19]. Авторы работы [23] также указали, что эти низкие температуры "затравочных" фотонов (диска) $kT_s \sim 70$ эВ в комбинации с высокими светимостями ($> 10^{39}$ эрг с$^{-1}$), которые наблюдаются в ULX–1 M101, сложны в интерпретации источника ULX–1 как ЧД звездной массы.

Мы также оценили болометрические светимости M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 на основе параметров нормировки в модели BMC в интервале от 7×10^{40} эрг/с до 6×10^{41} эрг/с (для M101 ULX–1) и 3×10^{41} эрг/с до 4×10^{42} эрг/с (для ESO 243–49 HLX–1) в предположении изотропного излучения. Такие высокие светимости трудно обеспечить в рентгеновской двойной системе, если звезда-аккретор не имеет массу больше 1000 $M_\odot$.

Хотя наша оценка светимости для M101 ULX–1 несколько превышает предыдущие оценки светимости M101 ULX–1 по наблюдениям вспышек обсерваторией XMM-*Newton* в 2002 – 2005 гг., она оказалось близка к оценкам, выполненным Конгом и его коллегами [164], которые моделировали рентгеновский спектр M101 ULX–1 используя комбинацию степенного закона и чернотельного излучения по рентгеновским данным *Chandra*.

Что касается ESO 243–49 HLX–1, Ян и его коллеги [212] оценили массу аккрецирующего компактного объекта в HLX–1 $(8 \pm 4) \times 10^4$ $M_\odot$ на основе аналогии с Галактическими ЧД и в предположении о том, что светимость HLX–1 во время перехода между низким и высоким состояниями составляет 2% of L_{Edd}. Также важно подчеркнуть, что эта частная оценка массы, на основе эффективной светимости, согласуется с нашей оценкой, выполненной на основе скалирования спектральных характеристик HLX–1. Наша оценка массы ЧД в HLX–1 также согласуется "промежуточным значением массы" ЧД $\sim 10^4 - 10^5$ $M_\odot$, полученной на основе детального спектрального моделирования [222, 208, 206, 205, 291]. Однако Сория и др. [213], используя оптические наблюдения (со спектрографа FORS2 телескопа VLA), нашли, что эмиссия H_α в спектре HLX–1 ($L_{H_\alpha} \approx 10^{37}$ эрг/с) может быть обусловлена рентгеновским излучением $\sim 10^{40}$ эрг/с, которое на порядок меньше, чем средняя светимость HLX–1, регистрируемая в период 2009 – 2012 гг. Сория и др. [213] предположили, что наблюдаемая эмиссия в H_α возникает не на поверхности диска [иначе бы она имела специфический ("дискообразный") профиль], а образуется в сгустках вещества на некотором расстоянии от объекта, возможно в остатках предыдущих выбросов.

Отметим также, что средняя светимость L_x оказывается ниже болометрической светимости, поскольку пик спектра приходится на область относительно низких энергий фотонов ($E \sim 0.1$ кэВ).

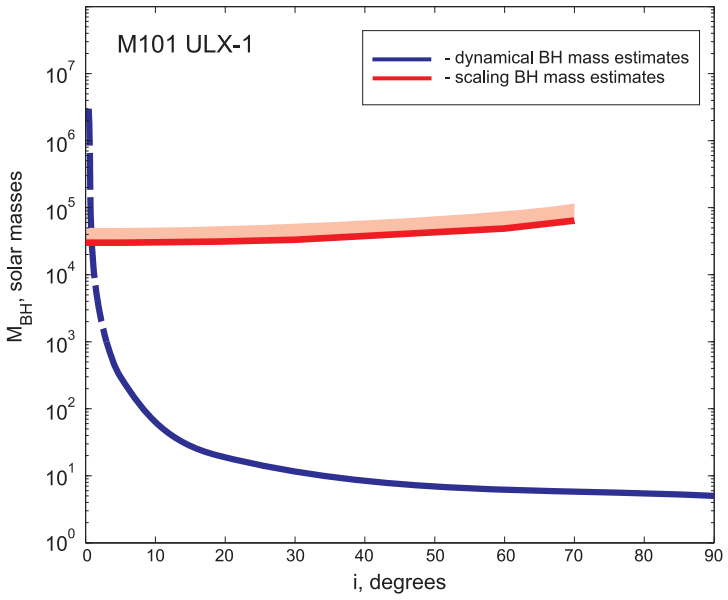

Рис. 3.14: Оценка массы ЧД M_{BH} в M101 ULX–1. Синей линией показана масса M_{BH} как функция наклонности i, определенная динамическим методом на основе оптических данных HST (заимствованных из работы [23]). Красная линия соответствует нашей оценке массы ЧД по рентгеновских данным, с использованием метода скалирования, также представленная для разных углов i. Видно, что эти два разных метода дают близкие оценки массы ЧД в предположении малых углов наклона i.

3.4 Заключение

Мы изучили переходы между спектральными состояниями, наблюдаемые в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1 по данным обсерваторий *Swift* и *Chandra*. Показано, что спектры источников могут быть аппроксимированы в модели BMC для всех наблюдений. Обнаружено, что зависимости индекса Γ от BMC-нормировки (или $\dot{M}$), наблюдаемые в M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1, оказываются подобными найденным в Галактических черных дырах, при этом индекс Γ варьируется в диапазонах $\Gamma_{ULX} = 1.3 - 2.8$ и $\Gamma_{HLX} = 1.6 - 3.0$. Мы также оценили болометрическую светимость на пике вспышечной активности, которая достигает 6×10^{41} эрг с$^{-1}$ (для ULX–1) и 4×10^{42} эрг с$^{-1}$ (для ESO 243–49 HLX–1).

Мы применили метод скалирования, основанный на наблюдательных корреляциях для оценки M_{BH} в этих ультраярких источниках. Хотя этот метод широко применим для оценки масс галактических черных дыр, в этой главе метод скалирования впервые был применен для оценки массы ЧД в ультраярких источниках M101 ULX–1 и ESO 243–49 HLX–1. Мы получили оценки $M_{BH} \sim (3.2 - 4.3) \times 10^4 M_\odot$ (для M101 ULX–1) и $M_{BH} \geq 7.2 \times 10^4 M_\odot$

(для ESO 243–49 HLX–1), которые согласуются с оценками пиковой болометрической светимости. При этом нижний предел M_{BH} для M101 ULX–1 также согласуется с оптическими результатами [23] в предположении малых углов наклонности системы (рис. 3.14). Комбинируя эти оценки с полученной низкой температурой мягких фотонов диска T_s, мы можем заключить, что компактный объект в ультраярком источнике M101 ULX–1 вероятнее всего является ЧД промежуточной массы, по меньшей мере, $M_{BH} > 3.2 \times 10^4 M_\odot$. В свою очередь, наша оценка массы ЧД в HLX–1 также согласуется "промежуточным значением массы" ЧД $\sim 10^4 - 10^5$ $M_\odot$, полученной на основе детального спектрального моделирования [222, 208, 206, 205, 291].

На этом мы завершаем исследование свойств черных дыр в аккрецирующих двойных системах и переходим к изучению характеристик нейтронных звезд.

Глава 4

Обнаружение постоянства фотонного индекса рентгеновского спектра источника с нейтронной звездой 4U 1728–34 для всех спектральных состояний

4.1 Введение

Эволюция спектральных параметров компактных объектов в РДС вызывает огромный интерес с точки зрения понимания природы компактных объектов. В предыдущих главах было проведено исследование наблюдаемых корреляциях спектральных параметров в черных дырах. В частности, на примере объектов GRS 1915+105 и 4U 1630–47, содержащих ЧД, показано наличие корреляции между низкочастотными (1 – 10 Гц) КПО ν_L и фотонным индексом Г во время спектральных переходов, когда источник эволюционирует из низкого в высокое спектральное состояние [38, 182]. Отметим, что при поиске наблюдательных признаков в случае ЧД мы руководствовались теоретичекскими указаниями [11, 181] о наличии характерного участка насыщения спектрального индекса, как функция $\dot{M}$ при больших темпах аккреции в мягком состоянии. Этот эффект насыщения может рассматриваться как признак наличия ЧД в системе, или точнее, признак сходящегося потока на ЧД [19, 38]. Поскольку, в отличие от случая ЧД, для НЗ таких указаний нет, поэтому в следующей главе мы поставили вопрос о том, как ведет себя спектральный индекс с нарастанием скорости аккреции вещества в системе с надежно идентифицированной НЗ, чтобы понять возможное отличие между этими классами объектов в терминах зависимости $\Gamma - \dot{M}$.

Недавно, Фаринелли и Титарчук [255] исследовали рентгеновские спектры ряда двойных систем с нейтронными звездами Sco X–1, GX 17+2, Cyg X-2, GX 340+0, GX 3+1 и GS 1826-238, полученные с борта обсерватории *Беппо*SAX в отдельных спектральных состояниях. Их результаты с большой долей вероятности указывают, что типичные величины фотонных индексов слабо варьируются около значения $\Gamma = 2$ независимо от спектрального состояния (или электронной температуры Комптоновского облака), по меньшей мере, в этой частной выборке спектров НЗ [256, 101]. Однако вышеуказанные данные для этих источников были получены, когда эти источники находились альтернативно, или в

высоком, или в низком состояниях, и ни для одного из них не была изучена детальная эволюция спектральных параметров при переходе объекта из низкого в высокое состояние.

Подходящим кандидатом изучения спектральной эволюции в НЗ является так называемы "*atoll*" источник 4U 1728–34, который показывает заметные переходы из низкого состояние в высокое состояние и обратно. Впервые 4U 1728–34 (GX 354−0) был зарегистрирован во время сканирования области Галактического центра спутником *UHURU* в 1976 г. [257, 36]. Затем во время наблюдений SAS-3 были обнаружены вспышки I рода в 4U 1728–34 [258, 260]. Кроме того, впоследствии это вспышечное поведение было подробно исследовано во время интенсивных наблюдений обсерваторией SAS-3 и в целом накоплено 96 вспышек. Используя эти данные, Басинска и др. [261] представили доказательство узкого распределения потоков в пике вспышек, а также корреляцию между потоком в пике вспышки и фазой вспышки. Расстояние до источника оценено в работе [**?**], позднее подтверждено в работах [261, 288] на основе измерений потоков в пике вспышек, и составило 4.2 – 6.4 кпс.

Радиоизлучение объекта 4U 1728–34 было обнаружено в наблюдениях VLA (на 4.86 ГГц) с переменной плотностью потока в интервале $\sim 0.3 - 0.6$ мЯн [372]. Оценка экстинкции источника составляет $A_V \simeq 14$ и точное положение, установленное при детектировании соответствующего радиоизлучения, позволили идентифицировать этот источник и в ИК диапазоне с K = 15 [372]. Длительные измерения, проведенные со спутника *Ariel-5*, а также интенсивные обзорные наблюдения монитором всего неба ASM с борта обсерватории *RXTE*, указали на наличие долгопериодической переменности около 63 – 72 дней [264]. Наблюдения этого источника в 1996 г. спектрометром *RXTE*/PCA привели к обнаружению когерентных миллисекундных осцилляций во время рентгеновских вспышек [265].

В 1999 г. Титарчук и Ошерович [75] представили модель для описания радиальных осцилляций и диффузионных возмущений переходного слоя, окружающего НЗ. С использованием теории размерностей, они идентифицировали соответствующие частоты радиальных осцилляций и диффузионную частоту в переходном слое с низкочастотными Лоренцианами ν_L и частотой слома ν_b для 4U 1728–34. Более того, они предсказали значения для ν_b, связанные с диффузией в ограниченном слое, которые согласуются с наблюдаемыми частотами ν_b.

В 2001 г. ван Страатеном и Франко [2, 266] были изучены вспышки 4U 1728–34, зарегистрированные в 2000 г. спектроскопом PCA/RXTE, на предмет зависимости между чатстотой вспышечных осцилляций и величиной скорости аккреции вещества. Впоследствии, в 2005 г. Титарчуком и Шапошниковым [69] было обнаружено, что фотонный индекс Г при описании рентгеновского спектра источника имеет тенденцию квази-постоянства (около 2.2), когда частота низкочастотных квазипериодических осцилляций не превышает 10 Гц, затем, с ростом частоты КПО, Г монотонно возрастает до значений 6. При этом, они использовали модель, состоящую из двух Комптонизационных компонент (BMC). Кроме того, с использованием широкополосных наблюдений 4U 1728–34 обсерваторией *Beppo*SAX, в ряде работ [256, 267] рентгеновский спектр 4U 1728–34 аппроксимировался в энергетическом диапазоне от 0.1 кэВ до 200 кэВ суммой чернотельной компоненты, описываемой моделью *Blackbody*, и тепловой Комптонизационной компоненты, обычно описываемой моделью `COMPTT` пакета `XSPEC` [275, 287]. Оказалось, что модель, предложенная в работе [69] не может удовлетворительно аппроксимировать спектр 4U 1728–34 по данным BeppoSAX, и кроме того эта модель имеет больше параметров, чем модель, предложенная в работах [256, 267] и [255]. Естественно, мы поставили вопрос о том, может ли модель, предложенная

Таблица 4.1: Список наблюдений 4U 1728–34 обсерваторией *Beppo*SAX, использованных в нашем анализе.

ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблдения (MJD)	Ссылки
20674001	1998 Aug. 23 19:15:27	1998 Aug. 24 09:14:15	51048.8-51049.4	[256]
20889003	1999 Aug. 19 02:01:32	1999 Aug. 20 04:54:32	51409.1-51410.2	[267]

Фаринелли и Титарчуком [255], описать рентгеновские спектры 4U 1728–34, полученные как по данным *Beppo*SAX, так и по данным *RXTE*, и какой тип зависимости может быть при этом найден?

В этой работе мы пытаемся ответить на фундаментальный вопрос о возможности различения систем с ЧД от систем с НЗ, который интенсивно исследуется в настоящее время, и попытки решения которого настойчиво предпринимаются без использования массы компактного объекта, как основного аргумента диагностики, в частности без учета измерений функции масс по оптическим данным. Основным свойством, отличающим ЧД от НЗ, является наличие/отсутствие горизонта событий, а также сходящегося потока в окрестности ЧД [282]. Фактически, в вблизи горизонта событий сильное гравитационное поле доминирует над силами давления излучения, что приводит к почти свободно падающему сходящемуся потоку аккрецирующего вещества на ЧД. При высоких скоростях аккреции динамическая Комптонизация низкоэнергичных фотонов на быстро движущихся электронах начинает доминировать над тепловой Комптонизацией, при этом температура плазмы в сходящемся потоке уже составляет менее 10−15 кэВ и, как результат этого, формируется протяженный крутой степенной спектр [35, 11, 59]. Этот тип спектров наблюдается в РДС мягком состоянии ЧД (см., напр., [19, 38]).

С другой стороны, в источниках с НЗ силы давления излучения начинают доминировать вблизи их поверхности и, таким образом, свободное падение сдерживается при высоких скоростях аккреции. При этом возникает вопрос, вносит ли наличие твердой поверхности в НЗ какое-либо различие в зависимость фотонного индекса Г от скорости аккреции, по отношению к зависимости $\Gamma(\dot{M})$, установленной в ЧД [19, 38, 184]? Кроме того, может ли насыщение индекса при нарастании скорости аккреции, обнаруженное во многих ЧД, существовать только в источниках с ЧД, поскольку оно до сих пор ни разу не наблюдалось в источниках с НЗ? Например, Ди Сальво и ее коллеги [283], изучавшие маломассивные двойные системы, содержащие НЗ, заключили, что маловероятна возможность различия ЧД от НЗ на основе их рентгеновских спектров. Однако Фаринелли и Титарчук [255] привели аргументы в пользу того, что в рентгеновских спектрах источников с НЗ индекс Г слабо варьируется до тех пор, пока облучение мягких фотонов переходного слоя Q_d является много меньше, чем энерговыделение в переходном слое Q_{cor}. В следующих главах мы попытались глубже изучить этот тип поведения индекса в источниках с НЗ, используя рентгеновские наблюдения *atoll*-источника 4U 1728–34 и сравнить, по возможности, с зависимостью индекса от скорости аккреции, обнаруженной в ЧД.

Далее, в этой главе мы представляем анализ архивных наблюдений 4U 1728–34 по данным обсерваторий *Beppo*SAX (1998 – 1999 гг.) и *RXTE* (1996 - 2000 гг.).

4.2 Описание наблюдений

Ширикополосные энергетические спектры источника были получены по совместным данным трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Беппо* SAX: LECS (0.3 – 4 кэВ [84]) MECS (1.8 – 10 кэВ [120]) и PDS (15 – 200 кэВ [121]). Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS`. Спектральный анализ комбинированных данных проводился, аналогично описанному в разд. 2.2. Относительные нормировки всех трех детекторов как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Обнаружено, что полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента [1].

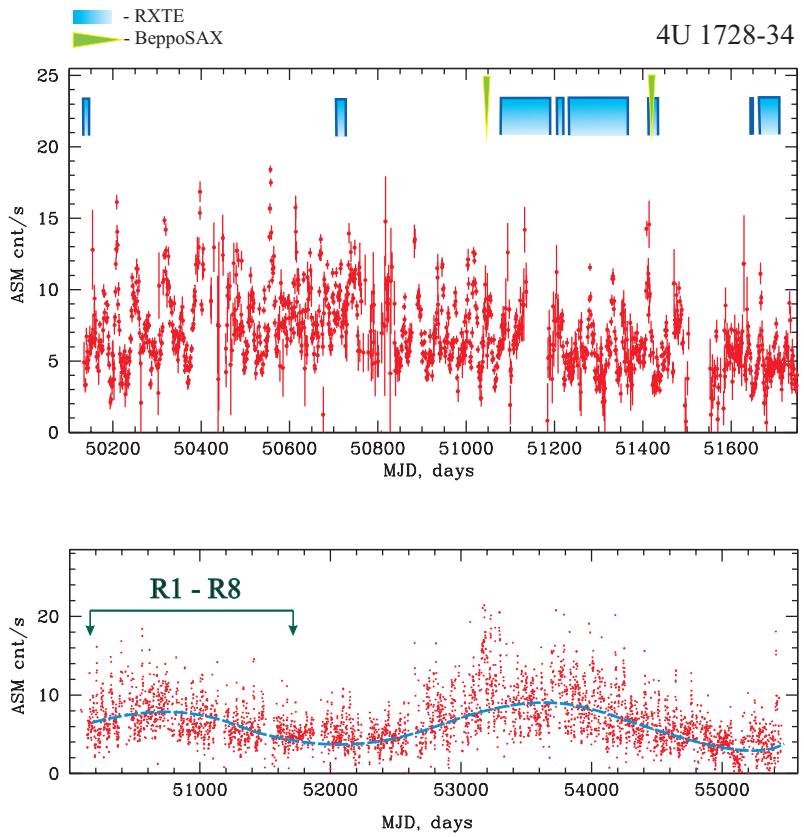

Рис. 4.1: *Сверху:* Эволюция скорости счета ASM во время наблюдений 1996 – 2006 гг. объекта 4U 1728–34. *Синими* прямоугольниками указаны сеты данных *RXTE*, перечисленные в табл. 4.2 и *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Беппо*SAX, перечисленные в табл. 4.1. *Снизу:* Кривая блеска 4U 1728–34, зарегистрированная детектором ASM/RXTE (1996 – 2010) с 1-дневным усреднением. Синей пунктирной линией отмечена средняя скорость счета. Хорошо видна долгопериодическая переменность усредненного мягкого потока с периодом $\sim$ шесть лет. Зеленой двойной стрелкой отмечен временной интервал (1996 – 2000) *RXTE* наблюдений, использованных в нашем анализе (см. группы $R1 - R8$).

В частности, коэффициент нормировки для LECS/MECS детектора составил 0.92 и для детектора PDS/MECS он составил 0.97. Кроме того, спектры были перебинены в соответ-

[1] http://heasarc.nasa.gov/docs/sax/abc/saxabc/saxabc.html

Таблица 4.2: Список групп наблюдений 4U 1728–34 обсерваторией *RXTE* использованных в нашем анализе.

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID	Интервал дат (UT)	Ссылки
R1	50128-50143	10073	15 февр. – марта 1996 г.	[265, 268, 2, 271, 272] [274, 69]
R2	50710-50728	20083	19 сент. – 1 окт. 1997 г.	[2, 271, 272, 274, 69]
R3	51086-51196	30042	30 сент. 1998 г. – 18 янв. 1999 г.	[271]
R4	51409-51443	40019	19 авг. – 22 сент. 1999 н.	[69]
R5	51237-51359	40027	27 февр. – 10 июля 1999 г.	[273, 69]
R6	51198-51213	40033	20 янв. – 4 февр. 1999 г.	[273, 69]
R7	51667-51733	50023	7 марта – 8 июля 2000 г.	[273, 69]
R8	51652-51657	50029	18 – 23 апр. 2000 г.	[273, 69]

ствии с энергетическим разрешением инструментов с использованием шаблонных файлов в пакете `GRPPHA` для улучшения отношения сигнала к шуму. При обработке всех данных *Beppo*SAX систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале. В таблице 4.1 перечислены наблюдения 4U 1728–34 обсерваторией *Beppo*SAX, используемые в представленном ниже анализе.

Также был проведен анализ наблюдений 4U 1728–34 со спутника *RXTE* (с февраля 1996 г. по июль 2000 г., см. также обзор этих наблюдений в [319]). В целом мы использовали 127 наблюдений в разных состояниях источника, разбитых на восемь групп с хорошим покрытием фаз нарастания–пика–спада вспышек, указанных *синими* прямоугольниками на верхней панели рис. 4.1 (табл. 4.2). Здесь же *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Beppo*SAX.

Мы использовали данные спектрометра PCA, полученные в моде *Standard* 2, в диапазоне энергий 3 – 20 кэВ. Для получения широкополосного спектра 4U 1728–34 также использовались данные спектрометра HEXTE в энергетическом диапазоне 20 – 60 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерватории RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. Нормировка спектра 4U 1728–34 по данным HEXTE подбиралась с возможностью сшивки со спектральными данными PCA, при этом типичный коэффициент соответствующей перенормировки составлял 0.98. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 4.2 перечислены группы наблюдений, относящиеся к эволюции источника в разных состояниях. Также были использованы открытые данные 4U 1728–34, полученные с помощью обзорного монитора всего неба ASM/RXTE [39].

На *нижней* панели рис. 4.1 приведена кривая блеска 4U 1728–34, зарегистрированная детектором ASM (1996 – 2010) с 1-дневным усреднением. Синей пунктирной линией отмечено изменение средней скорости счета. Хорошо видна долгопериодическая переменность усредненного мягкого потока с периодом $\sim$ шесть лет. Зеленой двойной стрелкой отмечен временной интервал (1996 – 2000) *RXTE* наблюдений, использованных в нашем анализе (см. группы $R1 - R8$).

Далее в данной диссертации используются термины “высокое” и “низкое” состояние источника, которые мы связываем с высокой и низкой светимостями источника и, как будет показано ниже, смену этих состояний в 4U 1728–34 от “низкого” к “высокому” можно

сопоставить с изменением электронной температуры от 2.5 кэВ до 15 кэВ, соответственно. Таким образом, *"высокое спектральное состояние"* соответствует *"состоянию с низкой электронной температурой"*, и наоборот, *"низкое спектральное состояние"* соответствует *"состоянию с высокой электронной температурой"*. Поэтому эволюцию рентгеновских вспышек 4U 1728–34 удобно описывать в термина электронной температуры kT_e, при этом во время вспышки kT_e обычно снижается от 15 кэВ, достигая 2.5 кэВ в момент пика вспышки. Мы также используем термин *"вспышка"* (по аналогии со вспышками в ЧД) для указания значительного увеличения рентгеновского потока (примерно в пять раз) относительно уровня постоянного излучения объекта в спокойном состоянии. В частности, мы применяем термин *"вспышка"*, когда скорость счета по данным ASM превышает 10 отсч./с; при этом мы связываем увеличение скорости счета с ростом скорости аккреции.

4.3 Спектральный анализ

Для спектрального анализа использовалась аддитивная модель, состоящая из Комптонизационной компоненты (модель *CompTB* пакета `XSPEC` [101]), чернотельной компоненты (*Blackbody*) и линии железа с Гауссовым профилем. Как уже упоминалось ранее, в разд. 2.3 данной диссертации, модельная компонента *CompTB* спектра характеризуется следующими параметрами: температурой "затравочных" фотонов T_s, спектральным индексом α ($\Gamma = \alpha + 1$); электронной температурой kT_e, степенью Комптонизации f [$f = A/(1 + A)$] и нормировкой чернотельной компоненты N_{com} спектра "затравочных" фотонов (см. Приложение А.3 для определения N_{com}).

В основе спектральной модели, используемой для аппроксимации *Beppo*SAX и *RXTE* спектров 4U 1728–34, лежит следующая физическая картина (см. также рис. 2 [129]). Мы предполагаем, что аккреция на НЗ имеет место при прохождении вещества через две основные зоны: геометрически тонкий аккреционный диск, описываемый моделью Шакуры и Сюняева [3], и переходный слой, в котором фотоны НЗ и мягкие фотоны диска рассеиваются на горячих электронах. Иными словами, согласно принятой физической картине, выходящий тепловой Комптонизационный спектр формируется в переходном слое, в котором "затравочные" чернотельные фотоны диска и фотоны НЗ подвергаются рассеянию с возрастанием энергии в относительно горячей плазме. Некоторая часть этих мягких "затравочных" фотонов может быть непосредственно видна земному наблюдателю. Красные и синие траектории соответствуют мягким и жестким (рассеянным с возрастанием энергии) фотонам, соответственно.

Примеры рентгеновских спектров 4U 1728–34 показаны на рис. 4.2 (по данным *Beppo*SAX) и рис. 4.3 – 4.4 (по данным *RXTE*). Результаты спектрального анализа *Beppo*SAX и *RXTE* наблюдений указывают, что рентгеновский спектр 4U 1728–34 может быть описан моделью, в которой Комптонизационная компонента аппроксимируется моделью *CompTB*. Кроме того, для широкополосных *Beppo*SAX наблюдений эта спектральная компонента модифицирована фотоэлектрическим поглощением на низких энергиях. Следуя результатам работ [256, 267], мы добавили к модельной композиции эмиссионную линию на энергиях ~ 6.7 кэВ (*Gaussian*) и тепловую чернотельную компоненту на низких энергиях (1 – 4 кэВ) для улучшения качества аппроксимации. Заметим, что наряду с этими компонентами Ди Сальво и ее коллеги [256] также включили дополнительную узкую эмиссионную линию с Гауссовым профилем для фитирования участка спектра на энергиях около 1.7 кэВ. Мы проверили необходимость включения этой эмиссионной особенности, но пришли

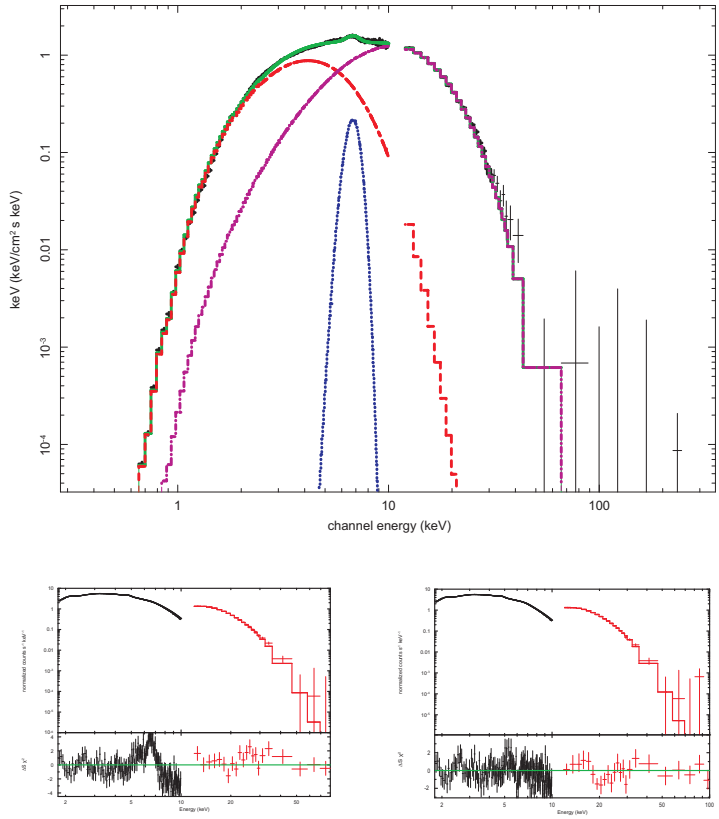

Рис. 4.2: Спектр 4U 1728–34 в единицах $E * F(E)$ с использованием данных *Beppo*SAX, полученный 19 апреля 1999 г. (наблюдение ID=20889003). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана зеленой линией. Спектральные модельные компоненты представлены красной, малиновой и синей линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Gaussian*, соответственно. Параметры наилучшей аппроксимации Γ=2.07±0.04, T_e=3.29±0.04 кэВ, E_{line}=6.0±0.1 кэВ и $\mathrm{EW}_{line} = 51 \pm 11$ эВ (более подробно см. в табл. 4.3).

к заключению, что добавление этой компоненты к основной нашей модели не улучшает качество фитирования. Следует отметить, что в работе [278] использованы одновременные наблюдения 4U 1728–34 со спутников *Chandra* и *RXTE* (2 – 5 марта 2002 г.), где непрерывный спектр в диапазоне 1.2 – 35 кэВ аппроксимировался в рамках модели “черного тела” в сочетании с Комптонизационной компонентой, а также с широкой Гауссовой компонентой на энергиях 6 – 10 кэВ (FWHM $\sim$ 2 кэВ) или, в качестве альтернативы Гауссовой компоненты, используя два края поглощения, обусловленные влиянием низкоионизованных ионов железа Fe I – XII и Fe XXV/XXVI. В рамках такой модели, де’Аи и его коллеги [278] не обнаружили наличие широких или узких Fe K линий в интервале 6 – 7 кэВ. Однако, используя нашу модель *wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)* мы детектировали эмиссионную особенность, ассоциируемую с линией железа, в спектрах 4U 1728–34 во время всех *Beppo*SAX и *RXTE* наблюдений.

На рис. 4.2 показан спектр 4U 1728–34 по данным *Beppo*SAX. Обнаружено, что добавление мягкой чернотельной компоненты с температурой $T_{BB} = 0.5{-}0.7$ кэВ к модельной композиции *wabs*(CompTB + Gaussian)* значительно улучшает качество аппроксимации *Beppo*SAX спектров. Линия излучения надежно детектируется в диапазоне от 5 до 8 кэВ

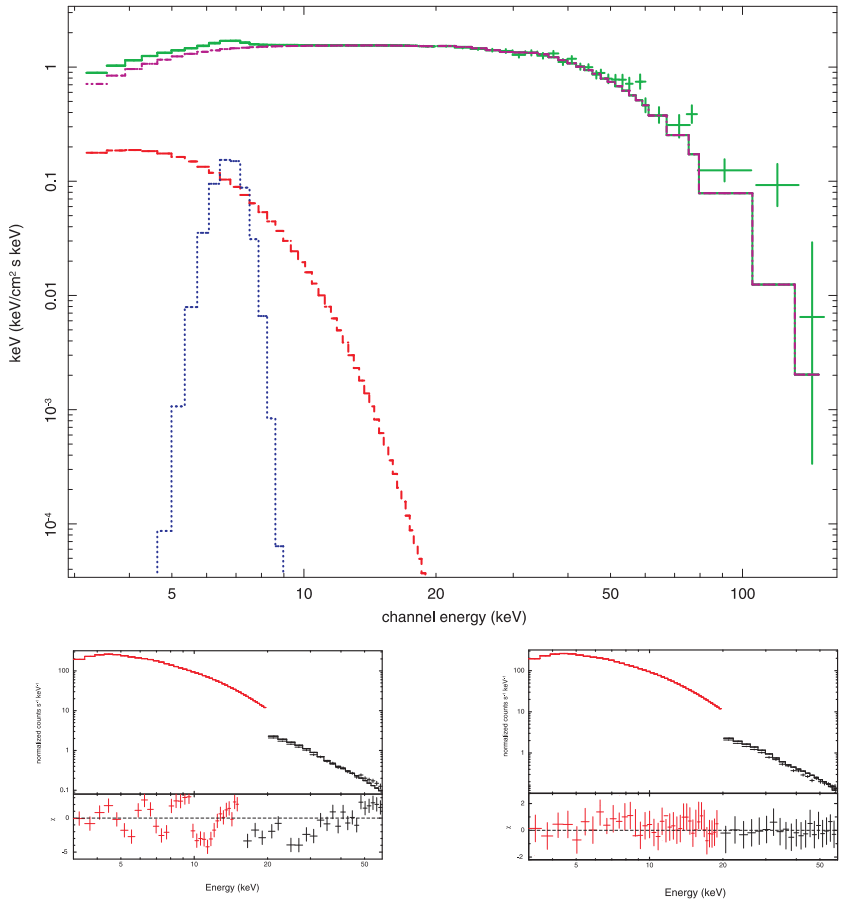

Рис. 4.3: Спектр 4U 1728–34 в состоянии низкой светимости в единицах $E * F(E)$ по данным *RXTE* для наблюдения ID=30042-03-01-00. Параметры наилучшей аппроксимации Γ=1.99±0.02, T_e=10.4±0.3 кэВ и E_{line}=6.54±0.03 кэВ (более подробно см. в табл. 4.4, 4.5 и табл. 4 в [129]). Красная, фиолетовая и синяя линии соответствуют *blackbody*, *CompTB* и *Gaussian* компонентам, соответственно.

и является достаточно широкой, намного большей инструментального контура спектральной линии (0.02 кэВ[2]). Поэтому мы включили компоненту *Gaussian*, параметрами которой является энергия центроида линии E_{line}, ширина линии σ_{line} и нормировка N_{line}, в нашу аддитивную модель для аппроксимации данных в интервале 6 – 8 кэВ. В модели также учитывалось низкочастотное межзвездное поглощение с количеством атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения. При аппроксимации наблюдаемых спектров 4U 1728–34 мы фиксировали некоторые параметры компоненты *CompTB*: параметр $\gamma = 3$ (по определению, индекс спектра "затравочных" фотонов) и $\delta = 0$, поскольку мы пренебрегаем эффектом сходящегося потока по сравнению с тепловой Комптонизацией в случае НЗ 4U 1728–34. Далее, мы фиксировали параметр $\log(A)$ на значение 1, когда $\log(A) > 1$, поскольку величина степени Комптонизации $f = A/(1 + A) \rightarrow 1$ и дальнейшее варьирование параметра не приведет к дополнительному улучшению качества процедуры фитирования. Кроме того, мы использовали величину поглощения N_H атомами нейтрального водорода на луче зрения $N_H = 2.73\times\ 10^{22}$ см$^{-2}$, найденную Пираино и др. [267] при исследовании

[2]см. ftp://heasarc.gsfc.nasa.gov/sax/cal/responses/98_11

Таблица 4.3: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1728–34 обсерваторией *Beppo*SAX в энергетическом диапазоне 0.3 – 60 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID	T_{BB} кэВ	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	T_s кэВ	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	$\log(A)$	N_{COM}	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (dof)
20674001	0.47(3)	2.65(2)	1.30(3)	0.99(7)	3.76(8)	0.10(4)	4.18(3)	7.4(1)	1.25(457)
20889003	0.62(5)	1.61(1)	1.21(5)	1.07(4)	3.29(4)	1.06(6)	3.56(2)	6.0(1)	1.16(445)

† Спектральная модель $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$, †† параметры нормировки компонент *blackbody* и *CompTB* представлены в единицах L_{37}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{37} – светимость источника ($\times 10^{37}$ эрг/с), d_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс и компонента *Gaussian* – в единицах $10^{-2}\times$ число фотонов см$^{-2}$с$^{-1}$. Энергия центроида линии E_{line} слабо варьировалась в интервале 0.4 – 0.5 кэВ.

рентгеновских спектров с применением модели *wabs* пакета `XSPEC`. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале.

Согласно результатам нашего анализа *Beppo*SAX данных (см. табл. 4.1, 4.3), спектральный индекс $\alpha = 1.03 \pm 0.04$ (или соответствующий фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$ составляет 2.03±0.04). При этом температура "затравочных" фотонов T_s компоненты *CompTB* изменяется от 1.2 до 1.3 кэВ и цветовая температура мягкой чернотельной компоненты T_{BB} составляет около 0.6 кэВ.

Далее, для анализа данных спутника *RXTE* мы частично использовали информацию, полученную при моделировании спектров 4U 1728–34 по данным *Beppo*SAX. Поскольку детекторы *RXTE*/PCA покрывают только энергии выше 3 кэВ, и для возможности дальнейшего сравнительного анализа двух спутников, при исследовании спектральных данных *RXTE* мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.7 кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. Параметры наилучшей модельной аппроксимации с использованием *RXTE* наблюдений представлены в табл. 4.4. В частности, мы нашли, что электронная температура T_e компоненты *CompTB* варьируется от 2.5 до 15 кэВ, при этом фотонный индекс Γ остается почти постоянным ($\Gamma = 1.99 \pm 0.02$) для всех наблюдений. Заметим, что ширина σ_{line} компоненты *Gaussian* слабо варьируется в диапазоне 0.3 – 0.6 кэВ. Цветовая температура T_s компоненты *CompTB* составляет около 1.3 кэВ, что согласуется с найденной при фитировании *Beppo*SAX данных в рамках нашего спектрального анализа (табл. 4.3 и предыдущих исследований [256, 267].

На рис. 4.3 мы привели пример спектра 4U 1728–34 в состоянии низкой светимости в единицах $E*F(E)$ по данным *RXTE* (*сверху*) и спектр в нормализованных отсчетах (*нижние панели*) с указанием $\Delta\chi$ для наблюдения ID=30042-03-01-00. На *левой нижней панели* показана аппроксимация моделью *wabs**CompTB (χ^2_{red}=2.1 для 61 ст.св.) и на *правой нижней панели* приведена аппроксимация того же спектра, но в модели с учетом линии излучения с Гауссовым профилем (*Gaussian*) и чернотельной компоненты (*blackbody*), а именно в аддитивной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$ (χ^2_{red}=1.18 для 57 ст.св.). Параметры наилучшей аппроксимации: Γ=1.99±0.02, T_e=10.4±0.3 кэВ и E_{line}=6.54±0.03 кэВ (более подробно см. в табл. 4.4, 4.5 и табл. 4 в [129]). Красной, фиолетовой и синей линиями показаны *blackbody*, *CompTB* и *Gaussian* компоненты, соответственно. Мы также применили подобную процедуру к спектру 4U 1728–34 в состоянии высокой светимости для наблюдения ID= 50023-01-12-00, и на рис. 4.4 представили результаты. На *левой нижней*

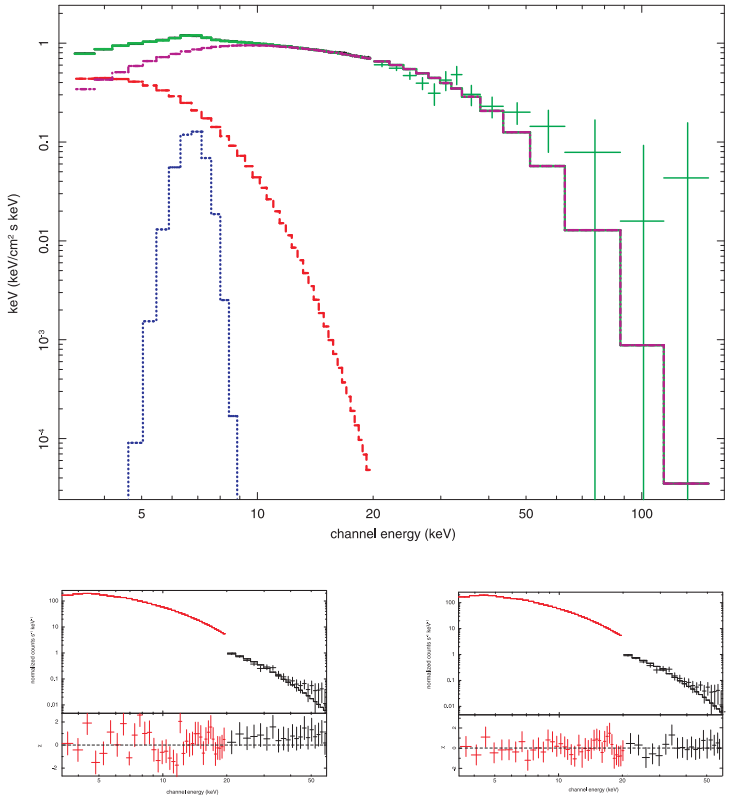

Рис. 4.4: Спектр 4U 1728–34 в состоянии высокой светимости в единицах $E * F(E)$ по данным *RXTE* (*сверху*) и спектр в нормализованных отсчетах (*нижние панели*) с указанием $\Delta\chi$ для наблюдения ID= 50023-01-12-00. *Левая нижняя панель*: аппроксимация моделью $wabs*CompTB$ (χ^2_{red}= 1.79 для 61 ст.св.) и *правая нижняя панель*: аппроксимация того же спектра, но в модели с учетом дополнительной линии с Гауссовым профилем (*Gaussian*) и чернотельной компонентой (*blackbody*), а именно в аддитивной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$ (χ^2_{red}=1.2 для 57 ст.св.). Параметры наилучшей аппроксимации: Γ=1.99±0.03, T_e=5.5±0.1 кэВ и E_{line}=6.75±0.04 кэВ (более подробно см. в табл. 4.4, 4.5 и табл. 4 в [129]). Красная, фиолетовая и синяя линии соответствуют *blackbody*, *CompTB* и *Gaussian* компонентам, соответственно.

панели мы привели аппроксимацию моделью $wabs*CompTB$ (χ^2_{red}= 1.79 для 61 ст.св.), и на *правой нижней панели* представлена аппроксимация того же спектра, но в модели с учетом дополнительной линии с Гауссовым профилем (*Gaussian*) и чернотельной компоненты (*blackbody*), т.е. в аддитивной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$ (χ^2_{red}=1.2 для 57 ст.св.). Параметры наилучшей аппроксимации в этом случае: Γ=1.99±0.03, T_e=5.5±0.1 кэВ и E_{line}=6.75±0.04 кэВ (более подробно см. в табл. 4.4 этой главы диссертации, 4.5 и табл. 4 в [129]).

В итоге, мы достигли хорошее согласие с данными и принятая спектральная модель показывает хорошие результаты аппроксимации в терминах статистики хи-квадрат $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$, где N_{dof} – число степеней свободы, является меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Однако для небольшой части (менее 3%) спектров χ^2_{red} достигает значения 1.5, но не превышает критический предел 1.7. Заметим, что энергетический диапазон в случаях неудовлетворительной статистики (два из 127 спектров с χ^2_{red}=1.7 для

Таблица 4.4: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1728–34 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 60 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)†††	$N_{com}^{\dagger\dagger}$	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
10073-01-01-00	0.98(6)	3.54(3)	0.8(1)	3.4(1)	2.4(2)	6.6(1)	1.2(1)	1.16(64)
10073-01-01-000	1.00(3)	3.71(4)	0.7(1)	3.4(2)	2.09(4)	6.68(8)	0.7(1)	1.1(64)
10073-01-02-00	1.00(2)	2.91(2)	1.00††	4.05(6)	2.85(5)	6.63(1)	0.57(1)	0.98(65)
10073-01-02-000	1.11(7)	3.18(7)	0.94(6)	3.7(2)	2.56(2)	6.64(3)	0.73(2)	1.28(64)
10073-01-03-000	1.02(3)	3.16(4)	0.41(3)	4.53(5)	3.19(2)	6.58(2)	0.32(1)	1.39(64)
10073-01-03-00	1.05(4)	3.17(4)	0.41(4)	4.56(7)	3.28(2)	6.58(7)	0.30(1)	1.15(64)
10073-01-04-000	0.99(2)	4.64(3)	0.2(1)	3.25(2)	2.67(2)	6.53(5)	0.38(1)	1.32(64)
10073-01-04-00	0.95(2)	5.2(1)	0.18(5)	3.12(3)	2.36(3)	6.50(3)	0.32(1)	1.07(64)
10073-01-06-000	0.91(7)	8.1(3)	0.27(2)	2.3(2)	1.19(3)	6.50(2)	0.30(2)	1.4(64)
10073-01-06-00	0.90(8)	8.2(2)	0.30(2)	2.34(6)	1.18(2)	6.51(2)	0.31(1)	1.1(64)
10073-01-08-000	0.90(9)	8.6(3)	0.33(1)	2.32(4)	1.05(1)	6.50(3)	0.32(1)	1.12(64)
10073-01-07-000	0.86(3)	8.4(1)	0.29(2)	2.25(5)	1.06(3)	6.48(5)	0.31(1)	0.96(64)
10073-01-07-00	0.98(2)	8.5(4)	0.39(3)	2.43(6)	1.05(2)	6.45(4)	0.33(2)	1.17(64)
10073-01-08-00	0.89(9)	8.1(2)	0.31(2)	2.39(3)	1.07(1)	6.60(2)	0.32(1)	1.56(64)
10073-01-09-000	0.91(8)	8.4(1)	0.33(1)	2.51(2)	1.08(3)	6.48(3)	0.34(1)	1.54(64)
10073-01-09-00	0.82(9)	6.9(1)	0.18(1)	2.66(3)	1.64(2)	6.62(2)	0.16(1)	1.05(64)
10073-01-10-01	0.99(2)	12.2(3)	0.84(1)	2.40(4)	0.92(3)	6.61(5)	0.44(5)	1.09(64)
20083-01-01-00	1.0(2)	3.01(4)	0.59(5)	3.8(3)	2.75(6)	6.6(1)	0.5(2)	0.86(57)
20083-01-01-01	0.99(7)	2.96(5)	0.4(1)	5.0(3)	2.01(2)	6.7(1)	1.0(1)	0.79(57)
20083-01-01-02	1.00(5)	2.89(3)	0.6(1)	4.65(4)	2.6(3)	6.7(1)	0.5(1)	0.8(57)
20083-01-01-020	0.99(7)	3.02(4)	0.3(1)	4.3(3)	2.1(1)	6.58(8)	0.33(8)	1.15(57)
20083-01-02-000	1.00(5)	3.06(2)	0.28(5)	4.2(1)	2.3(1)	6.5(1)	0.6(3)	0.81(57)
20083-01-02-01	1.00(8)	3.02(3)	0.3(1)	4.6(1)	2.1(2)	6.6(1)	0.3(1)	0.89(57)
20083-01-03-00	0.99(9)	2.96(2)	0.5(2)	5.45(3)	2.8(6)	6.7(1)	0.4(1)	0.72(57)
20083-01-03-000	1.12(9)	2.85(2)	1.00††	5.69(8)	2.19(1)	6.7(1)	0.3(1)	0.93(58)
20083-01-04-00	0.99(4)	3.22(7)	0.15(5)	3.5(3)	2.2(1)	6.59(9)	0.33(9)	0.92(57)
20083-01-04-01	0.99(2)	4.21(8)	0.09(3)	3.1(1)	1.85(9)	6.5(1)	0.5(3)	1.39(57)
20083-01-03-02	0.99(3)	3.02(3)	0.28(4)	3.54(3)	2.15(6)	6.5(1)	0.4(1)	0.87(57)
20083-01-03-020	0.99(7)	2.96(4)	0.4(1)	3.51(4)	2.17(3)	6.6(1)	0.28(9)	0.96(57)
20083-01-04-02	0.99(6)	2.95(4)	0.8(2)	3.1(1)	2.4(3)	6.7(1)	0.3(1)	0.73(57)
20083-01-04-020	0.99(6)	3.08(5)	0.3(1)	3.4(2)	2.1(1)	6.6(1)	0.3(1)	0.98(57)
30042-03-01-00	0.99(2)	10.4(3)	0.71(3)	3.92(5)	0.99(8)	6.54(3)	0.61(1)	1.21(57)
30042-03-02-00	0.97(5)	3.16(4)	0.41(5)	5.35(8)	3.34(4)	6.53(2)	0.55(2)	1.29(57)
30042-03-01-01	0.94(3)	11.1(6)	1.0(2)	3.19(2)	1.05(9)	6.58(8)	0.53(7)	1.1(57)
30042-03-02-01	0.85(9)	9.6(2)	0.52(4)	3.52(3)	0.93(2)	6.53(4)	0.49(3)	0.96(57)
30042-03-03-01	0.89(9)	9.8(2)	0.60(3)	3.64(4)	0.85(2)	6.55(3)	0.49(2)	1.06(57)
30042-03-04-00	0.85(8)	9.6(1)	0.50(2)	3.85(2)	1.12(3)	6.55(2)	0.49(2)	1.07(57)

Обозначения те же, что и в таблице 4.3, параметр N_H фиксирован на 2.73×10^{22} см$^{-2}$ [267]; температуры T_s и T_{BB} фиксированы на 1.3 и 0.7 кэВ, соответственно (см. комментарии в тексте); ††† когда параметр $\log(A) > 1$, он фиксирован на 2.0 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [129]).

Таблица 4.5: (Продолжение табл. 4.4).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)†††	N$^{\dagger\dagger}_{com}$	$N^{\dagger\dagger}_{Bbody}$	E$_{line}$, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{line}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
30042-03-01-03	0.86(9)	9.7(2)	0.56(4)	3.79(5)	0.89(2)	6.54(2)	0.52(3)	1.22(57)
30042-03-01-04	0.85(9)	9.9(2)	0.53(3)	3.68(2)	0.94(3)	6.53(2)	0.51(2)	1.07(57)
30042-03-05-00	0.88(7)	10.2(1)	0.69(3)	3.52(4)	0.92(1)	6.57(3)	0.54(2)	0.93(57)
30042-03-07-01	0.89(9)	9.6(2)	0.53(2)	4.03(3)	0.9(2)	6.50(1)	0.47(2)	0.92(57)
30042-03-07-00	0.88(6)	9.6(1)	0.59(2)	3.92(2)	0.89(4)	6.53(4)	0.51(2)	1.15(57)
30042-03-08-00	0.89(7)	10.10(2)	0.67(3)	3.67(3)	0.92(3)	6.57(1)	0.55(2)	1.09(57)
30042-03-10-00	0.93(3)	8.2(2)	0.46(2)	4.35(3)	1.19(3)	6.51(2)	0.52(2)	1.3(57)
30042-03-10-01	0.92(2)	7.9(2)	0.51(6)	3.96(8)	1.13(4)	6.53(4)	0.69(9)	0.88(57)
30042-03-11-00	0.96(3)	8.4(3)	0.55(3)	4.07(3)	1.15(2)	6.46(2)	0.75(5)	0.95(57)
30042-03-12-00	0.98(2)	7.95(9)	0.52(2)	4.14(4)	1.21(2)	6.49(4)	0.69(4)	0.97(57)
30042-03-13-00	0.99(1)	8.13(9)	0.53(4)	4.09(2)	1.23(2)	6.47(3)	0.72(5)	0.76(57)
30042-03-14-02	0.9(1)	4.4(1)	0.3(3)	4.73(3)	2.71(2)	6.49(5)	0.57(7)	0.93(57)
30042-03-14-01	1.00(9)	4.46(7)	0.3(3)	4.61(5)	2.72(9)	6.62(3)	0.54(4)	1.12(57)
30042-03-14-00	0.99(6)	4.09(2)	0.3(2)	5.12(4)	2.97(8)	6.60(3)	0.62(4)	1.18(57)
30042-03-15-00	1.00(3)	4.79(3)	0.3(1)	4.5(2)	2.71(4)	6.55(6)	0.55(2)	1.3(57)
30042-03-16-00	1.00(5)	5.48(3)	0.35(5)	4.28(7)	2.32(4)	6.54(1)	0.55(2)	0.96(57)
30042-03-17-00	1.00(3)	6.9(2)	0.40(8)	3.91(6)	1.79(7)	6.54(4)	0.55(4)	1.2(57)
30042-03-18-00	0.997(9)	14.4(3)	1.07(1)	2.58(3)	0.97(6)	6.49(2)	0.60(3)	1.12(57)
30042-03-19-01	1.000(8)	14.3(5)	1.01(1)	2.47(4)	0.95(9)	6.53(2)	0.54(2)	1.15(57)
30042-03-19-00	0.99(3)	14.1(3)	0.96(5)	2.58(3)	0.9(1)	6.54(1)	0.55(1)	0.94(57)
30042-03-20-00	0.99(4)	12.06(4)	0.83(6)	3.13(2)	0.90(6)	6.51(2)	0.56(2)	1.21(57)
40033-06-01-00	0.99(7)	13.3(3)	1.00††	2.87(3)	0.86(2)	6.67(1)	0.30(4)	1.29(58)
40033-06-02-00	0.99(5)	9.8(2)	0.61(3)	3.35(4)	0.75(4)	6.63(1)	0.43(4)	1.16(57)
40033-06-02-01	0.99(6)	7.93(8)	0.44(2)	3.89(2)	1.04(3)	6.64(2)	0.40(4)	1.04(57)
40033-06-02-03	1.00(3)	5.44(3)	0.35(6)	4.33(8)	1.98(4)	6.66(3)	0.36(1)	1.07(57)
40033-06-02-04	0.99(4)	5.43(5)	0.33(7)	4.3(1)	1.96(5)	6.65(2)	0.38(2)	0.96(57)
40033-06-02-07	0.99(2)	5.81(9)	0.32(9)	4.2(1)	1.88(3)	6.61(3)	0.35(3)	0.98(57)
40033-06-02-05	1.00(3)	5.37(6)	0.4(1)	4.3(2)	1.73(8)	6.64(3)	0.44(3)	0.87(57)
40033-06-02-06	1.00(4)	5.55(8)	0.4(1)	3.8(1)	1.89(3)	6.69(5)	0.49(3)	1.19(57)
40033-06-03-00	1.00(2)	6.6(2)	0.35(7)	3.69(6)	1.48(6)	6.61(3)	0.39(3)	1.19(57)
40033-06-03-06	1.00(3)	6.8(3)	0.8(1)	3.5(1)	1.33(9)	6.58(6)	0.39(6)	1.2(57)
40033-06-03-01	0.99(2)	5.91(7)	0.31(6)	3.68(8)	1.74(6)	6.69(2)	0.33(2)	0.97(57)
40033-06-03-02	0.99(3)	4.27(3)	0.24(6)	3.81(5)	2.16(6)	6.68(3)	0.41(4)	1.16(57)
40033-06-03-07	1.00(2)	5.46(9)	0.34(9)	3.4(1)	1.98(4)	6.74(3)	0.35(3)	0.93(57)
40033-06-03-03	1.00(1)	5.71(5)	0.30(6)	3.37(7)	1.54(3)	6.68(1)	0.36(1)	1.37(57)
40033-06-03-05	0.99(3)	3.98(2)	0.25(6)	3.74(5)	2.07(4)	6.68(2)	0.39(2)	1.32(57)
40027-06-01-01	1.06(2)	7.8(3)	0.59(2)	2.38(4)	0.78(2)	6.56(4)	0.54(4)	1.17(57)

Обозначения те же, что и в таблице 4.4.

44 ст.св.) связан с областью излучения линий железа. По-видимому, форма линий железа описывается более сложным, чем простым Гауссовым профилем (из-за блендирования нескольких линий с центроидами на разных энергиях, наличия краев поглощения или уширения из-за Комптонизации). В целом, фиты указывают на наличие широкой линии в спектре 4U 1728–34 (табл. 4.4), что может быть вызвано процессом Комптонизации. Однако детальное изучение этой возможной сложненной структуры эмиссионной особенности невозможно на основе наших данных.

Что касается анализа спектров высокого разрешения 4U 1728–34, полученных со спутника XMM-*Newton* [269, 262], он указывает на значительные отклонения модельного спектра от наблюдаемого в интервале энергий 6 – 7 кэВ, которые однако не поддаются однозначному моделированию. Эта особенность может одинаково хорошо фитироваться композицией линии железа и соответствующим краем поглощения, или эмиссионной линией с профилем в модели *Laor* вместо модели *Gaussian* [269], а также эмиссионной линией с релятивистским размытым профилем с добавлением отраженной компоненты излучения [262]. Это разнообразие моделей для описания линий при анализе данных источника 4U 1728–34 демонстрирует сложность проблемы формирования линии в этом источнике.

Отметим, что мы нашли различия между нашими величинами параметров модельной аппроксимации и найденными в литературе. В частности, фотонный индекс Γ, оцененный Ди Сальво и ее коллегами [256] для наблюдения с ID = 20674001, составляет 1.60±0.25, хотя в нашем исследовании $\Gamma = 1.9 \pm 0.2$. Это различие величин индекса можно объяснить использованием разных моделей. Так, оцененный Ди Сальво и ее коллеги [256] включили узкую линию с Гауссовым профилем около 1.7 кэВ (радиативное рекомбинационное излучение Mg XI) для аппроксимации избытка невязок модели континуума. С другой стороны, наш модельный результат с использованием *Beppo*SAX наблюдения (ID=20889003), подтверждает результат, полученный Пираино и др. [267], несмотря на то, что они и мы применяли несколько другие модели. Фотонный индекс в нашей модели $\Gamma = 1.9 \pm 0.2$ очень близок к значению, полученному Пираино и др. [267], которые применили модель COMPTT [275] с параметрами аппроксимации: электронной температурой kT_e=3.16±0.03 кэВ и оптической толщей (для случая сферической геометрии) $\tau_0 = 11.4 \pm 0.2$.

Таким образом, используя широкополосные наблюдения 4U 1728–34 со спутника *Beppo*-SAX мы смогли исследовать применяемую спектральную модель в широком диапазоне энергий. С другой стороны, благодаря большому объему данных 4U 1728–34 со спутника *RXTE*, покрывающему длительные ряды наблюдений этого источника, нам удалось максимально полно исследовать эволюцию спектральных параметров при переходах объекта между спектральными состояниями в энергетическом диапазоне 3 – 60 кэВ.

4.4 Эволюция рентгеновских спектральных характеристик во время переходов объекта между спектральными состояниями

На основе эволюции спектральных параметров рентгеновского излучения (3 – 60 кэВ) по данным *RXTE*/PCA&HEXTE нам удалось установить наиболее общие тенденции изменения характеристик 4U 1728–34 во время перехода от фазы нарастания вспышки до фазы ее спада. На рис. 4.3 и 4.4 мы представили типичные примеры спектров 4U 1728–34 по данным *RXTE* в низком и высоком состояниях. Из этих рисунков хорошо видно, что нормировка тепловой чернотельной компоненты в два раза выше для высокого состояния по сравнению с низким, хотя фотонный индекс Γ для каждого из этих спектров слабо

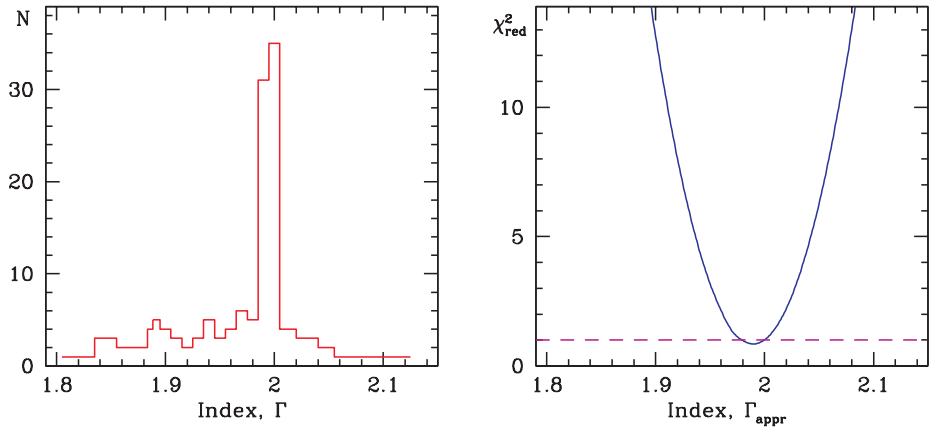

Рис. 4.5: *Левая панель:* гистограмма (плотность распределения) аппроксимационных значений фотонного индекса Γ, полученная с использованием модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ в применении к данным *RXTE* (1996 – 2000). *Правая панель:* Функция $\chi^2(\Gamma_{appr}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\Gamma_i - \Gamma_{appr}}{\Delta\Gamma_i}\right)^2$ в зависимости от Γ_{appr}. Пунктирной горизонтальной линией указан критический уровень невязок $\chi^2_{red} = 1$ (см. комментарии в тексте).

варьируется в интервале от 1.8 до 2.1, в среднем концентрируясь около уровня Γ=2 (см. распределение Γ на *левой* панели рис. 4.5.

Мы проверили статистическую гипотезу $\Gamma_{appr} \approx 2$ с использованием критерия χ^2. Для этого было построено распределение $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\Gamma_i - \Gamma_{appr}}{\Delta\Gamma_i}\right)^2$, как функция Γ_{appr} (см. *правую* панель на рис. 4.5). На этом рисунке хорошо видно, что функция $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr})$ имеет четкий минимум около 1, что соответствует интервалу $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.01$ по уровню значимости 67% и $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.02$ по уровню значимости 99% для 127 степеней свободы.

Важно отметить, что фотонный индекс Γ также не зависит от светимости компоненты *CompTB* и температуры плазмы Комптоновского облака T_e (см. рис. 4.6 и 4.7).

Используя *Beppo*SAX данные, Фаринелли и Титарчук [255] предположили, что фотонный индекс Γ стабилизируется на уровне 2, основываясь на отдельно взятых состояниях, но для довольно большого количества источников с НЗ. Мы же подробно исследовали все состояния и переходы между ними для 4U 1728–34 по данным *RXTE* (напр., рис. 4.8 для наблюдений в 1998 – 1999 гг.; *R*3, *R*4), а также в 2000 г. (группы *R*7, *R*8); рис. 4.9) с использованием спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$. На *верхней* панели показана эволюция скорости счета, измеренная детектором *RXTE*/ASM. Далее, *сверху вниз* показано изменение модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 60 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели *CompTB* и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$ во время вспышки (группы наблюдений *R3, R5*). Фазы нарастания вспышки отмечены вертикальными синими полосами, при этом моменты пиков вспышек указаны стрелками сверху панелей. Можно видеть, что спектральный переход из высокого в низкое состояние, например, в интервале от MJD 51070 до MJD 51215, сопровождается изменением электронной температуры kT_e от 3 кэВ до 15 кэВ, достигая в пике вспышки наименьшей величины. Также хорошо видно, что нормировка компоненты *CompTB* (N_{com}) коррелирует с изменениями скорости счета по данным ASM и модельным потоком

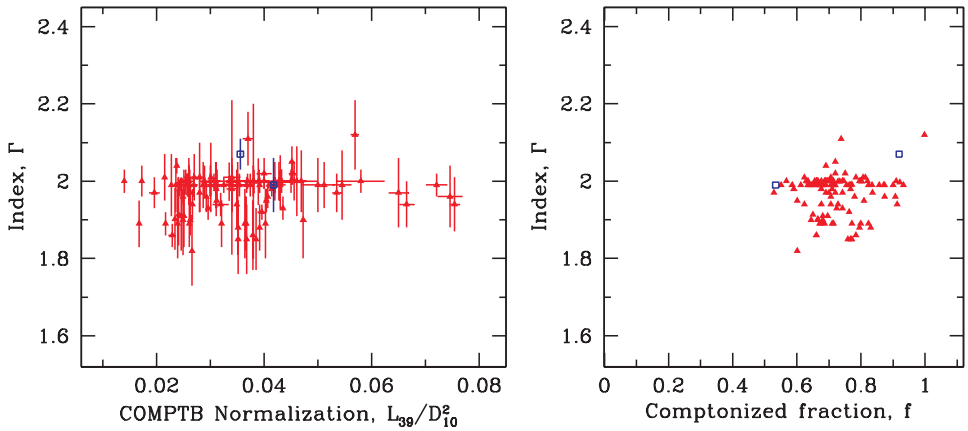

Рис. 4.6: *На левой панели*: фотонный индекс Γ приведен как функция параметра нормировки N_{com} (в единицах L_{39}/D_{10}^2) и *на правой панели* степени облучения $f = A/(1+A)$ с использованием модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ (более подробно см. в табл. 4.3, табл. 4.4, табл. 4.5, а также в табл. 3 и 4 [129]). Синие и красные точки соответствуют *Beppo*SAX и *RXTE* наблюдениям 4U 1728–34, соответственно.

в диапазоне 3 – 10 кэВ. С другой стороны, нормировка компоненты *blackbody* (N_{BB}) является примерно постоянной, кроме пиков вспышечных эпизодов, когда N_{BB} возрастает от 0.09 до 0.27 (см. синие точки на рис. 4.8 для моментов MJD=51093 и 51133). Кроме того, эти спектральные переходы во время вспышек связаны с заметным увеличением мягкого потока (в энергетическом диапазоне 3 – 10 кэВ) и уменьшением жесткого потока (в диапазоне 10 – 60 кэВ, см. вторую панель сверху на рис. 4.8 и 4.9). Спектральный индекс α ($\alpha = \Gamma - 1$), представленный на нижней панели рис. 4.8 и 4.9, варьируется около 1 (или $\Gamma \sim 2$) для этих дат. Для всех наблюдений вариации фотонного индекса Γ представлены на рис. 4.5.

Также интересно отметить, что эквивалентная ширина линии железа EW_{line} и нормировка компонент *CompTB* (N_{com}), *blackbody* (N_{BB}) монотонно возрастают при снижении электронной температуры (см. рис. 4.10). В действительности, снижение электронной температуры T_e Комптоновского облака (переходного слоя) при увеличении мягкого потока (диска) представляет собой хорошо известный эффект, который подробно объяснен в работах [6] и [20].

Как показано на правой панели рис. 4.6, степень Комптонизации f варьируется от 0.6 до 0.9. Это означает, что в большинстве случаев мягкое излучение диска в 4U 1728–34 подвергается переизлучению в Комптоновском облаке и только малая часть излучения диска $(1 - f)$ непосредственно видна земному наблюдателю. В соответствии с этим, энергетический спектр 4U 1728–34 во время всех спектральных состояний доминирован Комтонизированной компонентой, при этом непосредственное излучение диска всегда является слабым и детектируется только во время вспышек (см. рис. 4.8 и 4.9).

Заметим, что, в отличие от НЗ 4U 1728–34, для черных дыр определение спектрального перехода связано с изменением фотонного индекса Γ (см., напр., [19]), при этом нет однозначного соответствия между индексом Γ и энергией завала E_{cut} на высоких энергиях (см. разд. 2.5.2). Поэтому, *для ЧД основным параметром, используемым для определения спектрального перехода является переменный фотонный индекс* Γ, *который монотонно*

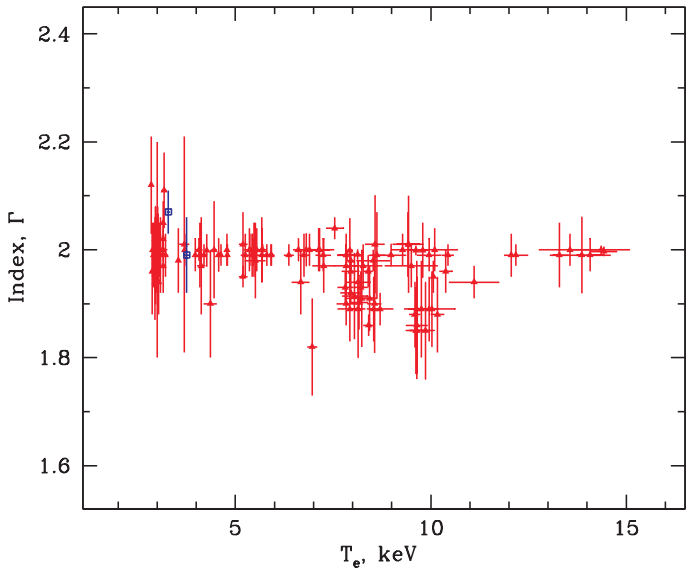

Рис. 4.7: Зависимость фотонного индекса от электронной температуры T_e (в кэВ) в рамках нашей спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ (более подробно см. в табл. 4.3, табл. 4.4, табл. 4.5 и табл. 3 и 4 [129]). Синие и красные точки соответствуют *Beppo*SAX и *RXTE* наблюдениям 4U 1728–34, соответственно.

возрастает, когда источник с ЧД переходит в высокое состояние.

Важно подчеркнуть еще раз, что переход НЗ 4U 1728–34 из низкого в высокое состояние имеет место, когда электронная температура изменяется от 15 кэВ до 2.5 кэВ, поэтому, следуя работе [255], можно определить переход между спектральными состояниями в НЗ в терминах электронной температуры T_e Комптоновского облака. В этом случае низкое состояние характеризуется высокой электронной температурой T_e, хотя высокое состояние связано с низкой температурой T_e. Заметим, что электронная температура T_e является величиной, непосредственно измеряемой из наблюдений, и соответствует энергии завала на высоких энергиях спектра.

Известно, что не все НЗ демонстрируют вспышки. Только некоторые РДС с НЗ, такие, как Z и *atoll*−источники, обычно показывают спектральные переходы во время рентгеновских всплесков. В частности, *atoll*−источники, такие как 4U 1728–34, достаточно часто показывают переходы во время вспышечных эпизодов. Можно установить существенное различие между НЗ и ЧД, обусловленное этими вспышечными эпизодами, именно когда источник эволюционирует из низкого в высокое состояние и когда температура плазмы Комптонизированной области заметно изменяется (подобно тому, как в 4U 1728–34 от 2.5 кэВ до 15 кэВ). Таким образом, маломассивная РДС с НЗ 4U 1728–34 показывает монотонное снижение электронной температуры T_e от низкого к высокому состоянию, при этом фотонный индекс Γ остается примерно на одном уровне 2. В отличие от этого, в ЧД мы видим постепенный монотонный рост Γ, который завершается его насыщением при больших значениях $\dot{M}$ [19].

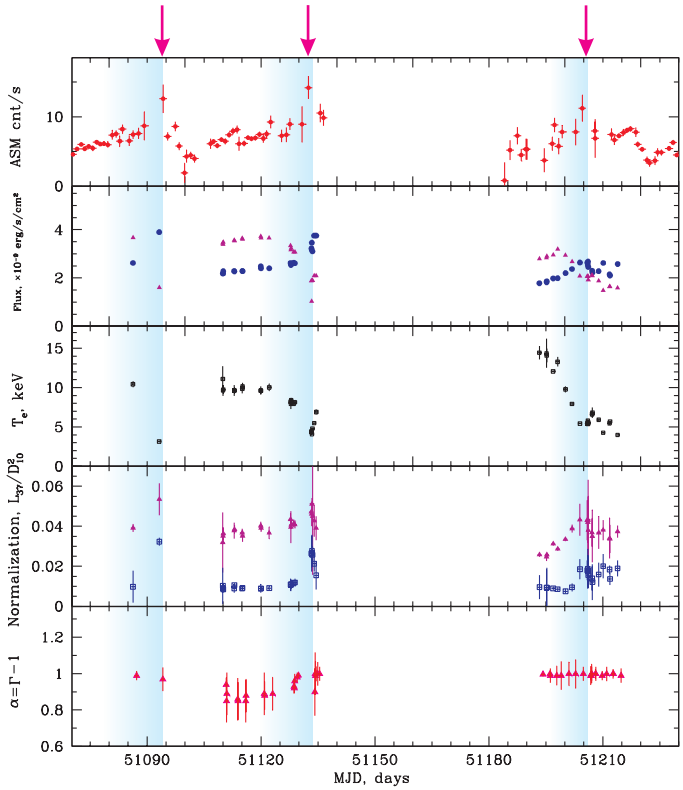

Рис. 4.8: *Сверху вниз* показана эволюция скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 60 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели *CompTB* и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$ во время вспышки (группы наблюдений *R3, R5*). Фазы нарастания вспышки отмечены вертикальными синими полосами, при этом моменты пиков вспышек указаны стрелками сверху панелей.

4.5 Корреляция временных и спектральных характеристик во время переходов

Анализ кривых блеска, полученных детектором RXTE, выполнен с помощью программы *powspec* пакета FTOOLS 5.1. Для временного анализа в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ мы использовали данные детектора PCA/RXTE, полученные в *event* моде. Временное разрешение для этой моды составляет $1.2{\times}10^{-4}$ с. В результате, были получены спектры мощности (СМ) в частотном интервале 0.1 – 500 Гц с разрешением 0.001 с. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. Для моделирования СМ мы использовали пакет QDP/PLT[3].

Ранее, для RXTE наблюдений 4U 1728–34 в 1996 – 1997 ($R1$, $R2$ в обозначениях этой главы) уже проводились временные исследования группой под руководством Ди Сальво [271], как функция положения источника на цветовой диаграмме. В области состояния “island”[4] на цветовой диаграмме (соответствующей наиболее жестким энергетическим

[3] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/others/qdp/qdp.html.

[4] эти специфические определения состояний НЗ в транзиентных двойных системах см. работе [284], а также в

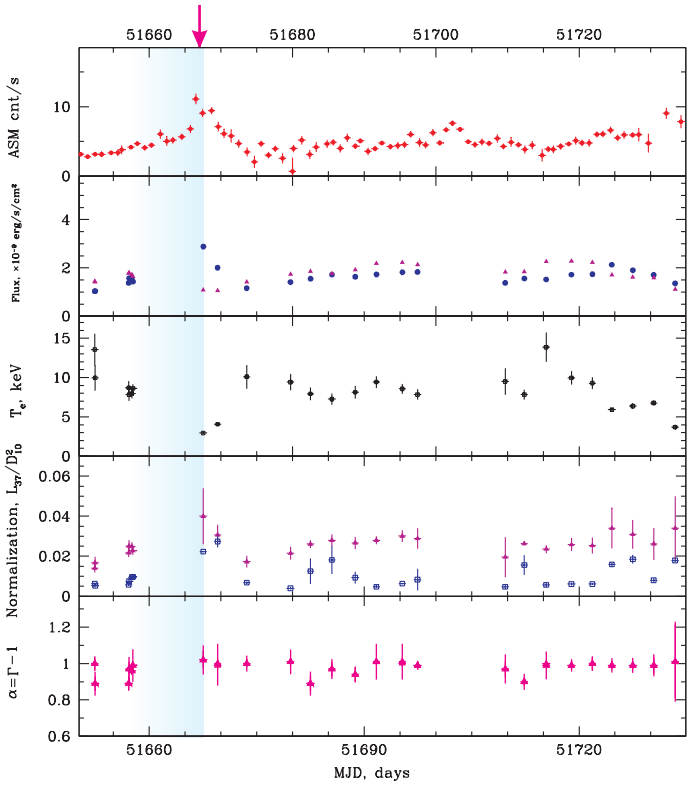

Рис. 4.9: Приведена эволюция спектральных параметров, подобная представленной на рис. 4.7, но для другого вспышечного эпизода (2000 г.) по данным *RXTE* (группы наблюдений *R7, R8*).

спектрам) СМ 4U 1728–34 показывает вклады частотно-ограниченной компоненты (*"band-limited noise", BLN*), протянувшейся до нескольких десятков Гц, низкочастотных КПО, аппрксимируемых Лоренцевыми компонентами с центроидами частот между 20 и 40 Гц, шумовой компонентой выше $\sim$ 100 Гц (см. [271]), а также несколькими килогерцовыми КПО. Во время развития вспышки (перемещения источника по цветовой диаграмме) в состоянии *lower banana* (соответствующему более мягким энергетическим спектрам) они нашли сверхнизкочастотную компоненту (*"very low frequency noise", VLFN*) ниже $\sim$1 Гц. В состоянии *upper banana* (соответствующему наиболее мягким энергетическим спектрам) СМ доминированы сверхнизкочастотной шумовой компонентой с пиком около 20 Гц.

Мы нашли подобное изменение временных характеристик рентгеновского излучения 4U 1728–34 для нашего сета данных и сопоставили его с эволюцией энергетических спектров. В частности, на рис. 4.11 показаны элементы типичного поведения временных и спектральных характеристик во время рентгеновских вспышек. На *верхней* панели показана эволюция скорости счета по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 1998 г. ($R3$). Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты MJD = 51122/51128, 51133.27/51133.34 и 51196/51193 (до, во время и после пика вспышки, соответственно). На *нижних* панелях представлены спектры мощности в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E * F(E)$, *правая* колонка), соответствующие точкам A, B и C

Приложении A.2

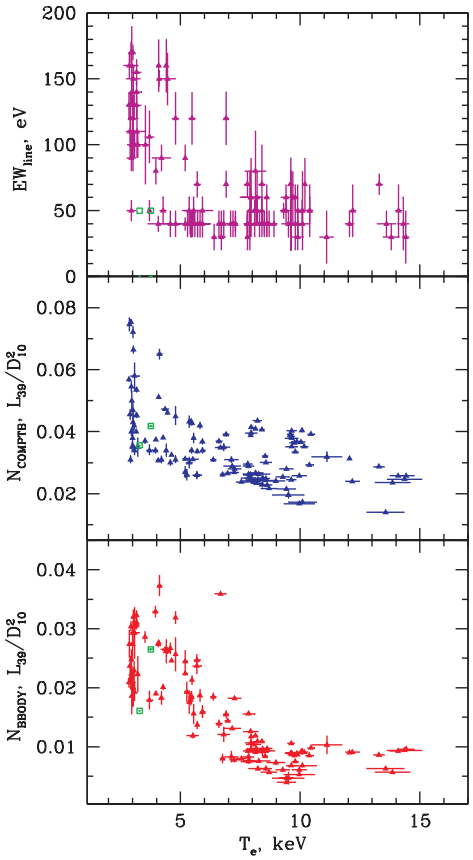

Рис. 4.10: Зависимость эквивалентной ширины линии железа (в эВ, *сверху*), нормировок компонент *CompTB* (*в середине*) и *Blackbody* (*снизу*)от электронной температуры T_e (в кэВ) в рамках спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ во время вспышки (см. также в табл. 4.3, табл. 4.4, табл. 4.5 и табл. 3 и 4 [129]). Зеленые точки соответствуют *Беппо*SAX наблюдениям 4U 1728–34.

рентгеновской кривой блеска (*верхняя* панель). Значительная шумовая компонента сопровождается завалом на 1 – 3 Гц и широкими КПО, центрированными на частотах 7 – 10 Гц, до и после пика вспышки (см. панели A1, C1). В момент рентгеновской вспышки (панель B1) можно видеть шумовую компоненту с пиком мощности, смещенным в сторону более высоких частот по сравнению с моментами A1/C1. Иными словами, в момент рентгеновской вспышки (панель B1) усиливается вклад степенной ("*красный шум*") и плоской ("*белый шум*") шумовой составляющей со "сломом" (т.н. *"broken power-law noise"*) на их стыке около 40 Гц. На *правых* панелях показаны энергетические спектры в единицах $E * F(E)$ (панели A2, B2, C2) в сопоставлении с соответствующими СМ (панели A1, B1, C1). Наблюдательные спектры указаны красными точками и компоненты спектральной модели представлены синей, черной и пунктирной сиреневой линиями для компонент *CompTB*, *blackbody* и *Gaussian*, соответственно.

В частности, перед вспышкой (красный СМ на панели A1; наблюдение ID = 30042-03-08-00, MJD=51122) можно видеть комбинацию степенной ("*красный шум*") и плоской ("*белый шум*") шумовой составляющей со "сломом" на их стыке около 1 Гц и широкую КПО на 20 Гц (описываемую Лоренцианом с FWHM=11.7±4.5 Гц, rms=6.3±1.0%, $\chi^2 = 131$ для 102 ст.св. по уровню значимости 67%). Далее, сразу после вспышки (синий СМ на панели

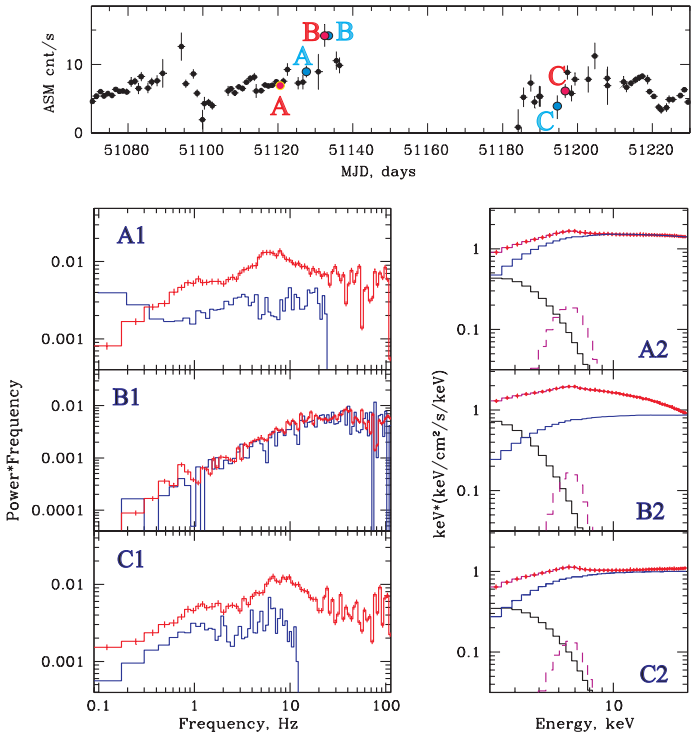

Рис. 4.11: *Верхняя* панель: скорость счета по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 1998 – 1999 гг. ($R3$, $R5$). Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты MJD = 51122/51128, 51133.27/51133.34 и 51196/51193 (до, во время и после пика вспышки, соответственно). *Нижние* панели: спектры мощности в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E*F(E)$, *правая* колонка), соответствующие точкам A, B и C рентгеновской кривой блеска (*верхняя* панель). Наблюдательные спектры указаны красными точками и компоненты спектральной модели представлены синей, черной и пунктирной сиреневой линиями для компонент $CompTB$, *blackbody* и *Gaussian*, соответственно.

A1; наблюдение ID = 30042-03-11-00, MJD=51128), частота слома шумовой компоненты смещается от 1 Гц до 3 Гц и КПО становятся менее значимым, но все еще заметными в частотном интервале 10−20 Гц. На диаграмме "$\nu \times power$", как функция частоты ν, хорошо виден вклад разных компонент в суммарный СМ. Так, вклад на низких частотах (ниже 1 Гц) усиливается непосредственно перед вспышкой (синий СМ на панели A1). Во время вспышки (красный СМ на панель B1; наблюдение ID = 30042-03-14-02, MJD=51133.27; синий СМ на панели B1; наблюдение ID = 30042-03-14-01, MJD=51133.34) можно видеть, что "сломом" между степенной (красным шумом) и плоской (белым шумом) шумовой составляющей смещен к более высоким частотам, детектируется около 40 Гц. При этом КПО компонента уже не видна в СМ во время оставшейся части вспышки до частот 80 Гц.

Следует еще раз подчеркнуть, что подобное поведение 4U 1728–34 было детектировано ранее в исследованиях Ди Сальво и ее коллег [271] во время перехода объекта в 1996−1997 гг. из состояния *island* в состояние *banana*, как фунция положения источника на цветовой диаграмме. Переходы с такими характеристиками, далее в данной диссертации мы называ-

ем "*вспышечными*" переходами. Заметим, что согласно вышеуказанной работе Ди Сальво и др. [271] СМ в состоянии *upper banana* (в максимуме вспышки 1996−1997 гг.) состоит из двух шумовых компонент, а именно свернизкочастотной (*VLFN, "very low frequency noise"*) и высокочастотной (*HFN, "high frequency noise"*). В дополнение к типам СМ, найденным в [271] для 4U 1728–34, мы обнаружили иной тип СМ, ранее не наблюдавшийся в этом объекте. А именно, мы исследовали вспышку 4U 1728–34 в период MJD=51120 – 51140 и обнаружили фазы, в которых СМ представлен только высокочастотной компонентой (см. панель B1 рис. 4.11).

В фазах после вспышки (синий СМ на панели C1, наблюдение ID = 30042-03-18-00, MJD=51193; красный СМ на панели C1, наблюдение ID = 30042-03-20-00, MJD=51196) можно видеть те же особенности на диаграмме "$\nu \times power$", как функция частоты ν, что и до вспышки, но с несколько другими параметрами: $\nu_{br} \sim 1$, 2 Гц и $\nu_{QPO} \sim 6$, 10 Гц (описываемые Лоренцианами с FWHM=6.0±2.1/15.0±2.9 Гц, rms=8.1±0.4/10.6±1.4%, χ^2 =139/143 для 102 ст.св.; все ошибки на параметры приведены по уровню значимости 1σ).

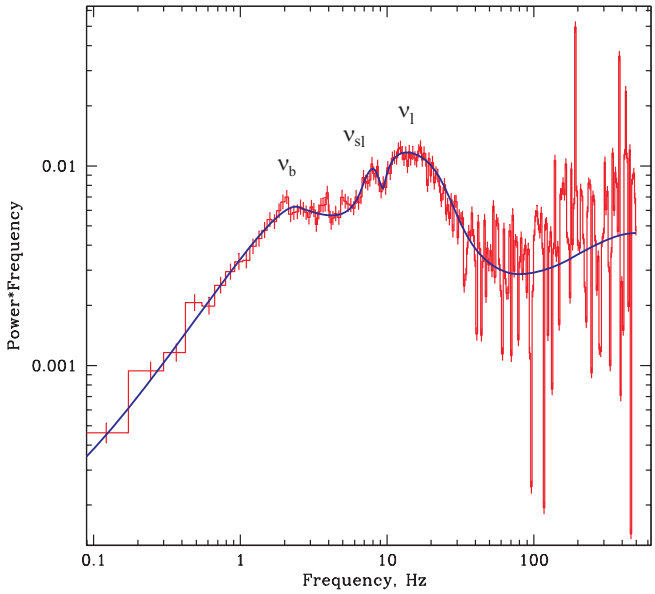

Рис. 4.12: Спектр мощности of 4U 1728–34 в единицах $\nu \times power$ в интервале частот 0.1 – 150 Гц, наблюдаемый 7 марта 2000 г. (50023-01-01-00, MJD=51610).

На рис. 4.12 мы представили спектр мощности 4U 1728–34 в единицах "$\nu \times power$" в интервале частот 0.1 – 150 Гц, наблюдаемый 7 марта 2000 г. (50023-01-01-00, MJD=51610) во время спокойного состояния для возможности сравнения с типичным набором СМ во время вспышечных событий (см, напр., панель B1 на рис. 4.11).

4.6 Обсуждение

Выше мы продемонстрировали квазипостоянство фотонного (спектрального) индекса, обнаруженное в многочисленных наблюдениях НЗ 4U 1728–34. На рис. 4.6 и 4.7 представлена зависимость фотонного индекса Г, как функция наших модельных параметров: электронной температуры T_e (в кэВ), *CompTB* нормировки (которая пропорциональна потоку

чернотельных затравочных фотонов НЗ и темпу аккреции $\dot{M}$) и степени Комптонизации $f = A/(1+A)$. Особо отметим, что эти результаты получены с применением модели "первых принципов" на большом наблюдательном материале двух космических обсерваторий *Беппо*SAX и *RXTE* для двойной системы с НЗ 4U 1728–34. Ниже будет дано объяснение вушеуказанной стабильности индекса в терминах модели переходного слоя (см также [255]).

Энергетический баланс в переходном слое определяется кулоновскими столкновениями с протонами (высвобождение гравитационной энергии), при этом обратное Комптоновское и свободно-свободное излучение являются основными процессами охлаждения (см. формулировку этой задачи в пионерской работе Зельдовича и Шакуры [285], а также рассмотрение подобной задачи Бисноватым-Коганом и его коллегами [381]). Фактически, для характерной электронной температуры (3 кэВ $\lesssim kT_e \lesssim$ 30 кэВ) и значений плотности ($\lesssim 10^{-5}$ г см$^{-3}$) этих областей в маломассивных РДС, Комптоновское охлаждение доминирует над свободно-свободным излучением, и соотношение между потоком энергии на единицу площади короны $Q_{\rm cor}$, плотностью энергии излучения $\varepsilon(\tau)$ и электронной температурой T_e представлено следующим образом (см. также [6])

$$\frac{Q_{cor}}{\tau_0} \approx 20.2\varepsilon(\tau)T_e(\tau), \tag{4.1}$$

где τ_0 – Томсоновская оптическая толща переходного слоя. Распределение $\varepsilon(\tau)$ определяется как решение диффузионного уравнения

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\tau^2} = -\frac{3Q_{\rm tot}}{c\tau_0}, \tag{4.2}$$

где $Q_{\rm tot} = Q_{\rm cor} + Q_{\rm disk}$ – сумма потока короны (переходного слоя) и потока, перехватываемого от диска, соответственно. Комбинация уравнения (4.2) с двумя граничными условиями на поверхности НЗ и внешней границе переходного слоя приводит к формулировке граничной задачи для переходного слоя (см. подробности в [129]). Тогда решение для $\varepsilon(\tau)$ дано соотношением

$$\varepsilon(\tau) = \frac{2Q_{\rm tot}}{c}\left[1 + \frac{3}{2}\tau_0\left(\frac{\tau}{\tau_0} - \frac{\tau^2}{2\tau_0^2}\right)\right]. \tag{4.3}$$

Для определения средней температуры плазмы T_e следует оценить среднюю плотность энергии в переходном слое следующим образом

$$< \varepsilon(\tau) >= \frac{1}{\tau_0}\int_0^{\tau_0}\varepsilon(\tau)d\tau = \frac{Q_{\rm tot}}{c}(2+\tau_0). \tag{4.4}$$

Подставляя результат уравнения (4.4) в уравнение энергетического баланса (4.1), мы получаем

$$\frac{kT_{\rm e}\tau_0(2+\tau_0)}{m_e c^2} = \frac{0.25}{1 + Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor}}. \tag{4.5}$$

Далее используем формулу для спектрального индекса α

$$\alpha = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{\beta}{\Theta}}, \tag{4.6}$$

где $\Theta \equiv kT_{\rm e}/m_e c^2$ и β-параметр, определенный Любарским и Титарчуком [201]. При замене β на ее значение в диффузионном пределе $\beta_{\rm diff}$

$$\beta_{\rm diff} = \frac{1}{\tau_0(2+\tau_0)} \tag{4.7}$$

и используя уравнение (4.5), получаем диффузионный спектральный индекс в виде

$$\alpha_{\rm diff} = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{1 + Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor}}{0.25}}, \tag{4.8}$$

или $\alpha_{\rm diff} \approx 1 + 0.8\ Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor}$ и

$$\Gamma_{diff} \approx 1 + \alpha_{\rm diff} = 2 + 0.8\ Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor} \tag{4.9}$$

для $Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor} < 1$.

Следовательно, до тех пор, пока $Q_{\rm disk}/Q_{\rm cor} \ll 1$ фотонный индекс $\Gamma \approx 2$. Именно этот эффект мы видим в наблюдениях НЗ 4U 1728–34 (см. рис. 4.5 – 4.7).

В отличие от этого, в ЧД наблюдается иная картина, фотонный индекс их рентгеновских спектров показывает монотонный рост с нарастанием частоты КПО и скорости аккреции с участком насыщения при больших темпах аккреции (см. [19, 38, 184]. *На основе этого различия, можно заключить, что монотонный рост фотонного индекса* Γ *со скоростью аккреции, завершающийся его насыщением при больших* $\dot{m}$ *[136], является наблюдательным признаком наличия черной дыры, в то время как постоянство* Γ *(на уровне* $\Gamma = 2$*), как функция* $\dot{m}$ *(или электронной температуры), является признаком наличия НЗ.*

4.7 Заключение

Мы показали, что широкополосный рентгеновский энергетический спектр во время всех состояний может быть адекватно аппроксимирован композицией компонент, обусловленных "чернотельным" излучением (*Blackbody*), обратным Комптоновским рассеянием (*CompTB*) и излучением в линии железа (*Gaussian*). Мы также показали, что фотонный индекс Γ модельной Комптонизированной компоненты в 4U 1728–34 практически всегда находится на уровне около 2 (см. рис. 4.5) и следовательно почти не зависит от параметра *CompTB* нормировки (L_{39}/D_{10}^2), который пропорционален скорости аккреции вещества диска $\dot{m}$ (см. левую панель рис. 4.6) и температуры плазмы Комптоновского облака T_e (рис. 4.2). Здесь светимость, обусловленная мягкими фотонами диска L_{39}, указана в единицах 10^{39} эрг с$^{-1}$ и расстояние до источника D_{10} приведено в единицах 10 кпс. Особо отметим, что это постоянство индекса недавно было подтверждено для множества других источников с НЗ, Cyg X-2, Sco X–1, GX 17+2, GX 340+0, GX 3+1, GX 349+2, X 1658-298, GS 1826-238, 1E 1724-3045, которые наблюдались обсерваторией *Beppo*SAX в разных спектральных состояниях (см. подробности в [255]).

Относительно высокое значение степени Комптонизации $f = 0.6 - 0.9$, полученное в рамках нашей спектральной модели, указывает на значительную переработку рентгеновского излучения диска в Комптоновском облаке 4U 1728–34.

Мы также обнаружили по данным *Beppo*SAX наблюдений 4U 1728–34, что существуют два источника чернотельного излучения, один связан с аккреционным диском и другой

ассоциирован с поверхностью НЗ, для которых температуры мягких фотонов составляют около 0.7 кэВ и 1.3 кэВ, соответственно.

Продемонстрировано, что фотонный индекс оказывается практически постоянным $\Gamma \sim 2$ при переходах источника из низкого в высокое состояния, которые сопоставимы с изменением плазменной температуры Комптонизированной области от 15 до 2.5 кэВ (рис. 4.7). Мы представили строгие теоретические аргументы в пользу того, что доминирование высвобождения энергии в переходном слое над мягким потоком аккреционного диска, $Q_{disk}/Q_{cor} \ll 1$ приводит к постоянству фотонного индекса $\Gamma \approx 2$ в спектре источника с НЗ.

Тем самым, мы аргументировали, что *это постоянство индекса является внутренним свойством РДС с НЗ, в то время как в ЧД индекс монотонно изменяется при изменении скорости аккрреции вещества диска и насыщается при больших значениях скорости аккреции* [19]. На рис. 4.13 показано поведение индекса, как функция скорости аккреции вещества диска для ряда источников с ЧД и приведена зависимость индекса от скорости аккреции в НЗ 4U 1728–34. Фотонные индексы ЧД (GRS 1915+105, GX 339–4, SS 433 и GRO J1655-40) показывают явную корреляцию со скоростью аккреции $\dot{m}$ или с нормировкой излучения мягких фотонов L_{39}/D_{10}^2, которая пропорциональна $\dot{m}$. Эта корреляция завершается насыщением индекса, когда $\dot{m}$ превышает определенный уровень. Поведение индекса для рассмотренной в этой главе НЗ 4U 1728–34 четко отличается от вышеуказанного типичного поведения для ЧД.

В следующей главе мы исследуем надежность найденного признака НЗ на примере более ярких *atoll*-источников, чем 4U 1728–34, для установления поведения фотонного индекса Γ в спектрах нейтронных звезд при более высоких светимостях.

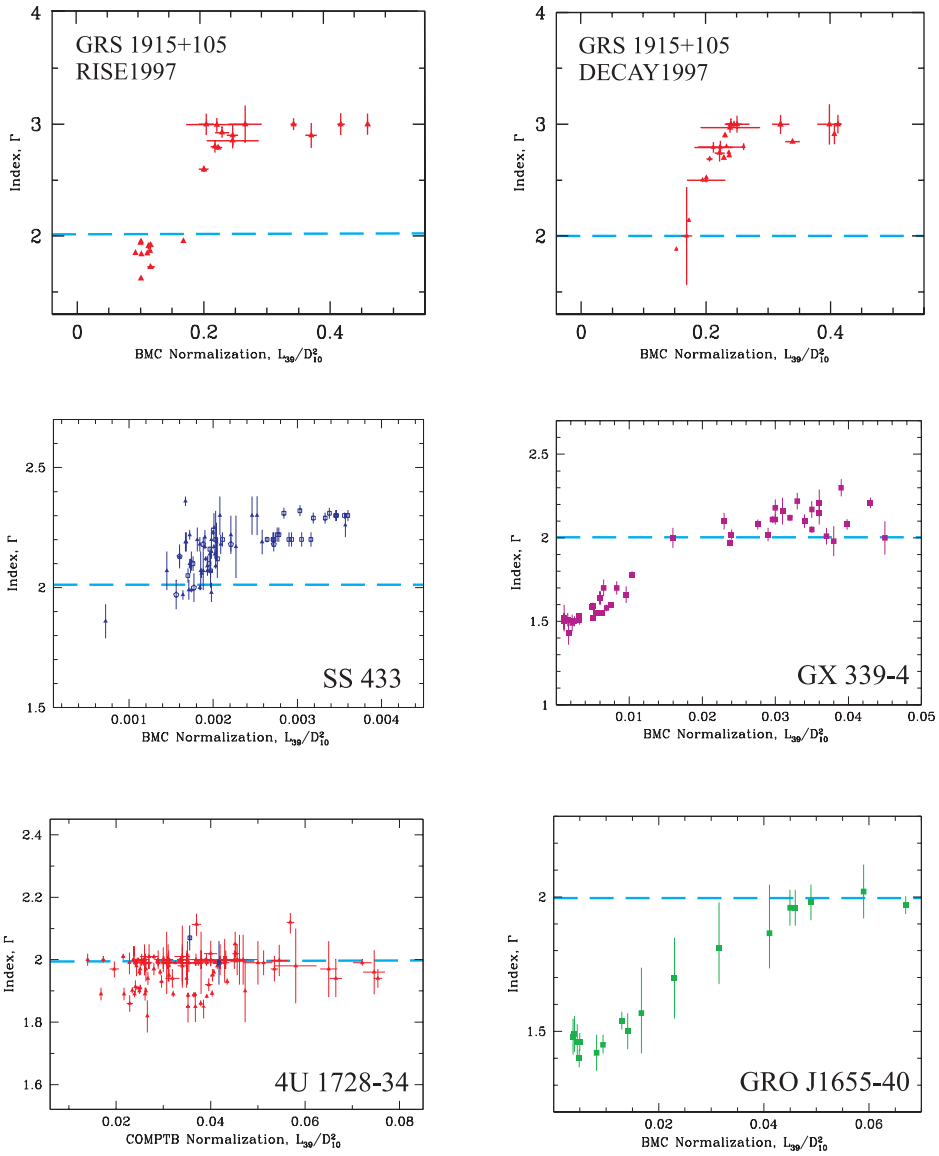

Рис. 4.13: Примеры поведения фотонного индекса Γ как функция скорости аккреции массы для РДС с черными дырами (GRS 1915+105 [38], GX 339–4 [19], SS 433 [184] и GRO J1655-40 [19] в сопоставлении с РДС с нейтронной звездой - "*atoll*" источником 4U 1728–34 [184]. Можно видеть заметное изменение индекса Γ, завершающееся характерной фазой насыщения в виде плато для черных дыр, в то время как для нейтронной звезды 4U 1728–34 индекс лишь слегка варьируется около значения $\Gamma = 2$. Для наглядности, уровень $\Gamma = 2$ указан голубой пунктирной линией на всех диаграммах.

Глава 5

Стабильность спектрального индекса, как функция скорости аккреции вещества, в ярких *atoll*-источниках

5.1 Спектральные и временные характеристики нейтронной звезды GX 3+1

5.1.1 Введение

Маломассивные РДС, содержащие нейтронные звезды, показывают широкое разнообразие спектральных состояний. Кроме того, некоторые из них демонстрируют переходы между этими состояниями. В этом смысле, так называемые *atoll* источники (см., например, работы Хасингера и ван дер Клиса [284], [292]) наиболее интересны, поскольку демонстрируют широчайший диапазон светимостей (для большинства из них $\sim 0.01 - 0.5 \times L_{Edd}$, где $L_{Edd} \sim 2 \times 10^{38}$ эрг с$^{-1}$ в зависимости от обилия гелия). Название *atoll* источников ассоциируется с формой их трека на цветовой диаграмме. Эта форма может быть разделена на два основных участка, соответствующих двум рентгеновским состояниям источника: более жесткому, связанному с состоянием *island* (IS), и более мягкому состоянию, связанному с состоянием *banana* (BS).

Как уже упоминалось в предыдущей главе, спектры этих источников во время переходов между состояниями *atoll* источники могут описываться чернотельными компонентами (*blackbody*) с цветовыми температурами $kT_{BB} < 1$ кэВ и $kT_s > 1$ кэВ, которые предположительно относятся к аккреционному диску и поверхности НЗ, соответственно. Кроме того, в этих спектрах присутствует тепловая Комптонизационная компонента с электронной температурой $kT_e = 2.5-15$ кэВ, которая связана с переходным слоем, расположенным между диском и НЗ [293, 255, 129]. Анализ рентгеновских спектров мощности *atoll* источников указывает на тесную связь между временными характеристиками и положением источника на цветовой диаграмме, что предусматривает скорость аккреции вещества диска как основной параметр, определяющий временные и спектральные характеристики [271].

GX 3+1 является одним из наиболее ярких *atoll* источников, принадлежащих населению балджа нашей Галактики. GX 3+1 вместе с GX 9+9, GX 9+1 и GX 13+1 образуют подкласс постоянно ярких *atoll* источников, которые всегда находятся в состоянии *banana* [284]. В частности, на цветовой диаграмме и диаграмме жесткости GX 3+1 четко выделяются два основных участка [294, 295, 296, 297, 298, 299]. Их треки на рентгеновских цве-

товых диаграммах обычно удлиненные, диагональные и слегка искривленные, при этом их временные характеристики отличаются лишь слабыми (1 – 4% rms) степенными шумовыми компонентами. Эти вышеперечисленные *atoll* источники являются промежуточным звеном в терминах светимости (0.1 – 0.5 L_{Edd} [300, 301]) между классическими *atoll* источниками и типичными Z-источниками.

В отличие от Z-источников и других *atoll*-источников, в спектрах мощности этих ярких *atoll* источников до сих пор не обнаружены килогерцовые КПО [302, 321, 297, 304, 299], что может указывать на то, что они не достигают состояние *"left lower banana"* (LLB), в котором классические *atoll* источники обычно показывают килогерцовые КПО в их спектрах мощности [305]. Например, менее яркие *atoll* источники, такие, как 4U 1608-52, 4U 0614+09 или 4U 1728–34, всегда показывают килогерцовые КПО именно в этом состоянии (LLB).

Рентгеновские данные GX 3+1 (4U 1744-26), полученные в широком диапазоне энергий со спутников *Беппо*SAX (0.1 – 200 кэВ) и *RXTE* (3 – 200 кэВ), предлагают уникальную возможность дальнейшего подробного исследования эволюции рентгеновских спектральных характеристик во время переходов источника. Этот яркий *atoll* источник показывает долгопериодические переходы из *фазы пониженной светимости* в *фазу повышенной светимости* в рентгеновских лучах, и наоборот, когда его светимость изменяется, по крайне мере, в четыре раза. В то же время объект демонстрирует на временном масштабе порядка часов слабую переменность потока в виде достаточно быстрых переходов между состояниями *lower banana* (LB) и *upper banana* (UB). Естественно, возникает вопрос о том, какой физический механизм способен вызывать такие изменения светимости источника и, в частности, как ведет себя спектральный индекс во время этих переходов?

Объект GX 3+1 был открыт во время ракетного полета *Aerobee* 16 июня 1964 г. [306]. Впоследствии этот источник интенсивно наблюдался в ходе многочисленных наблюдательных кампаний. Длительные мониторинговые наблюдения GX 3+1 проводились детектором ASM с борта спутника *GINGA* [307], инструментами обсерваторий EXOSAT [296], *RXTE* [36, 308], *Wide Field Camera* (WFC) обсерватории *Беппо*SAX [309], а также с борта орбитальной международной гамма-рентгеновской обсерватории INTEGRAL [293]. В частности, ден Хартог и его коллеги [309] обнаружили три типа переменности: *короткопериодическую* переменность (порядка нескольких секунд), *умеренную* переменность на временном масштабе нескольких суток (часов) и *медленную* синусоидальную переменность на временном масштабе нескольких лет (см. также исследования Макишимы и его коллег [310]). Однако удивительным оказалось то, что коэффициент жесткости, который можно легко измерить по форме спектра, оставался практически постоянным во время всех наблюдений [307].

Хотя оптическое излучение GX 3+1 до сих пор не идентифицировано [311], этот рентгеновский источник классифицирован как маломассивная РДС, в которой нейтронная звезда взаимодействует с ее компаньоном, маломассивной звездой спектрального класса A и более позднего типа. На данном эволюционном этапе звезда-компаньон переполняет свою полость Роша и переносит вещество на НЗ посредством аккреционного диска. Этот процесс возможно сопровождается ядерным горением гелиевого или водородного слоя поверхности НЗ [312]. Возникновение нестабильного горения приводит к термоядерным взрывам, которые могут наблюдаться в виде рентгеновских вспышек, так называемых рентгеновских всплесков I рода [313]. По наблюдениям рентгеновских миссий *GINGA* [307], *ГРАНАТ* [314, 315], *RXTE* [308, 316] и INTEGRAL, объект GX 3+1 показывает быструю переменность в виде всплесков I рода.

Самый длительный всплеск GX 3+1 с временем затухания вспышки 1.6 часа, был зарегистрирован телескопом ASM/*RXTE* [316]. Один из наиболее коротких когда-либо регистрируемых всплесков GX 3+1 характеризуется быстрой (менее 2 секунд) фазой расширения по радиусу. В предположении, что источник во время вспышки достиг Эддингтоновский предел светимости, давление излучения вызывает расширение атмосферы НЗ. Это позволяет определение расстояние до источника (4.5 кпс), в предположении богатой гелием атмосферы НЗ [308].

В этой главее мы сфокусировали наши усилия на спектральных и временных характеристиках GX 3+1, связанных с изменениями скорости аккреции, которая проявляется в виде *умеренной* и *медленной* переменности. Ранее, анализ вспышечных характеристик GX 3+1, как функция скорости аккреции на временных масштабах более одной минуты, был представлен в работе Асаи и др. [307] и статье дан Хартога и его коллег [309]. В частности, *медленная* переменность была обнаружена во время переходов из "*фазы пониженной светимости*" к "*фазе повышенной светимости*" и, в целом, обусловлена значительным увеличением скорости аккреции. *Умеренная* переменность предположительно связана с умеренной локальной переменностью скорости аккреции и проявляется в виде локальных переходов между состояниями *lower banana* и *upper banana*. *Умеренная* переменность была исследована на основе рентгеновской кривой блеска, полученной детекторами ASM, *Wide Field Camera* (WFC) обсерватории *Beppo*SAX [309] и монитором всего неба обсерватории *GINGA* [307], что позволило предположить, что поток осциллирует с периодом 6 – 7 лет квази-синосоидальным образом (рис. 5.1).

Как уже отмечалось в предыдущей главе, стабильность индекса была ранее замечена Фаринелли и Титарчуком [255] для ряда источников с НЗ (X 1658-298, GX 354-0, GS 1826-238, 1E 1724-3045, Cyg X–1, Sco X–1, GX 17+2 и GX 349+2) в отдельных спектральных состояниях на уровне $\Gamma = \alpha + 1 \sim 2$. Результаты спектрального анализа для "atoll" источника 4U 1728–34 по данным *Beppo*SAX и RTXE во время переходов между состояниями разной светимости [129], представленные в главе 4 диссертации, указывают на определенное значение спектрального индекса $\alpha \sim 1$ (или фотонного индекса $\Gamma \sim 2$), на котором стабилизируется спектральный индекс, показывая лишь небольшие вариации около этого значения, независимо от спектрального состояния и фазы перехода (или электронной температуры Комптоновского облака). Эта уникальная стабильность фотонного индекса является внутренним свойством НЗ, по крайней мере, для исследованных *atoll* источников и определяется физическими условиями для этого класса источников. Интерпретация этой квазистабильности индекса Γ, представленная в работах главе 4 данной диссертации и [255, 129], в рамках модели, в которой спектр доминирован значительной Комптонизационной компонентой, формирующейся в переходном слое, расположенном между аккреционным диском и поверхностью НЗ. Фактически, это квазипостоянство индекса имеет место, когда высвобождение энергии в переходном слое намного превышает поток энергии излучения, идущего от аккреционного диска, перехватываемого в зоне переходного слоя.

5.1.2 Описание наблюдений

Ширикополосные спектры GX 3+1 были получены при комбинации данных трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Beppo* SAX: (LECS; [84]), (MECS; [120]) и (PDS; [121]). Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS` аналогично описанно в разд. 4.2 главы 4. Спектральный анализ комбинированных данных

Таблица 5.1: Список наблюдений GX 3+1 обсерваторией *Beppo*SAX, использованных в нашем анализе.

ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблюдения (MJD)	Состояние
20603001	28 февр. 11:02:15	30 февр. 1999 г. 09:14:15	51237.4–51238.9	*upper banana*
20835001†	30 авг. 18:33:08	31 авг. 1999 г. 04:54:32	51420.8–51421.9	*lower banana*

† [304]

Таблица 5.2: Список групп наблюдений GX 3+1 обсерваторией *RXTE*

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID	Интервал дат (UT)	Уровень светимости
R1	50365	10069	9 окт. 03:36:00 – 04:08:00 1996 г.	*низкий*
R2	50962-51118	30042, 30048	29 мая – 1 нояб., 1998	*низкий*
R3	51324-51445	40023, 40425†	26 мая – 24 сент. 1999 г.	*низкий*
R4	51998-52554	60022	30 марта 2001 г. – 7 окт. 2002 г.	*высокий*
R5	52881	80105	30 авг. 03:53:36 – 06:29:13 2003 г.	*низкий*
R6	53108-53280	90022	13 апр. – 2 окт. 2004 г.	*низкий*
R7	55440.6-55440.8	94307	1 сент. 15:00:32 – 21:07:58 2010 г.	*низкий*

† [304]

проводился, аналогично описанному в разд. 2.2, с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого инструмента. Относительные нормировки всех трех детекторов подбирались как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Было обнаружено, что полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента [1]. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале. В табл. 5.1 перечислены наблдения GX 3+1 обсерваторией *Beppo*SAX, использованные в нашем анализе.

Мы также исследовали наблюдения GX 3+1, полученные с борта спутника *RXTE* [36] с октября 1996 г. по сентябрь 2010 г. (см. обзор этих наблюдений в [319]). В целом мы использовали 101 наблюдение, полученные в течение 14 лет в разных состояниях светимости источника, разбитые на семь групп с хорошим покрытием фаз нарастания–пика–спада вспышек, указанных *синими* прямоугольниками на верхней панели рис. 5.1 (табл. 5.2). Здесь же *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Beppo*SAX.

При этом нами использовались данные спектрометра PCA (3 – 20 кэВ; в моде *Standard* 2). Для получения широкополосного спектра GX 3+1 также использовались данные спектрометра HEXTE в энергетическом диапазоне 20 – 60 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерватории RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. Нормировка спектра GX 3+1 по данным HEXTE подбиралась с возможностью сшивки со спектральными данными PCA, при этом типичный коэффициент соответствующей перенормировки составлял 0.98. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 5.2 пере-

[1] http://heasarc.nasa.gov/docs/sax/abc/saxabc/saxabc.html

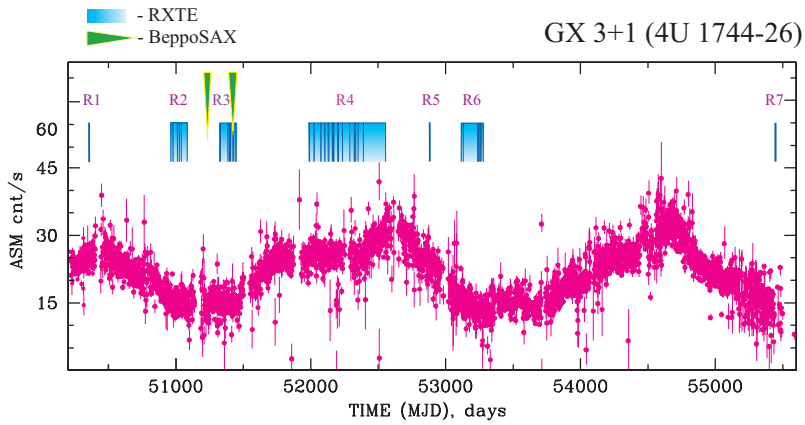

Рис. 5.1: Эволюция скорости счета ASM во время наблюдений 1996 – 2010 гг. объекта GX 3+1. *Синими* прямоугольниками указаны сеты данных *RXTE*, перечисленные в табл. 5.2 и *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений GX 3+1 обсерваторией *Beppo*SAX, перечисленные в табл. 5.1.

числены группы наблюдений, относящиеся к эволюции источника в разных состояниях (с *высоким* и *низким* уровнем светимости). Отметим, что среди используемых данных *RXTE*один сет наблюдений GX 3+1 относится к "*фазе высокого уровня светимости*" ($R4$) и шесть сетов к "*фазе низкого уровня светимости*" ($R1$ – $R3$, $R5$ – $R7$). Мы также используем открытые данные GX 3+1, полученные с помощью обзорного монитора всего неба ASM обсерватории RXTE [39], которые показывают длительную квазипериодическую переменность среднего мягкого потока в течение периода $\sim$ шести лет (рис. 5.1). Мы определили "*яркую фазу*" как "*фазу высокого уровня светимости*" и "*слабую фазу*" как "*фазу низкого уровня светимости*" источника, чтобы в дальнейшем продемонстрировать переходы GX 3+1 между этими фазами в терминах эволюции спектральных параметров, в частности, при изменении CompTB-нормировки от 0.04 до 0.14 $L_{39}^{soft}/D^2{}_{10}$, где L_{39}^{soft} – светимость источника в единицах 10^{39} эрг/с и D_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс.

5.1.3 Спектральный анализ

Для спектрального анализа GX 3+1 использовался тот же модельный подход, что и для анализа спектров 4U 1728–34 (разд. 4.3).

Сначала была исследована возможность аппроксимации наблюдаемых спектров моделью, состоящей из чернотельной (*bbody*) и тепловой Комптонизационной компонент (*CompTB*) с учетом межзвездного поглощения, но эта модель дает неудовлетворительное описание данных. Значительные положительные невязки на энергиях $\sim$ 6.5 кэВ предполагают наличие флуоресцентной линии излучения железа. Добавление к спектральной композиции компоненты линии с профилем *Gaussian* с энергией центроида 6.4 кэВ, $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$, значительно улучшает качество фитирования и обеспечивает статистически приемлемое значение χ^2_{red}. Значение N_H было фиксировано на $N_H = 1.6 \times 10^{22}$ см$^{-2}$ [304].

Впервые флуоресцентная линия излучения железа в GX 3+1 была детектирована 30 августа 1999 г. в наблюдениях (ID = 20835001) орбитальной обсерватории *Beppo*SAX

Таблица 5.3: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений GX 3+1 обсерваторией *Beppo*SAX в энергетическом диапазоне 0.3 – 50 кэВ† для наблюдений с номерами 20-NNNNNN. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID	T_{BB} кэВ	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	T_s кэВ	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	$\log(A)$	N_{COM}	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	χ^2_{red} (d.o.f.)
603001	0.47(3)	2.65(2)	1.30(3)	0.99(7)	3.68(5)	0.09(4)	4.18(3)	7.4(1)	0.55(4)	1.08(457)
835001	0.62(5)	1.61(1)	1.21(5)	1.07(4)	2.4(2)	-0.32(8)	3.56(2)	6.0(1)	0.43(4)	1.16(445)

† Спектральная модель $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$, †† параметры нормировки компонент *blackbody* и *CompTB* представлены в единицах L_{37}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{37} – светимость источника ($\times 10^{37}$ эрг/с), d_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс и компонента *Gaussian* – в единицах $10^{-2}\times$ число фотонов см$^{-2}$с$^{-1}$.

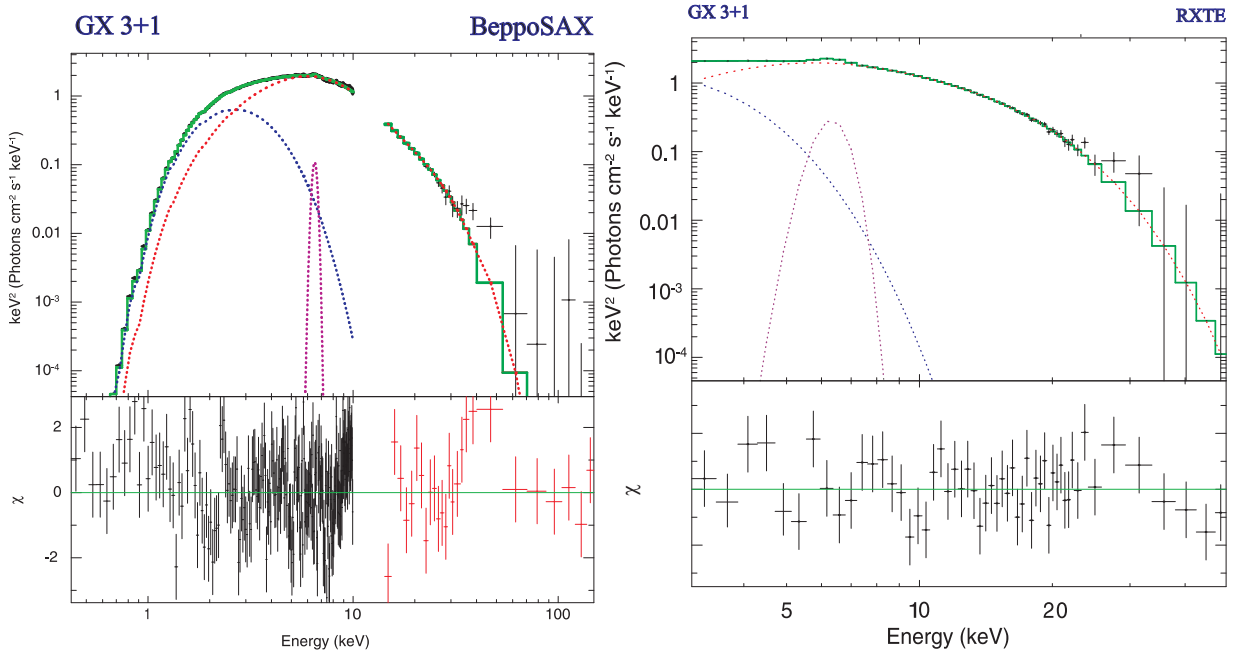

Рис. 5.2: *Сверху:* показаны спектры GX 3+1 в единицах $E * F(E)$ с использованием данных *Beppo*SAX (слева, ID = 20603001) и *RXTE* (справа, ID = 94307-05-01-000). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана зеленой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Gaussian*, соответственно. На *нижних панелях:* приведены отклонения $\Delta\chi$.

[304]. Эта эмиссионная особенность описывалась профилем *Gaussian* в работе [304], при этом континуум (0.1 – 50 кэВ) удовлетворительно воспроизводился моделью, состоящей из тепловой компоненты (с основным высвобождением энергии на 1 кэВ) и тепловой Комптонизационной компоненты. Однако им пришлось принять систематическую ошибку 2% для данных детекторов LECS и MECS для достижения приемлегого значения χ^2_{red}. Мы исследовали возможность улучшить качество аппроксимации в рамках стандартной для этих детекторов систематической ошибки.

На рис. 5.2 показаны примеры рентгеновских спектров GX 3+1 по данным *Beppo*SAX (слева) и по данным *RXTE* (справа). Спектральный анализ *Beppo*SAX и *RXTE* наблюдений указывает, что рентгеновский спектр GX 3+1 может быть описан моделью, в которой Комптонизационная компонента может быть аппроксимирована моделью *CompTB*. Кроме того, для широкополосных *Beppo*SAX наблюдений эта спектральная компонента модифицирована фотоэлектрическим поглощением на низких энергиях. Параметры аппроксимации для случая наилучшего согласия с наблюдениями были Γ=1.99±0.07, T_e=3.68±0.05 кэВ и E_{line}=7.4±0.1 кэВ (χ^2_{red}=1.08 для 457 ст.св.; более подробно см. в табл. 5.3). В частности, мы нашли, что добавление мягкой чернотельной компоненты с температурой T_{BB} =0.5−0.7 кэВ к модельной композиции *wabs*(CompTB + Gaussian)*, так же как и в случае анализа *RXTE* спектров, значительно улучшает качество аппроксимации *Beppo*SAX спектров. Для данных *Beppo*SAX (см. табл. 5.1 и 5.3) мы нашли, что α составляет 1.03±0.04 (или соответствующий фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$ равен 2.03±0.04).

Ввиду того, что детекторы *RXTE*/PCA не захватывают энергии ниже 3 кэВ, и для возможности дальнейшего сравнительного анализа двух спутников, при исследовании спектральных данных *RXTE* мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.6 кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. Параметры наилучшей модельной аппроксимации с использованием *RXTE* наблюдений представлены в табл. 5.4. В частности, мы нашли, что электронная температура T_e компоненты *CompTB* варьируется от 2.3 до 4.5 кэВ, при этом фотонный индекс Γ остается почти постоянным ($\Gamma = 1.99 \pm 0.02$) для всех наблюдений. Заметим, что ширина σ_{line} компоненты *Gaussian* слабо варьируется в диапазоне 0.3 – 0.8 кэВ.

Цветовая температура T_s компоненты *CompTB* составляет около 1.2 кэВ, что согласуется с найденной при фитировании *Beppo*SAX данных в рамках нашего спектрального анализа (табл. 5.3) и предыдущих исследований [304, 309, 317]. Необходимо подчеркнуть, что температура затравочных фотонов T_s компоненты *CompTB* обычно возрастает до 1.7 кэВ в фазах *пониженной* светимости и обычно снижается до 1.2 кэВ в фазах *повышенной* светимости.

На рис. 5.3 мы также привели примеры спектров GX 3+1 в состоянии *пониженной* светимости (94307-05-01-00, *синий спектр*) и в состоянии *повышенной* светимости (60022-01-13-01, *красный* спектр) в единицах $E * F(E)$ по данным *RXTE* для MJD 55440.62 и 52544.48, соответственно. Принятая спектральная модель показывает хорошее согласие с наблюдениями при аппроксимации всех данных. А именно, величина $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$, где N_{dof} – число степеней свободы, для большей части наблюдений (82%) оказывается меньше или около 1.0. Для совсем небольшого числа (менее 2%) спектров χ^2_{red} достигает 1.5, однако не превышает критический предел 1.7. Заметим, что возрастание невязок (в двух случаях из 101 спектра с χ^2_{red}=1.7 для 67 ст.св.), относится к интервалу энергий формирования линий излучения железа. По-видимому, форма линии железа имеет более сложный профиль, чем простой Гауссов профиль (из-за блендирования нескольких линий излучения с разными энергиями переходов в ионе железа, наличия краев поглощения или Комптонов-

Таблица 5.4: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений GX 3+1 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 50 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N_{COM}^{\dagger\dagger}$	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
10069-03-01-00	1.00(8)	2.40(2)	0.03(1)	10.88(2)	2.74(5)	6.53(3)	0.95(4)	1.1(67)
30042-04-01-00	1.0(1)	2.52(1)	-0.04(3)	6.3(1)	3.17(3)	6.51(2)	0.46(2)	1.50(67)
30042-04-02-00	1.02(7)	2.42(1)	-0.1(1)	9.9(1)	2.6(1)	6.5(1)	0.37(8)	1.12(67)
30048-01-01-00	0.99(2)	2.44(2)	0.18(8)	6.3(2)	3.12(8)	6.42(8)	0.7(1)	0.82(67)
30042-04-03-00	1.01(2)	3.15(2)	0.39(5)	4.00(6)	3.05(2)	6.53(1)	0.42(1)	0.87(67)
30042-04-03-01	1.03(3)	3.17(2)	0.41(5)	4.07(6)	3.07(2)	6.58(1)	0.44(1)	0.91(67)
30042-04-04-00	1.1(1)	3.52(8)	0.45(6)	3.7(1)	2.86(3)	6.51(4)	0.47(2)	1.18(67)
40023-01-01-00	1.0(3)	2.48(2)	0.02(1)	5.98(8)	2.62(8)	6.43(9)	0.9(1)	1.35(67)
40023-01-01-01	1.0(2)	2.40(1)	0.23(3)	5.78(6)	2.64(9)	6.43(5)	0.73(7)	0.75(67)
40023-01-01-02	1.(1)	2.46(1)	-0.01(1)	5.85(4)	2.38(8)	6.45(5)	0.73(8)	1.26(67)
40023-01-03-00	1.0(1)	2.54(1)	0.01(1)	6.20(6)	2.6(1)	6.49(7)	0.7(1)	0.94(67)
40023-01-02-00	0.9(2)	2.53(1)	0.04(2)	5.61(5)	2.68(9)	6.45(5)	0.76(9)	1.01(67)
40023-01-02-01	0.9(1)	2.50(2)	0.02(2)	5.50(5)	2.78(7)	6.45(5)	0.61(9)	1.01(67)
40023-01-02-02	0.9(1)	2.49(8)	0.01(1)	6.93(8)	2.47(5)	6.46(9)	0.96(8)	0.53(67)
40023-01-02-03	1.01(6)	2.51(5)	0.06(2)	6.19(7)	3.16(4)	6.38(5)	1.09(6)	0.71(67)
40023-01-02-04	1.01(9)	2.4(1)	0.06(2)	5.77(6)	2.83(5)	6.45(9)	0.61(6)	0.85(67)
40023-01-02-05	1.0(1)	2.6(1)	-0.09(5)	6.72(6)	2.9(1)	6.50(7)	0.63(9)	0.77(67)
40023-01-02-06	1.0(1)	2.45(7)	0.18(9)	6.19(5)	3.04(8)	6.46(8)	0.45(9)	0.92(67)
40023-01-02-07	1.0(1)	2.45(1)	0.11(2)	6.85(4)	2.38(7)	6.45(8)	0.45(8)	0.92(67)
40023-01-04-00	0.99(1)	4.50(4)	-0.9(1)	3.99(9)	3.63(9)	4.55(5)	0.70(6)	1.70(67)
40023-01-03-01	1.(1)	2.48(1)	0.09(2)	6.38(6)	2.32(9)	6.55(8)	0.60(8)	1.28(67)
40425-01-01-00	1.0(1)	3.05(7)	-0.5(5)	6.05(8)	4.01(6)	6.5(1)	1.05(4)	0.82(67)
40425-01-01-01	1.09(5)	2.83(9)	-0.31(7)	6.85(7)	4.09(9)	6.5(1)	0.87(9)	1.05(67)
40425-01-01-02	1.05(1)	2.8(1)	-0.29(3)	6.23(2)	3.74(9)	6.5(1)	0.85(2)	1.34(67)
40425-01-01-03	1.01(1)	3.29(9)	-0.29(3)	5.83(5)	4.19(6)	6.5(1)	0.86(3)	1.30(67)
40425-01-01-04	1.0(1)	2.85(8)	-0.33(6)	4.77(4)	3.91(3)	6.38(2)	0.99(2)	1.15(67)
40425-01-01-05	1.08(9)	2.99(5)	-0.43(3)	5.22(5)	4.11(2)	6.38(4)	1.11(8)	1.39(67)
40425-01-01-06	1.02(8)	2.69(6)	-0.19(6)	4.24(2)	3.79(3)	6.38(3)	0.87(6)	1.36(67)
40023-01-05-00	0.99(3)	2.59(9)	-0.06(4)	7.38(7)	2.7(1)	6.47(8)	0.62(4)	0.84(67)
40023-01-03-01	1.0(1)	2.35(4)	0.73(9)	6.44(7)	2.32(1)	6.54(9)	0.52(8)	1.70(67)
60022-01-01-00	1.06(3)	2.49(1)	0.04(1)	12.03(1)	2.86(2)	6.24(2)	1.50(6)	1.07(67)
60022-01-01-01	1.03(9)	2.52(2)	0.07(4)	12.97(3)	2.31(3)	6.5(1)	1.33(5)	1.09(67)
60022-01-01-02	1.01(3)	2.57(1)	-0.04(1)	11.92(3)	3.26(2)	6.59(5)	1.33(7)	0.87(67)
60022-01-01-03	1.02(7)	2.47(3)	0.04(1)	12.31(4)	2.39(4)	6.55(4)	1.57(6)	1.15(67)
60022-01-02-00	1.00(9)	2.51(6)	0.03(1)	11.50(3)	2.74(4)	6.56(2)	1.22(5)	1.13(67)
60022-01-02-01	1.01(3)	2.54(2)	0.01(1)	11.73(2)	2.51(6)	6.50(6)	1.23(3)	1.05(67)
60022-01-01-04	1.07(3)	2.52(1)	0.06(2)	13.88(6)	3.15(2)	6.50(7)	1.61(8)	0.98(67)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H фиксирован на 1.6×10^{22} см$^{-2}$ [304]; температура T_s варьировалась в интервале 1.3– 1.59 кэВ и T_{BB} была фиксирована на 0.6 кэВ (см. комментарии в тексте); ††† когда параметр $\log(A) > 1$, он фиксирован на 2.0 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [130]).

Таблица 5.5: (Продолжение табл. 5.4).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N_{COM}^{\dagger\dagger}$	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
60022-01-01-05	1.03(6)	2.51(2)	0.2(1)	13.36(3)	2.39(6)	6.51(6)	1.03(5)	0.88(67)
60022-01-01-06	1.05(3)	2.53(4)	-0.01(1)	11.54(4)	2.84(9)	6.54(2)	1.26(6)	1.40(67)
60022-01-03-00	1.01(4)	2.53(1)	0.21(7)	13.35(3)	2.62(4)	6.51(2)	1.22(3)	1.09(67)
60022-01-03-01	1.03(5)	2.52(3)	0.04(1)	12.65(3)	2.36(5)	6.55(8)	1.28(3)	1.30(67)
60022-01-03-01	1.07(9)	3.16(2)	-0.46(9)	10.82(4)	5.41(3)	6.36(3)	1.58(4)	1.20(67)
60022-01-04-03	1.03(9)	3.25(9)	-0.57(8)	9.44(7)	5.47(4)	7.07(3)	1.64(5)	1.07(67)
60022-01-04-00	1.01(5)	2.72(5)	-0.20(8)	9.7(1)	6.65(9)	7.09(4)	1.86(5)	1.24(67)
60022-01-04-02	1.0(1)	2.87(6)	-0.1(1)	10.68(9)	4.01(9)	7.03(3)	1.63(3)	1.04(67)
60022-01-01-07	0.99(3)	2.53(7)	0.24(1)	13.08(3)	2.64(9)	6.58(3)	1.14(3)	1.10(67)
60022-01-03-03	0.99(5)	2.78(5)	-0.26(5)	10.23(1)	6.8(1)	6.34(5)	1.57(3)	1.04(67)
60022-01-04-04	1.0(1)	2.93(5)	-0.29(8)	10.40(7)	5.8(1)	7.09(4)	1.65(4)	1.05(67)
60022-01-03-04	1.02(6)	2.72(6)	-0.17(7)	9.9(1)	5.97(9)	6.42(3)	1.83(3)	1.01(67)
60022-01-04-01	1.07(6)	2.87(6)	-0.3(1)	9.36(3)	4.56(6)	7.09(5)	1.64(4)	1.15(67)
60022-01-05-00	1.0(1)	2.62(5)	-0.09(1)	8.5(1)	5.8(1)	5.99(7)	1.69(3)	1.16(67)
60022-01-05-01	0.99(7)	2.89(8)	-0.36(1)	8.2(1)	6.5(1)	5.98(7)	1.72(6)	1.05(67)
60022-01-06-01	1.0(1)	2.75(3)	-0.17(2)	11.19(5)	5.53(5)	5.87(7)	1.61(3)	0.96(67)
60022-01-06-03	1.00(7)	2.96(6)	-0.37(5)	11.36(6)	5.52(9)	5.57(8)	1.63(3)	1.16(67)
60022-01-06-05	1.01(4)	2.65(4)	0.08(7)	11.04(7)	5.26(8)	6.17(3)	1.65(6)	1.06(67)
60022-01-06-06	1.02(5)	3.04(6)	-0.40(3)	12.17(8)	5.22(7)	6.28(2)	1.63(8)	1.11(67)
60022-01-06-07	1.03(5)	2.6(1)	-0.04(3)	7.20(4)	5.33(3)	6.47(7)	1.68(7)	1.12(67)
60022-01-06-00	1.00(5)	2.65(7)	-0.15(5)	9.4(1)	6.53(7)	5.87(6)	1.64(4)	1.1(67)
60022-01-06-09	1.06(7)	2.86(5)	-0.23(4)	11.1(1)	5.70(5)	6.47(8)	1.74(5)	1.06(67)
60022-01-06-08	1.04(4)	2.99(8)	-0.43(6)	10.40(5)	5.39(6)	6.57(6)	1.71(4)	1.1(67)
60022-01-06-10	1.0(1)	2.66(4)	-0.25(5)	10.03(4)	6.26(8)	6.43(7)	1.68(3)	0.95(67)
60022-01-06-11	0.99(6)	2.62(9)	-0.49(7)	9.34(5)	6.34(5)	6.40(3)	1.74(2)	1.08(67)
60022-01-06-12	1.00(3)	3.41(9)	-0.54(4)	12.08(7)	5.24(9)	6.81(5)	1.81(5)	1.01(67)
60022-01-06-13	1.03(5)	2.83(3)	-0.20(3)	11.63(6)	6.09(9)	6.17(7)	1.77(7)	1.05(67)
60022-01-07-00	1.04(4)	2.75(5)	-0.13(3)	10.13(3)	5.50(8)	6.24(8)	1.69(3)	1.07(67)
60022-01-07-02	1.06(9)	2.75(5)	-0.23(6)	9.11(4)	5.42(9)	6.36(6)	1.65(4)	0.89(67)
60022-01-07-03	1.03(5)	2.76(3)	-0.02(1)	11.05(5)	5.07(9)	5.85(7)	1.62(3)	1.15(67)
60022-01-07-04	1.01(4)	2.69(3)	-0.01(1)	10.37(3)	5.56(8)	6.52(5)	1.76(5)	1.12(67)
60022-01-08-00	1.0(5)	2.58(4)	-0.01(1)	7.64(1)	5.67(7)	5.87(7)	1.64(3)	1.15(67)
60022-01-09-00	1.0(4)	2.51(4)	0.23(1)	12.25(4)	3.53(8)	5.97(8)	1.67(6)	1.14(67)
60022-01-10-00	1.0(5)	2.50(4)	0.11(1)	13.26(4)	2.71(8)	5.85(9)	1.71(8)	1.2(67)
60022-01-10-01	1.0(6)	2.51(2)	0.09(1)	13.77(1)	2.61(8)	5.78(7)	1.61(4)	1.1(67)
60022-01-10-02	1.0(3)	2.52(1)	0.06(1)	12.19(4)	2.60(8)	5.87(6)	1.65(4)	1.04(67)
60022-01-10-03	0.99(2)	2.44(2)	0.14(5)	11.36(4)	1.57(6)	6.26(6)	1.87(3)	1.11(67)
60022-01-10-04	0.99(2)	2.44(3)	0.15(6)	11.91(5)	2.23(6)	6.47(7)	1.79(6)	1.09(67)
60022-01-08-00	1.00(5)	2.58(4)	-0.02(1)	7.64(2)	5.67(7)	6.75(6)	1.86(4)	0.88(67)
60022-01-11-00	0.99(3)	2.50(2)	0.08(7)	9.94(6)	1.29(6)	6.55(4)	1.86(7)	1.2(67)
60022-01-11-01	0.99(1)	2.47(1)	0.12(4)	11.79(3)	1.58(6)	6.46(3)	1.85(7)	1.15(67)
60022-01-11-03	0.99(2)	2.41(1)	0.6(1)	13.29(4)	2.8(1)	6.57(7)	1.87(4)	1.1(67)
60022-01-11-02	1.0(1)	2.51(2)	0.41(4)	12.56(4)	6.2(1)	6.38(5)	1.94(3)	1.19(67)
60022-01-12-00	1.0(1)	2.73(4)	0.08(7)	13.26(7)	5.76(8)	6.49(9)	1.85(6)	1.01(67)

Обозначения те же, что и в таблице 5.4 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [130]).

ского уширения). Однако наши данные не позволяют разрешить эту возможную сложную структуру эмиссионной особенности.

Отметим, что мы нашли некоторые различия между нашими величинами параметров модельной аппроксимации и найденными в литературе. В частности, фотонный индекс Γ, по оценкам Остерброка и др. [304] для наблюдения с ID = 20835001, составляет 1.60±0.25, хотя в нашем исследовании $\Gamma = 1.9 \pm 0.2$. Это различие величин индекса можно объяснить использованием нами иной модели, чем в [304].

В итоге, используя широкополосные наблюдения GX 3+1 со спутника *Beppo*SAX нам удалось подобрать соответствующую спектральную модель и надежно определить все спектральные параметры, эволюцию которых можно далее отследить по данным *RXTE*, покрывающим длительные ряды наблюдений этого источника в энергетическом диапазоне 3 – 50 кэВ.

5.1.4 Основные тенденции изменения рентгеновских характеристик во время переходных состояний в GX 3+1

5.1.4.1 Эволюция спектральных параметров при переходах между спектральными состояниями в GX 3+1

Как упоминалось выше, на временных масштабах более одной минуты, GX 3+1 показывает два типа переменности, *медленную* и *среднюю*. Первая из них (*медленная*) характеризуется временной шкалой порядка нескольких лет. Эта *медленная* переменность хорошо видна в фазах *пониженной светимости* и фазах *повышенной светимости*. С другой стороны, *средняя* переменность характеризуется временной шкалой порядка нескольких дней с амплитудой модуляции потока в энергетическом диапазоне 3 – 10 кэВ, обычно составляющей 20%. Средний поток по данным ASM (2 – 12 кэВ) коррелирует с параметром нормировки N_{com} и показывает тенденцию к антикорреляции с электронной температурой плазмы Комптоновского облака T_e (см. рис. 6 в работе[130]). Эта *средняя* переменность также уверенно детектируется как в фазах *пониженной светимости*, так и фазах *повышенной светимости* в GX 3+1. Необходимо заметить, что CompTB нормировка изменяется больше в фазе *повышенной светимости*, чем в фазе *пониженной светимости*, хотя вариации электронной температуры T_e остаются практически одинаковыми для обеих фаз.

Можно связать *медленную* и *среднюю* переменности GX 3+1 с “медленными” и “умеренными” изменениями скорости аккреции, соответственно. *Медленная* переменность, связанная с изменением мягкого рентгеновского потока в четыре раза, хорошо видна в наблюдениях GX 3+1 телескопом ASM/RXTE (1996 – 2010 гг., рис. 5.1). Тот же тип переменности потока был обнаружен ранее Макишимой и др. [310]. В следующем разделе будет показано, что *медленная* переменность может быть связана с переходами между *более яркими* и *менее яркими* фазами, сопровождаемыми изменениями электронной температуры (kT_e).

Мы нашли, что рентгеновские спектры GX 3+1 во время *ярких* и *слабых* фаз характеризуются стабильностью их формы. В частности, мы детектировали постоянство спектральной формы от 3 до 50 кэВ в ходе *медленной* и *средней* переменностей. Параметры аппроксимации перечислены в табл. 5.4. Переходы между *слабой/яркой фазами* (рис. 5.4) характеризуются спектрами с одним и тем же фотонным индексом Γ около 2. Далее, мы исследовали переменности всех параметров системы и установили общие характеристики перехода от фаз начала нарастания до завершения спада рентгеновского потока в GX 3+1 по данным *RXTE*/PCA (3 – 50 кэВ). На рис. 5.2 (справа) и 5.3 представлены типичные

примеры спектров GX 3+1 в *яркой* и *слабой* фазах. Фактически, из этих рисунков можно видеть, что нормировка тепловой компоненты выше в два раза для в *яркой* фазы, чем в *слабой* фазе, хотя спектральные индексы Γ для каждого из этих спектров слабо варьируются (от 1.9 до 2.1) и концентрируются около уровня Γ=2 (см. рис. 6 в работе[130] и 5.4).

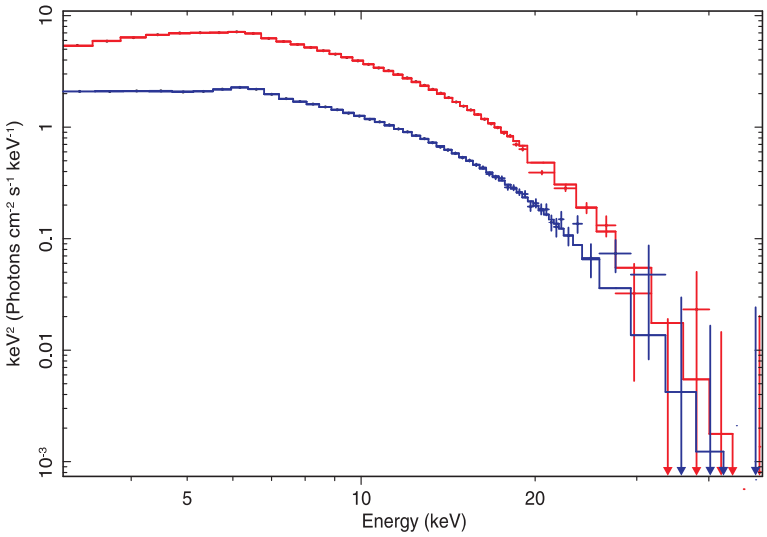

Рис. 5.3: Пример рентгеновских спектров (в единицах $E * F(E)$) GX 3+1 во время фазы *пониженной* светимости (94307-05-01-00, *синий* спектр) и *повышенной* светимости (60022-01-13-01, *красный* спектр), зарегистрированные обсерваторией *RXTE* в моменты MJD 55440.62 и 52544.48, соответственно.

Также, как и в предыдущей главе, мы проверили статистическую гипотезу $\Gamma_{appr} \approx 2$ с использованием критерия χ^2. Для этого мы построили распределение $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\Gamma_i - \Gamma_{appr}}{\Delta\Gamma_i}\right)^2$ как функцию Γ_{appr} и обнаружили четкий минимум около 1, что соответствует интервалу $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.01$ по уровню значимости 67% и $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.02$ по уровню значимости 99% для 101 ст.св. (см. подобную диаграмму $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr})$ для 4U 1728–34 в [129] или рис. 4.5 в главе 4).

Вспышки GX 3+1 с хорошим временным покрытием (напр., в 2001−2002 гг., сет *R*4 по данным *RXTE*) позволяет выявить общие тенденции спектральных и временных характеристик во время соответствующих переходов. На рис. 5.4 суммированы результаты спектрального анализа этих наблюдений, проведенного в рамках спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$. На этих рисунках *сверху вниз* показана эволюция скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 60 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели *CompTB* и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$. Фазы нарастания вспышки отмечены вертикальными синими полосами, при этом моменты пиков вспышек указаны стрелками сверху панелей. Можно видеть, что *малоамплитные* спектральные переходы (*на временных шкалах* $\sim$ *1 – 2 дня*) от *яркой* фазы к *слабой* фазе в интервалах MJD 52000 – 52200, сопровождаются лишь небольшими вариациями электронной температуры kT_e от 2.3 кэВ до 4.5 кэВ во время этих переходов.

Также хорошо видно, что нормировка компонент *CompTB* (*малиновые* точки) корре-

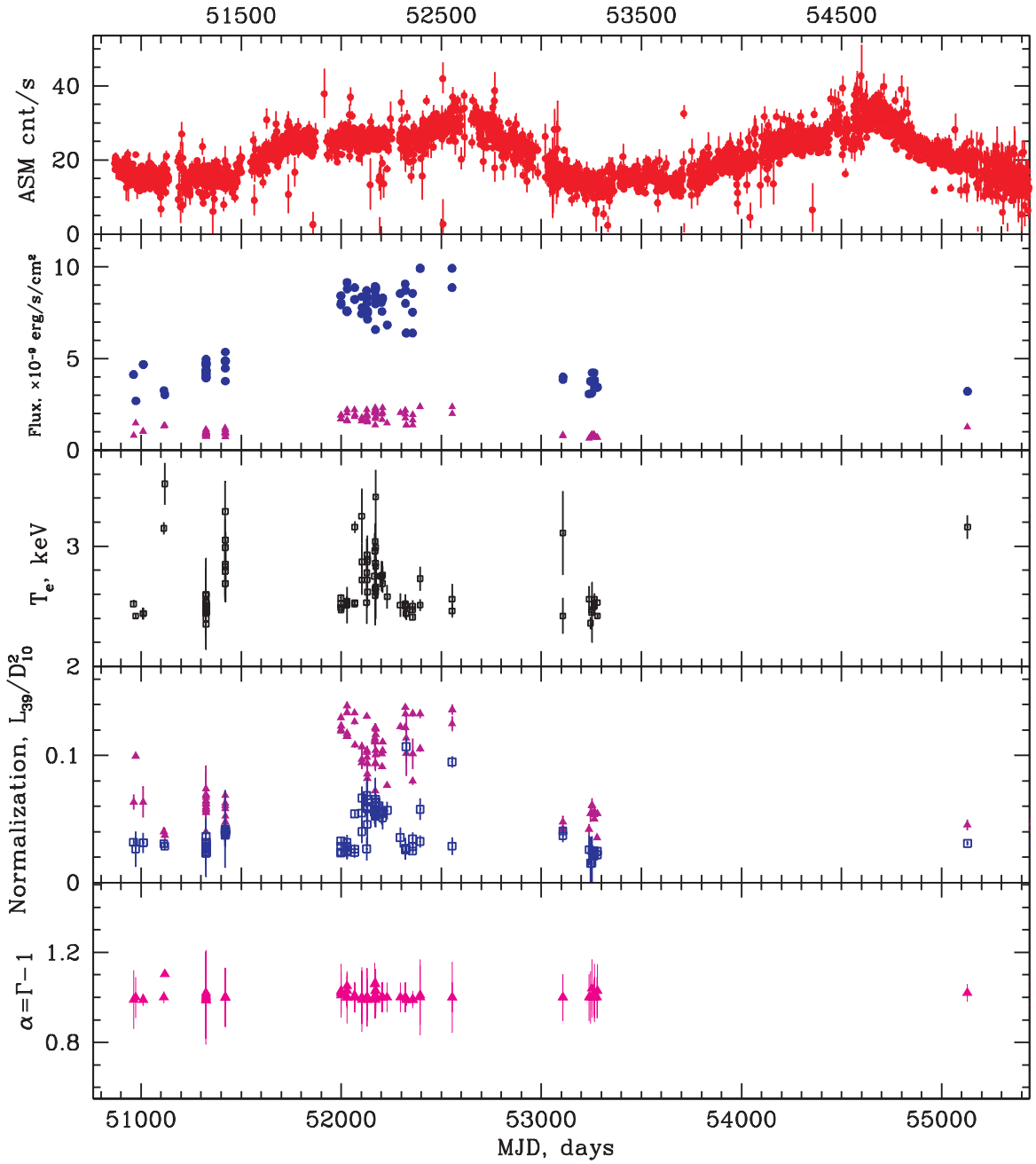

Рис. 5.4: *Сверху вниз* показана эволюция скорости счета $RXTE$/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 60 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели $CompTB$ и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$ для всех данных $RXTE$ (группы наблюдений *R1* – *R7*) для демонстрации *"медленной" (долгопериодической)* переменности.

лирует с изменениями скорости счета по данным ASM и модельным потоком в диапазоне 3 – 10 кэВ. С другой стороны, нормировка компоненты *blackbody* (N_{BB}, *синие* точки) почти постоянна, кроме пиков вспышечных эпизодов, когда N_{BB} возрастает от 0.02 до 0.14 (см. интервал MJD=52130 – 52170 на рис. 5.4). Кроме того, эти спектральные переходы во время вспышек связаны с заметным увеличением мягкого потока (в энергетическом диапазоне 3 – 10 кэВ) и уменьшением жесткого потока (в диапазоне 10 – 60 кэВ, см. вторую панель сверху на рис. 4.6).

Как показано на правой панели рис. 5.5, степень Комптонизации f варьируется от 0.1 до 0.9, хотя индекс α слабо отклоняется от уровня $\alpha = 1$ (рис. 5.4). Однако в большинстве случаев мягкое излучение диска в GX 3+1 подвергается переработке в Комптоновском облаке и только малая его часть $(1-f)$ непосредственно видна земному наблюдателю. Заметим, что f также изменяется в зависимости от CompTB нормировки (встроенная панель в верхнем левом углу на рис. 5.5). В соответствии с этим, энергетический спектр GX 3+1 во время всех спектральных состояний доминирован Комтонизированной компонентой, при этом непосредственное излучение диска всегда является слабым и детектируется только во время вспышек (см. рис. 5.4).

Важно подчеркнуть еще раз, что типичные переходы в НЗ GX 3+1 из фазы *пониженной светимости* в фазу *повышенной светимости* обычно сопровождаются изменением нормировка N_{com} изменяется от 0.04 до 0.15 $\times L_{39}^{soft}/D_{10}^2$. Поэтому для данного объекта удобно описывать переходы между состояниями именно в терминах CompTB нормировки. При этом фаза *пониженной/повышенной светимости* характеризуется низким/высоким значением нормировки. Необходимо заметить, что нормировка является величиной, измеряемой непосредственно из наблюдений. На рис. 5.6 (слева) продемонстрирована зависимость параметра CompTB нормировки (в единицах L_{39}^{soft}/D_{10}^2) от электронной температуры T_e (в кэВ), полученная при наилучшем согласии с данными при аппроксимации в спектральной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$ для двух "atoll" источников GX 3+1 (*малиновые*) и 4U 1728–34 (*синие* точки, взятые из главы 4 [129]) для данных *RXTE* и *голубые* и *зеленые* точки для данных *Beppo*SAX. Из этого рисунка хорошо видно монотонное поведение N_{com}, как функция kT_e, а именно электронная температура kT_e снижается при возрастании мягкого потока диска. Это может быть индикатором непрерывного увеличения скорости аккреции вещества диска вдоль этой зависимости справа налево. Заметим также, что kT_e, полученная для GX 3+1 по данным обсерваторий *Beppo*SAX и *RXTE*, достигает асимптотической величины около 2.5 кэВ при наиболее высоких значениях мягкого рентгеновского потока для GX 3+1 ($N_{com} > 0.05$).

На рис. 5.6 (справа) показан фрагмент рентгеновской кривой блеска GX 3+1 по данным телескопа ASM, которая наглядно демонстрирует два типа переменности источника. Один тип относится к долгопериодической составляющей (переходов от состояния со слабой светимостью к состоянию повышенной светимостью) связан с изменениями *CompTB* нормировки. Другой тип переменности представляет короткопериодическую переменность (UB – LB), связанную с изменениями электронной температуры. Синей линией указано среднее значение блеска GX 3+1 в ходе долгоперодической переменности.

5.1.4.2 Временные характеристики при переходах между состояниями *LB* и *UB*

Анализ кривых блеска, полученных детектором RXTE, выполнен с помощью программы *powspec* пакета FTOOLS 5.1. Для временного анализа в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ, мы использовали данные детектора PCA обсерватории RXTE в *event* моде (с

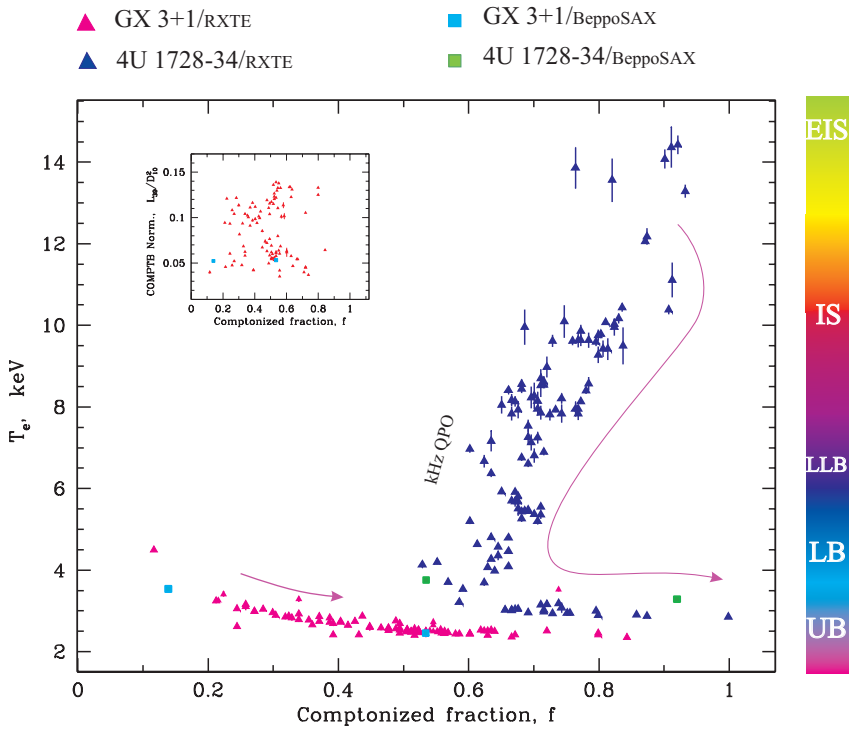

Рис. 5.5: Зависимость электронной температуры kT_e (в кэВ) от степени облучения $f = A/(1+A)$ для *atoll* источников GX 3+1 и 4U 1728–34 во время *средней* переменности. *Малиновые/голубые* и *синие/зеленые* точки соответствуют *RXTE*/*Beppo*SAX наблюдениям GX 3+1 и 4U 1728–34, соответственно. На *встроенной* панели (*слева сверху*) приведена зависимость $CompTB$-нормировки (в единицах L_{39}^{soft}/D_{10}^2) от степени Комптонизации f для источника GX 3+1 с использованием спектральной модели $wabs*(blackbody + CompTB + Gaussian)$ во время долгопериодической переменности (табл. 5.4, 5.5 и табл.4 в работе [130]). *Изогнутые стрелки* указывают направление увеличения скорости аккреции вещества диска. Справа указана последовательность соответствующих цветовых состояний (см. также приложение А.2). Вдоль точек трека $T_e - f$ корреляции для 4U 1728–34 указан участок появления килогерцовых КПО в спектре мощности.

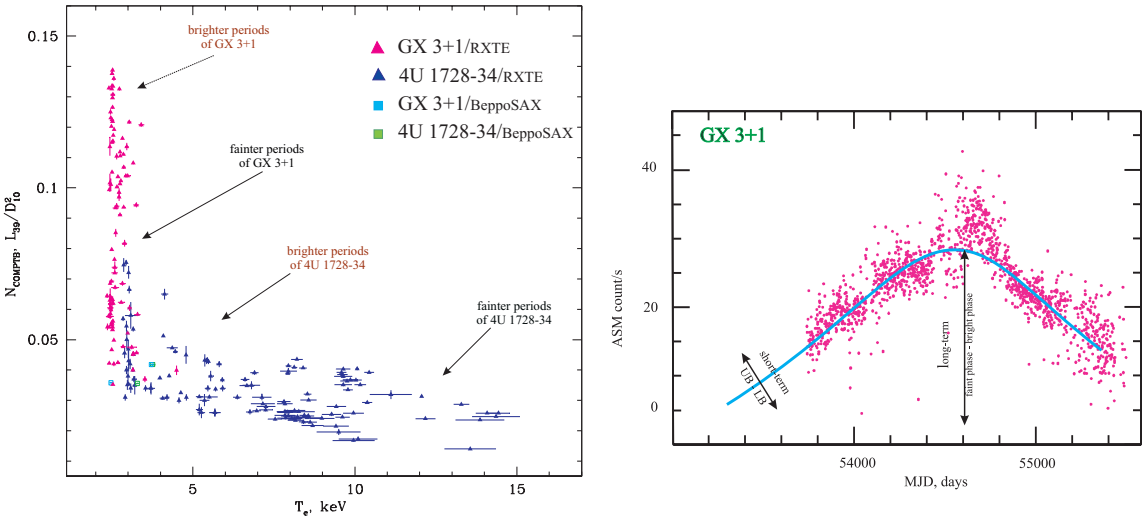

Рис. 5.6: Слева: зависимость параметра CompTB нормировки (в единицах L_{39}^{soft}/D_{10}^2) от электронной температуры T_e (в кэВ), полученная при наилучшем согласии с данными при аппроксимации в спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ для "*atoll*" источников GX 3+1 (*малиновые*) и 4U 1728–34 (*синие* точки, взятые из главы 4 [129]) для данных *RXTE* и *голубые* и *зеленые* точки для данных *Beppo*SAX. зависимости справа налево. Справа: фрагмент рентгеновской кривой блеска GX 3+1 по данным телескопа ASM, которая демонстрирует два типа переменности источника: один тип представляет собой долгопериодический тренд (между состояниями со слабой и повышенной светимостью) и связан с изменениями $CompTB$ нормировки; другой тип переменности представляет короткопериодическую переменность (UB – LB), связанную с изменениями электронной температуры. Синей линией указано среднее значение блеска GX 3+1 в ходе долгоперодической переменности.

временным разрешением 1.2×10^{-4} с) и получили СМ в частотном интервале 0.1 – 500 Гц с разрешением. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. В дальнейшем мы использовали пакет QDP/PLT при моделировании СМ для GX 3+1.

Ранее, временной анализ рентгеновских данных GX 3+1, полученных в августе 1999 г. (сет R3) со спутника RXTE, когда GX 3+1 находился в состоянии *lower banana*, был выполнен в статье [304]. Мы исследовали временные характеристики для всех наблюдений GX 3+1, содержащих все спектральные состояния этого источника (*lower banana* и *upper banana*) и всевозможные переходы между ними (рис. 5.7). В частности, СМ для объекта GX 3+1 включает в себя "сверхнизкочастотныйо шум" (VLFN, описываемый "степенным законом") и "высокочастотный шум" (HFN, описываемого "степенным законом с завалом", см. [292]).

В состояниях LB (*красный спектр* панели A, 60022-01-13-01, MJD=52554; *синий спектр* панели A, 60022-01-01-00, MJD=51998) амплитуда среднеквадратических флуктуаций rms для VLFN-компоненты составляет 2% (в частотном диапазоне 0.1 – 1 Гц), которая описывается степенным законом $\nu^{-\alpha_{VLFN}}$ с индексом α_{VLFN} ~1.7, при этом rms для HFN-компоненты (в интервале частот 1 – 100 Гц) составляет 4.7% с α_{HFN} ~1.0 и ν_{cutoff} ~ 30 Гц. В целом, индекс VLFN-компоненты α_{VLFN} постепенно снижается от 1.7 до 1.4 по направлению к состоянию UB. Однако в окрестности переходной точки между состо-

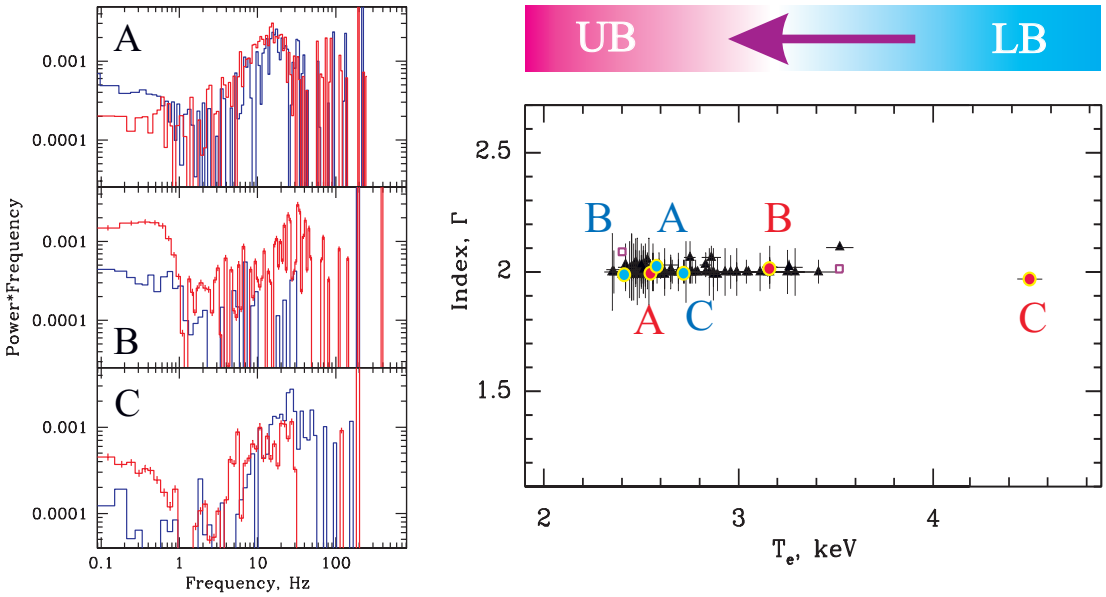

Рис. 5.7: В *левой колонке* представлены СМ в терминах $\nu P(\nu)$ для энергетического диапазона 13 – 30 кэВ, соответствующие состояниям *lower banana* и *upper banana* в GX 3+1, связанные с различной электронной температурой, указанной в точках A, B и C на *правой панели* этого рисунка. Значительный вклад высокочастотной шумовой компоненты (HFN) на частотах 1 – 50 Гц и относительно слабый вклад сверхнизкочастотной шумовой компоненты (VLFN) на частотах ниже $\sim$ 1 Гц представлены в СМ объекта до и после перехода (см. панели A, C) в состояние *upper banana*. В состоянии UB (панель B, *синяя* гистограмма) спектр мощности GX 3+1 доминирован VLFN-составляющей со сломом около 20 Гц. На *правой панели* приведена зависимость фотонного индекса Γ от электронной температуры kT_e (в кэВ) с использованием спектральной модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ для характеристики спектральных переходов (см. табл. 5.4, 5.5 и табл.4 в работе [130]). Фиолетовые и черные точки соответствуют *Беппо*SAX и *RXTE* наблюдениям GX 3+1, соответственно. Фиолетовой стрелкой в *верхней части правой панели* указано направление перехода LB→UB, обусловленное снижением kT_e.

яниями LB и UB (*красная* гистограмма панели B рис. 5.7) α_{VLFN} испытывает скачек к 1.8 (*красный спектр* панели B, 94307-05-01-00, MJD=55129) и вновь снижается до 1.4 (*синий спектр* панели B, 60022-01-11-03, MJD=52357). Для всех наблюдений в состоянии UB спектр мощности GX 3+1 доминирован VLFN-составляющей со сломом около 20 Гц, сопровождается наиболее низкой электронной температурой $kT_e = 2.4$ кэВ (см. соответствующий *синий энергетический спектр* на правой панели B рис. 5.7). В частности, в состоянии UB (*синяя гистограмма* панели B рис. 5.7, можно видеть значительную компоненту VLFN (rms=5.1±0.4%, α_{VLFN}=1.4±0.3, χ^2=139 для 102 ст.св.; все ошибки на параметры приведены по уровню значимости 1σ) и компоненту HFN с rms=1.7±0.3% и частотой слома, смещенной от 30 Гц до 6 Гц. После достижения состояния UB объект GX 3+1 вновь возвращается в состояние LB (панель C рис. 5.7) показывая характеристики CM, подобные показанным на панели A.

Заметим, что эти компоненты и их эволюция на цветовой диаграмме является типичной для остальных *atoll*-источников в состоянии *banana* [284] и обусловлена изменением скорости аккреции [292]. Эта идентификация состояний опирается на комбинацию спектральных (см. разд. 5.1.4.1) и временных характеристик, находится в соответствии с *atoll–Z* схемой.

Вышеупомянутая эволюция CM в терминах состояний цветовой диаграммы для GX 3+1 возникает на временных масштабах от часов до дней, при этом мы детектировали характерные изменения CM при переходах LB – UB независимо от уровня светимости объекта, т.е. как для *фазы пониженной светимости* так и для *фазы повышенной светимости*, поддерживаемые в течение 14 лет долгопериодической переменности. Подобие переходов LB – UB, которые не зависят от уровня светимости (яркая/слабая фаза), указывает на подобные аккреционные конфигурации объекта во всех этих состояниях.

В предыдущих исследованиях других данных RXTE объекта GX 3+1 Остерброек и его коллеги [304] нашли характеристики “сверхнизкоочастотного” (VLFN) и “высокочастотного шума” (HFN), в состоянии LB, которые подобны обнаруженным в наших исследованиях для интервала наблюдений R3, за исключением величин амплитуды сверхнизкоочастотной шумовой (VLFN) компоненты, для которой они получили 7.5% rms, хотя мы нашли всего 1.7% rms. Интересно, что все характеристики сверхнизкоочастотного (VLFN) и высокочастотного шума (HFN), полученные Хасингером и ван дер Клисом при анализе данных EXOSAT [284] для GX 3+1 находятся в полном согласии с нашими результатами.

5.2 Эволюция спектральных состояний нейтронной звезды 4U 1820–30

5.2.1 Введение

В этом разделе представлен анализ *перкулярного atoll* источника 4U 1820–30, который является *ярким atoll* источником в терминах светимости и, в то же время, *типичным atoll* источником в терминах временных характеристик. С другой стороны, во время яркой фазы 4U 1820–30 становится таким же ярким как представители подкласса постоянно ярких *atoll* источников (GX 3+1, GX 9+9, GX 9+1 и GX 13+1), но 4U 1820–30 показывает больший диапазон изменения светимости и демонстрирует все состояния в терминах цветовых диаграмм (от *island* до *banana*), в то время как вышеупомянутые яркие *atoll* источники обычно находятся в пределах лишь одного состояния banana [284].

Кроме того, 4U 1820–30 достигает максимальной светимости около $0.5 \times L_{Edd}$ и поэтому примыкает к Z источникам с точки зрения уровня светимости. Но, опять же, имеет свойства типичных *atoll* источников, показывая рентгеновские всплески I рода и временные характеристики с "частотно ограниченным шумом" (BLN), "свернизкочастотной" (VLFN) шумовой компонентой и низкочастотными КПО на частотах в интервале между 20 и 40 Гц, когда источник эволюционирует между состояниями *banana* и *island*. Однако, в отличие от других *atoll* сточников, 4U 1820–30 показывает низкочастотные КПО на частоте 6 Гц в состоянии *banana* [323, 324, 361], а также разд. 6.2 настоящей работы), которые обычно видны в Z источниках во время состояния "Normal branch". Таким образом, 4U 1820–30 комбинирует свойства обычных и ярких *atolls* и Z источников в терминах временной и спектральной эволюции, светимости и детектирования КПО на 6 Гц.

Объект 4U 1820–30 (также известный как H 1820–303) входит в состав маломассивной РДС, видимой на угловом расстоянии 0.66" от шарового звёздного скопления NGC 6624. В этом объекте впервые был идентифицирован рентгеновский всплеск I рода [325]. Расстояние до объекта оценивается величиной $d \simeq 5.8 - 8.0$ кпс [326, 198]. Куулкер и его коллеги также получили оценку $d = 7.6 \pm 0.4$ кпс [326] с использованием светимости в пике вспышки в качестве их эталонного источника света и в предположении, что пиковая светимость соответствует Эддинготоновскому пределу при гелиевой вспышке а атмосфере НЗ. С использованием анализа УФ спектров NGC 6624 авторы работы [327] оценили расстояние до 4U 1820–30 величиной 6.4±0.6 кпс. Двойная система содержит белый карлик с гелиевой атмосферой и массой 0.06±0.08 $M_\odot$ [328] и НЗ с массой по оценке Титарчука и Шапошникова [198] ∼1.3 $M_\odot$, и с коротким орбитальным периодом 11.4 минут [329].

Хасингер и ван дер Клис [284] классифицировали 4U 1820–30 как *atoll* источник. Предхорский и Террелл [330], позднее Саймон [331], а также Вэн и др. [350] обнаружили, что переменность рентгеновского потока 4U 1820–30 при смене мягкого (*banana*) и жесткого (*island*) состояний обладает периодичностью ∼170 дней, что позволило им предположить наличие третьей удаленной звезды системы и допустить ее влияние на периодичность в виде приливных эффектов [332, 333]. По данным *RXTE* Смейл [334] обнаружил, что спектр мощности 4U 1820–30 изобилует яркими килогерцивыми КПО. Интересно, что рентгеновские вспышки происходят только при низких значениях потока [335] и детектируемые килогерцовые КПО коррелируют с уровнем потока, демонстрируя, что изменения светимости обусловлены внутренней переменностью источника (предположительно связаны с изменением скорости аккреции), а не с затменной переменностью или с изменением угла видимости анизотропного излучателя [336, 337].

Стромейер и Билдстейн [338] установили, что короткие (∼10 – 15 с) рентгеновские всплески I рода обусловлены нестабильным термоядерным горением смеми водорода и гелия в нижних слоях атмосферы НЗ. Наблюдения обсерватории SAS-3 подтвердили, что рентгеновские вспышки видны только в состояниях пониженной светимости [335]. Все вспышки, наблюдаемые от 4U 1820–30 предполагают наличие радиального расширения с увеличением видимого фотосферного радиуса примерно в 20 раз. Такое расширение сопровождается умягчением рентгеновского спектра, которое в итоге смещает основное излучение из рентгеновской области и приводит к возникновению т.н. эффекта "прекурсора" ("предвестника вспышки") (см. [338] и ссылки в нем). В этом объекте наблюдалась единственная затяжная "супервспышка" 9 сентября 1999 г. Как сейчас полагают, эта "супервспышка" была обусловлена горением углерода, вызванного всплеском I рода [339].

4U 1820–30 наблюдался в ходе многочисленных миссий, например, EXOSAT, *Ginga*, ASCA, *Einstein* и *Beppo*SAX. Для фитирования его рентгеновских спектров применялось

множество разнообразных моделей [340], но наиболее удачными из них оказались двухкомпонентные модели, включающие в себя или тормозное излучение оптически тонкой плазмы в сочетании с чернотельным излучением, или чернотельное излучение в сочетании со степенной составляющей, модифицированной экспоненциальным завалом (E_C) на высоких энергиях (CPL). Более детальное моделирование спектра 4U 1820–30 было выполнено с использованием Комптонизационной модели *CompST*, развитой Сюняевым и Титарчуком [7], опять же в комбинации с чернотельным излучением. Модели, основанные на тормозном излучении оптически тонкой плазмы, оказываются далеки от условий в рентгеновских двойных системах, поскольку мера эмиссии, полученная в рамках этих моделей составляет $\sim 10^{60}$ см$^{-3}$, и она слишком большая для размера Комптоновского облака около НЗ, радиус которого обычно полагают $\sim 10^{10}$ см [341, 300].

Модели CPL и CompST в комбинации с чернотельным излучением, модифицированные фотоэлектрическим поглощением на низких энергиях, были применены также Блозером и др. [342] к рентгеновским спектрам 4U 1820–30. В работах [341, 370] установлено наличие эмиссионной особенности с Гауссовым профилем на энергиях $\sim$6.7 кэВ, которая может содержать бледы гелиеподобных ионов (Fe XXV или XXVI) или K_α линии железа. Зависимость формы спектров от интенсивности рентгеновского излучения объекта 4U 1820–30 сообщалась ранее [344] с использованием данных ANS/HXX и их фитированием степенной моделью излучения. В этом случае фотонный индекс варьировался между значениями $\Gamma \sim 2$ при высокой светимости и $\Gamma \sim 1.4$ при низкой светимости, указывая на повышение жесткости спектра при снижении светимости. Более сложные модели использовались в применении к данным EXOSAT/ME, которые проводились в диапазоне 1 – 30 кэВ (1984 – 1985 гг.) [329]. В ходе этих наблюдений источник находился в состоянии “высокой” светимости (6.0×10^{37} эрг/с) и “низкой” светимости (2.0×10^{37} эрг/с). Фитирование в модели CPL в сочетании с чернотельным излучением [329] дали параметры аппроксимации $\Gamma \sim 2.5$, $E_C > 30$ кэВ и kT_{BB}=2.3 кэВ, хотя в высоком состоянии Γ снизился до 1.7 и E_C упала до $\sim$ 12 кэВ.

Исследования 4U 1820–30 на более низких энергиях рентгеновского диапазона были выполнены спектроскопом GIS с борта обсерватории ASCA, а также в наблюдениях спутника Einstein. ASCA зарегистрировал 4U 1820–30 в низком спектральном состоянии в 1993 г., и форма полученных спектров аппроксимировалась в интервале 0.6 – 11 кэВ вновь моделью CompST + BB [345]. Параметры аппроксимации для компоненты CompST оказались подобны величинам, найденным для данных EXOSAT, но чернотельная температура оказалась существенно ниже ($kT < 1$ кэВ). Интересно, что при наблюдениях 4U 1820–30 обсерваторией *Einstein* (SSS + MPC), когда объект находился в состоянии высокой светимости, результаты спектрального анализа (0.5 - 20 кэВ) в модели CompST+BB [300] практически полностью совпали с результатами по данным ASCA.

Первые наблюдения 4U 1820–30 в жестком рентгеновском диапазоне, выше $\sim$30 кэВ, проведены обсерваторией *BeppoSAX*[346, 347]. Однако эти широкополосные наблюдения (0.1 – 200 кэВ) покрывают очень узкий диапазон светимости объекта, и при этом излучение объекта сконцентрировано лишь на энергиях 0.3 – 40 кэВ. Удивительно то, что получен совершенно иной набор параметров в применении все той же модели CompST+BB, а именно kT_{BB}=0.46 – 0.66 кэВ, kT_e=2.83 кэВ и τ=13.7, хотя применение модели CPL+BB дает более реальные значения, а именно kT_{BB}=0.47 кэВ, спектральный индекс α=0.55 и E_C=4.5 кэВ.

К сожалению детектор *Phoswich Detection System* (PDS) обсерватории *Beppo* SAX не смог обнаружить излучение 4U 1820–30 на энергиях выше 40 кэВ, что совпадает с та-

Таблица 5.6: Список наблюдений 4U 1820–30 обсерваторией *Beppo*SAX, использованных в нашем анализе.

ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблдения (MJD)	Ссылки
20105004	1997 Oct. 2 06:45:23	1997 Oct. 2 19:09:36	50723.2-50723.8	
20537004	1998 Apr. 17 04:31:23	1998 Apr. 18 02:55:28	50920.1-50921.1	[347]
20537005	1998 Sept. 23 12:44:56	1998 Sept. 24 15:30:05	51079.5-51080.6	[347]

Таблица 5.7: Список групп наблюдений 4U 1820–30 обсерваторией *RXTE*

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID	Интервал дат (UT)	Ссылки
R1	50204-50207	10074	1 – 4 мая 1996 г.	[332]
	50151, 50235	10076	9 марта, 1 июня 1996 г.	[332]
	50371-50386	10075	15 – 30 окт. 1996 г.	[332, 334, 347, 337]
R2	50488-50701	20075	9 февр. – 10 сент. 1997 г.	[332, 347, 337]
				[342, 360, 198]
R3	50920-51467	30053, 30057	4 апр. 1998 – 16 окт. 1999 г.	[347]
	51206-51956	40017, 40019	28 янв. 1999 г. – 4 июня 2003 г.	
R4	51996-51999	60030	28 – 31 марта 2001 г.	
	52355, 52429	40017	22 марта 2002 г.; 6 июня 2003 г.	
	52439	70031	14 июня 13:21:52 – 14:14:40, 2002 г.	
	52482-52808	70030	23 июля 2002 г. – 18 июня 2003 г.	[351]
	52894	80105	12 сент. 05:41:04 – 09:36:32б 2003 г.	[351]
R5	53258-53591	90027	10 сент. 2004 г. – 9 авг. 2005 г.	
	53692-53693	91435	18 – 19 ноя. 2005 г.	
R6	53959-54028	91151	12 авг. и 9 окт. 2006 г.	
	53921-54306	92030	5 июля 2006 г. – 25 июля 2007 г.	
	54126-54129	70030	26 – 29 янв. 2007 г.	
R7	54947-55002	94090	26 апр. – 20 июня 2009 г.	[352]
	54947-55116	92030	8 сент. – 12 окт. 2009 г.	

кими же неудачными попытками BATSE обнаружить излучение источника в интервале 20 – 100 кэВ [348]. Однако первые же наблюдения обсерватории INTEGRAL обнаружили "*жесткий хвост*" в рентгеновском спектре объекта выше энергий 50 кэВ, когда 4U 1820–30 находился в состоянии низкой светимости [349], что сразу изменило статус объекта и переместило в категорию рентгеновских барстеров с жестким рентгеновским излучением.

5.2.2 Наблюдения

Ширикополосные энергетические спектры 4U 1820–30 были получены по совместным данным трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Beppo* SAX: LECS [84] для энергетического диапазона 0.3 – 4 кэВ, MECS [120] в интервале 1.8 – 10 кэВ и PDS [121] в интервале 15 – 200 кэВ. Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS` аналогично описанно в разд. 4.2 главы 4. Спектральный анализ комбинированных данных проводился, аналогично описанному в разд. 2.2, с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого ин-

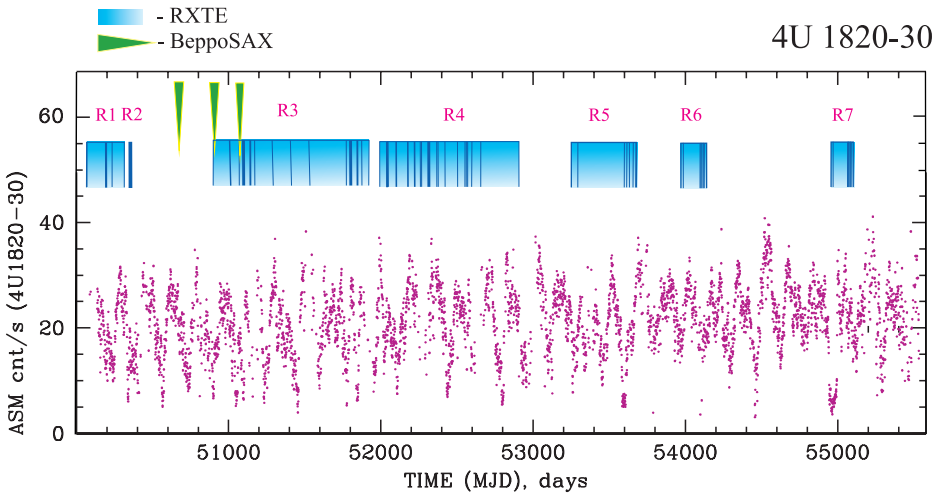

Рис. 5.8: Эволюция скорости счета ASM *Синими* вертикальными полосками (на *верхней части панели*) указано распределение данных *RXTE*, сгруппированных в отдельные сеты наблюдений *RXTE*, перечисленные в табл. 5.2 и *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений 4U 1820–30 обсерваторией *Беппо*SAX, перечисленные в табл. 5.6.

струмента. Относительные нормировки всех трех детекторов как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Было обнаружено, что полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента [2]. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале. В табл. 5.6 перечислены наблюдения 4U 1820–30 обсерваторией *Беппо*SAX, использованные в нашем анализе.

Мы также анализировали наблюдения 4U 1820–30 со спутника *RXTE* [36], проведенные с апреля 1997 г. по март 2009 г. В целом было использовано 92 наблюдения за 12 лет в разных состояниях светимости источника, разбитых на семь интервалов с хорошим покрытием фаз нарастания–пика–спада вспышек, указанных *синими* прямоугольниками на верхней панели рис. 5.8 (табл. 5.7). Здесь же *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Беппо*SAX.

При этом использовались данные спектрометра PCA (3 – 20 кэВ, в моде *Standard* 2). Для получения широкополосного спектра 4U 1820–30 также применялись данные спектрометра HEXTE в энергетическом диапазоне 20 – 150 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерваторией RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. Нормировка HEXTE была подогнана для сшивки с нормировкой PCA. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 5.7 перечислены группы наблюдений, связанные с эволюцией источника в разных состояниях (с *высоким* и *низким* уровнем светимости). Мы также использовали открытые данные ASM/RXTE [39] для дополнительной диагностики состояния 4U 1820–30.

Согласно результатам ASM мониторинга в мягком рентгеновском диапазоне (2 – 10

[2] http://heasarc.nasa.gov/docs/sax/abc/saxabc/saxabc.html

Таблица 5.8: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1820–30 обсерваторией *Beppo*SAX в энергетическом диапазоне 0.3 – 200 кэВ† для наблюдений с номерами 20-NNNNNN. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID	T_{BB} кэВ	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	T_s кэВ	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	$\log(A)$	N_{COM}	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	χ^2_{red} (d.o.f.)
105004	0.63(3)	2.33(2)	1.35(2)	1.00(4)	3.25(2)	-0.11(5)	3.45(2)	6.7(1)	0.45(2)	1.11(364)
537004	0.58(1)	2.74(3)	1.24(5)	1.01(5)	3.42(2)	-0.10(6)	4.42(6)	6.6(5)	1.38(7)	0.89(364)
537003	0.69(2)	2.68(3)	1.27(4)	0.99(8)	3.37(1)	-0.12(4)	4.65(1)	6.5(2)	0.41(5)	1.2(234)

† Спектральная модель $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$, †† параметры нормировки компонент *blackbody* и *CompTB* представлены в единицах L_{37}/d_{10}^2 эрг/с/кпс^2, где L_{37} – светимость источника ($\times 10^{37}$ эрг/с), d_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс и компонента *Gaussian* – в единицах $10^{-2}\times$ число фотонов см$^{-2}$с$^{-1}$.

кэВ), 4U 1820–30 показывает долгопериодическую переменность с периодом ∼176 дней [330, 331, 350]. Эта переменность хорошо видна на рис. 5.8, где приведена кривая блеска с усреднением в течение 1 дня по данным *RXTE* ASM, причем профиль переменности модулирован быстрым нарастанием потока излучения и медленным его спадом в течение периода 176 дней. Скорость счета варьируется от 5 до 35 отсч./с (см. рис. 5.8) в течение каждого цикла. Наши спектральные исследования данных *RXTE* направлены на изучение поведения: 1) континуума, в частности, эволюции жесткого рентгеновского хвоста во время долгопериодической переменности, 2) переменности ($\gtrsim$10 с) параметров спектральной аппроксимации в зависимости от фазы коротко и долгопериодической переменности и 3) зависимости спектрального индекса и электронной температуры от полного рентгеновского потока и скорости аккреции.

5.2.3 Спектральный анализ

В отличие от предыдущего анализа спектральных данных источника, обсуждаемого в вводной части, мы используем унифицированную модель, одинаково применимую как для мягкого, так и для жесткого состояний в широком спектральном диапазоне, что предусматривает возможность сравнительного анализа Дальнейший спектральный анализ проведен в рамках аддитивной модели в полном соответствии с разд. 5.1.3. Поэтому подробное описание модели, этапов и метода исследования в данном разделе опущены.

5.2.3.1 Анализ данных *Beppo*SAX

В табл. 5.8 представлены результаты спектрального анализа 4U 1820–30 по данным *BeppoSAX* в модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$. На *верхней* панели рис. 5.9 показан спектр 4U 1820–30 во время состояния *banana branch* в единицах $E * F(E)$ с использованием наблюдения *Beppo*SAX (ID = 20105004), проведенного 2 октября 1997 г. Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody + CompTB + Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана зеленой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Gaussian*, соответственно. На *нижней панели* приведены отклонения $\Delta\chi$ (χ^2_{red}=1.11 для 364 ст.св.). Параметры аппроксимации $\Gamma = 2.00 \pm 0.04$, $T_e = 3.25 \pm 0.02$ кэВ, $E_{line} = 6.7 \pm 0.1$ кэВ (см. более подробно в табл. 5.8 и табл. 3 работы

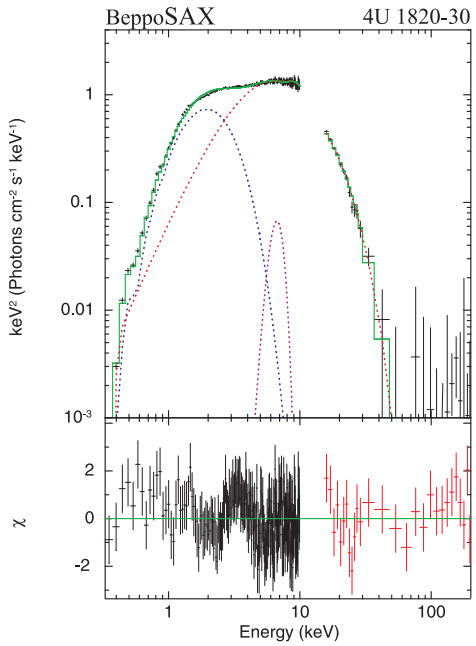

Рис. 5.9: *Сверху:* показан спектр 4U 1820–30 во время состояния *banana branch* в единицах $E * F(E)$ с использованием наблюдения *Beppo*SAX (ID = 20105004), проведенного 2 октября 1997 г. Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана зеленой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB* и *Gaussian*, соответственно. На *нижней панели:* приведены отклонения $\Delta\chi$ (χ^2_{red}=1.11 для 364 ст.св.).

[361]).

Мы обнаружили в этом спектре достаточно широкую эмиссионную линию, намного большую инструментального контура спектральной линии (0.02 кэВ[3]). Эта широкая эмиссионная линия на 6.7 кэВ с σ_{line} 0.8 кэВ может быть однозначно интерпретирована как излучение высокоионизованного железа. Значительная ширина этой линии может указывать на то, что она вышла из внутренних областей ионизированного аккреционного диска [267], или в качестве альтернативы, она может излучаться сильно ионизованной короной. Де Аи и его коллеги [278] предложили альтернативную модель для описания области излучения линии железа с использованием системы краев поглощения, обусловленных ионизированным железом, вместо одного Гауссового профиля. Кроме того, модель *Laor* для описания релятивистского искаженного профиля линии [269] или модель с учетом отраженного излучения подвергнутого релятивистским эффектам [365] также могут быть использованы вместо Гауссового профиля. Однако, выбор модели для описания формы линии, как и само наличие линии в спектре объекта, сильно зависит от правильности выбора модели его континуума. В предыдущей главе было показано, что подобные эмиссионные особенности, например в источнике с НЗ 4U 1728–34 легко аппроксимируются моделью *Gaussian* при использовании модели континуума $wabs * (blackbody + CompTB)$ по данным *BeppoSAX*[129].

[3]см. ftp://heasarc.gsfc.nasa.gov/sax/cal/responses/98_11

Мы интерпретировали широкую линию железа, зарегистрированную в спектре 4U 1820–30, в контексте переработки излучения в аккреционном диске. Кроме того, мы фитировали размытый край поглощения между 7 и 8 кэВ с использованием модели *smedge* пакета `XSPEC` [364]. Величина энергии края поглощения составляет 7.7±0.5 кэВ для модели $wabs * (Bbody + CompTB + Gaussian) * smedge$, что указывает на наличие ионизированного вещества в излучающей области. Ширина размытия линии была фиксирована на 10 кэВ. Этот край поглощения был включен в результаты аппроксимации для всех данных *BeppoSAX*(табл. 5.8).

В целом, по данным *Beppo*SAX для 4U 1820–30 (табл. 5.6, 5.8) мы нашли, что спектральный индекс α составляет 1.03±0.04 (или фотонный индекс $\Gamma = \alpha + 1$ равен 2.03±0.04). При этом температура затравочных фотонов kT_s для компоненты *CompTB* оказывается низкой, около 1.3 кэВ, и цветовая температура фотонов T_{BB} для модельной составляющей *Blackbody* варьируется в диапазоне 0.58 – 0.69 кэВ.

5.2.3.2 Анализ данных *RXTE*

Для анализа спектра 4U 1820–30 по данным спутника *RXTE* мы частично использовали информацию, полученную при моделировании спектров 4U 1820–30 по данным *Beppo*SAX. Ввиду того, что детекторы *RXTE*/PCA не захватывают энергии ниже 3 кэВ, и для возможности дальнейшего сравнительного анализа двух спутников, при исследовании спектральных данных *RXTE* мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* ($kT_{BB} = 0.7$ кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. Параметры наилучшей модельной аппроксимации с использованием *RXTE* наблюдений представлены в табл. 5.9. В частности, мы нашли, что электронная температура T_e компоненты *CompTB* варьируется от 2.5 до 21 кэВ, при этом фотонный индекс Γ остается почти постоянным ($\Gamma = 1.99 \pm 0.02$) для всех наблюдений.

Важно подчеркнуть, что определение формы линии железа для 4U 1820–30 для данных *RXTE* является проблематичным из-за низкого энергетического разрешения детекторов *RXTE*. Поскольку дополнительное включение *smedge* в спектральную модель для моделирования *RXTE* спектров не улучшает качество аппроксимации, мы применили нашу спектральную модель к данным *RXTE* с учетом простого Гауссового закона для описания эмиссионной компоненты, без моделирования края поглощения *smedge*. Сразу отметим, что ширина σ_{line} компоненты *Gaussian* слабо варьировалась, оставаясь в интервале 0.9 – 1.3 кэВ во время переходов объекта между разными состояниями. Поэтому в дальнейшем параметр σ_{line} компоненты *Gaussian* был фиксирован на значении 1.2 кэВ при аппроксимации всех спектров. Цветовая температура kT_s компоненты *CompTB* изменялась в пределах 1−1.3 кэВ, что сопоставимо с полученным нами при аппроксимации спектров 4U 1820–30 по данным *Beppo*SAX (табл. 5.8).

На рис. 5.10 приведены примеры типичных рентгеновских спектров 4U 1820–30 по данным *RXTE* (в единицах $E * F(E)$) во время мягкого (*левая панель*) и жесткого (*правая панель*) состояний. Спектры (*верхние* панели) аппроксимировались в модели $wabs * (Bbody + CompTB + Gaussian)$ с $\Delta\chi$ (*нижние* панели) для состояния высокой светимости (*banana*) [ID = 40017-01-11-00, χ^2_{red}=1.00 для 78 ст.св., *левая панель*] и для состояния низкой светимости (*island*) [ID = 94090-01-04-00, χ^2_{red}=1.10 для 78 ст.св., *правая панель*]. Параметры аппроксимации Γ=1.99±0.02, T_e=2.94±0.01 кэВ и E_{Gauss}=6.53±0.06 кэВ (для мягкого состояния) и Γ=2.00±0.04, T_e=12.54±0.09 кэВ и E_{Gauss}=6.35±0.04 кэВ (для жесткого состояния, см. подробности в табл. 5.9 и табл. 4 работы [361]). Синяя, красная и

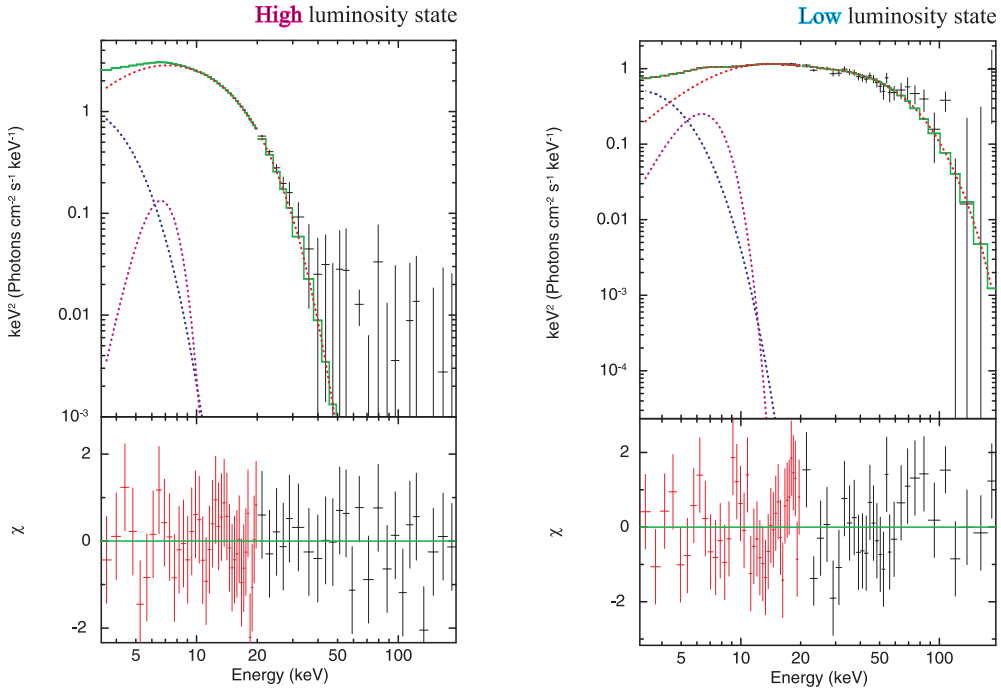

Рис. 5.10: Примеры типичных рентгеновских спектров 4U 1820–30 по данным *RXTE*, представленных в виде $E * F(E)$ спектральных диаграмм, во время высокого/мягкого (*левая панель*) и низкого/жесткого (*правая панель*) состояний. Аппроксимационные спектры (*верхние* панели) в модели $wabs*(Bbody+CompTB+Gaussian)$ с $\Delta\chi$ (*нижние* панели) для состояния высокой светимости (*banana*) [ID = 40017-01-11-00, χ^2_{red}=1.00 для 78 ст.св. *левая панель*] и для состояния низкой светимости (*island*) [ID = 94090-01-04-00, χ^2_{red}=1.10 для 78 ст.св. *правая панель*]. Синяя, красная и фиолетовая линии соответствуют компонентам *Bbody*, *CompTB* и *Gauss*, соответственно.

фиолетовая линии соответствуют компонентам *Bbody*, *CompTB* и *Gauss*, соответственно.

Далее, для демонстрации спектральной эволюции 4U 1820–30 на рис. 5.11 (слева) представлены вместе шесть типичных EF_E спектральных диаграмм, которые относятся к разным электронным температурам переходного слоя [kT_e =2.9 кэВ (*красная*), 3 кэВ (*синяя*), 4 кэВ (*зеленая*), 6 кэВ (*фиолетовая*), 10 кэВ (*малиновая*) и 12 кэВ (*черная*)] в модели $wabs * (Blackbody + CompTB + Gaussian)$ для состояний перехода $island - banana$ в 4U 1820–30, при этом использованы данные *RXTE* наблюдений 30057-01-04-01 (*красная*), 70030-03-07-020 (*синяя*), 70030-03-05-02 (*зеленая*), 70030-03-05-01 (*фиолетовая*), 40017-01-24-00 (*малиновая*) и 94090-01-04-00 (*черная*).

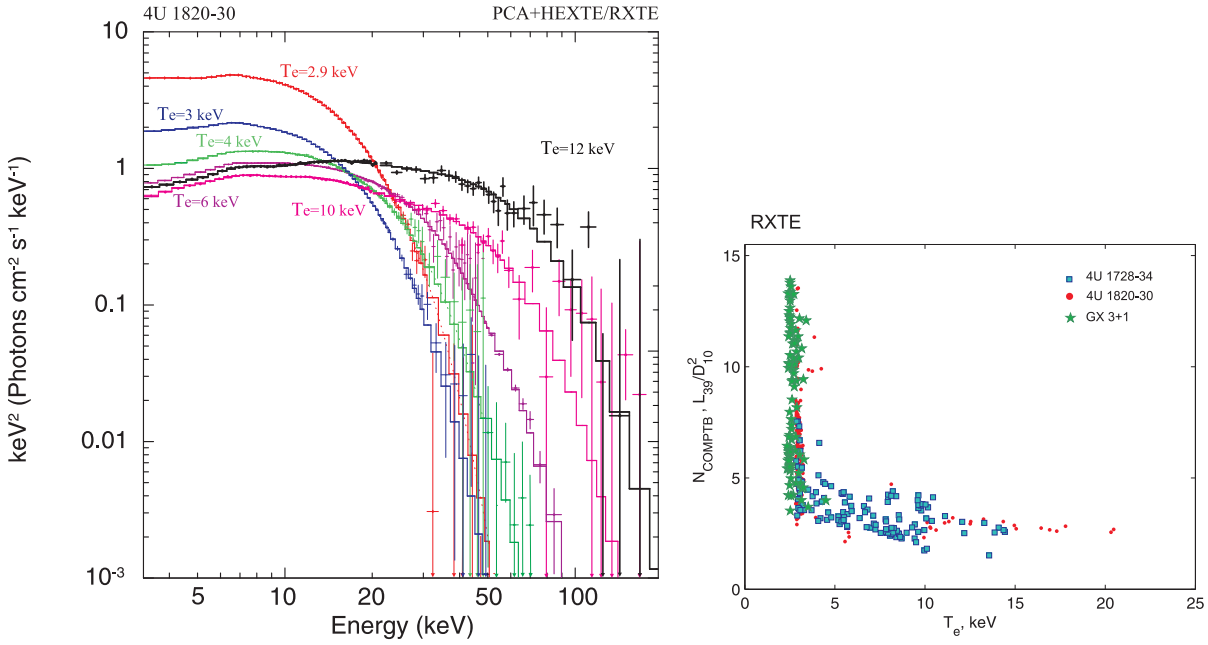

Рис. 5.11: *Слева*: шесть типичных EF_E спектральных диаграмм, которые относятся к разным электронным температурам переходного слоя [kT_e =2.9 кэВ (*красная*), 3 кэВ (*синяя*), 4 кэВ (*зеленая*), 6 кэВ (*фиолетовая*), 10 кэВ (*малиновая*) и 12 кэВ (*черная*)] в модели $wabs * (Blackbody + CompTB + Gaussian)$ для состояний перехода $island - banana$ в 4U 1820–30, при этом использованы данные *RXTE* наблюдений 30057-01-04-01 (*красная*), 70030-03-07-020 (*синяя*), 70030-03-05-02 (*зеленая*), 70030-03-05-01 (*фиолетовая*), 40017-01-24-00 (*малиновая*) и 94090-01-04-00 (*черная*). *Справа*: зависимость CompTB-нормировки (в единицах L_{39}^{soft}/D_{10}^2) от электронной температуры T_e (в кэВ) в модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$ для *atoll* источников 4U 1820–30 (*красные* точки), GX 3+1 (*зеленые* звездочки [130]) и 4U 1728–34 (*синие* квадраты [129]) по данным *RXTE*.

На рис. 5.11 (справа) показана тенденция к антикорреляции электронной температуры переходного слоя kT_e с параметром нормировки N_{CompTB}, который, в свою очередь, пропорционален скорости аккреции вещества диска. Для сравнения, мы добавили точки для *atoll* источников 4U 1728–34 и GX 3+1 [129, 130]. Электронная температура kT_e снижается и достигает насыщения около 3 кэВ, когда скорость аккреции сильно возрастает (объяснение этого эффекта изложено в [255]).

Принятая спектральная модель показывает хорошее согласие с наблюдениями при аппроксимации как *Beppo*SAX так и *RXTE* данных. А именно, величина $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$,

Таблица 5.9: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1820–30 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 200 кэВ†. Приведены ошибки на параметры по уровню значимости 1σ.

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N_{COM}^{\dagger\dagger}$	T_s, кэВ	$N_{Bbody}^{\dagger\dagger}$	E_{line}, кэВ	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
10076-01-01-00	1.00(2)	2.87(2)	2.00††	7.13(1)	1.30(5)	3.42(1)	6.27(8)	1.1(1)	1.54(78)
10074-01-01-00	1.0(1)	2.93(4)	2.00††	5.5(2)	1.0(1)	2.31(3)	6.52(6)	0.15(3)	0.92(78)
10074-01-01-01	0.99(2)	2.91(1)	2.00††	5.3(1)	1.08(2)	2.57(4)	6.5(1)	0.23(3)	0.93(78)
10074-01-01-02	1.00(2)	2.95(2)	0.92(8)	5.25(9)	1.05(3)	2.48(6)	6.40(4)	0.14(2)	1.06(78)
10074-01-02-02	1.00(5)	2.84(2)	0.9(1)	7.5(1)	1.06(5)	2.15(4)	6.58(4)	0.23(3)	1.09(78)
10074-01-02-00	0.99(2)	2.86(1)	2.00††	7.74(2)	1.13(1)	2.46(7)	6.48(3)	0.32(5)	1.58(78)
10074-01-02-01	0.99(3)	2.89(3)	2.00††	7.42(8)	1.06(4)	2.16(3)	6.38(5)	0.20(2)	0.87(78)
10076-01-02-00	0.99(2)	2.89(2)	1.09(7)	4.91(1)	1.31(5)	1.96(1)	6.57(4)	0.22(2)	0.74(78)
10075-01-01-000	1.00(2)	3.02(1)	2.00††	4.0(2)	1.07(2)	2.27(1)	6.49(3)	0.12(1)	1.63(78)
10075-01-01-010	0.99(2)	3.09(2)	2.00††	3.66(3)	1.30(3)	2.03(2)	6.62(7)	0.14(1)	1.08(78)
10075-01-01-020	0.96(9)	2.84(1)	2.00††	4.73(1)	1.31(5)	2.18(1)	6.53(4)	0.15(2)	1.24(78)
10075-01-01-031	0.99(2)	2.89(2)	0.98(4)	5.43(4)	1.31(2)	2.18(2)	6.64(3)	0.23(3)	1.23(78)
20075-01-01-00	1.01(2)	2.90(2)	2.00††	6.92(3)	1.30(8)	2.65(3)	6.56(2)	0.24(2)	0.74(78)
20075-01-02-00	0.99(2)	2.85(1)	0.90(5)	7.99(4)	1.32(6)	2.58(5)	6.57(4)	0.29(4)	0.94(78)
20075-01-02-01	1.00(1)	2.92(1)	2.00††	7.86(3)	1.11(2)	2.60(3)	6.51(3)	0.26(4)	0.94(78)
20075-01-03-01	0.97(6)	2.92(5)	2.00††	5.05(2)	1.10(5)	2.73(4)	6.44(8)	0.17(5)	1.03(78)
20075-01-03-00	0.95(1)	2.91(2)	0.65(5)	6.47(7)	1.11(3)	2.55(3)	6.60(3)	0.20(2)	0.94(78)
20075-01-04-00	0.96(3)	2.95(1)	0.7(1)	5.53(5)	1.23(8)	2.49(2)	6.56(3)	0.18(2)	1.01(78)
20075-01-05-00	0.99(2)	3.93(2)	0.8(1)	3.22(2)	1.10(2)	2.27(1)	6.90(6)	0.14(3)	1.01(78)
20075-01-05-01	1.00(2)	2.84(4)	2.00††	6.42(4)	1.12(4)	2.29(2)	6.40(5)	0.38(4)	1.01(78)
20075-01-06-00	0.99(3)	2.88(2)	1.03(4)	7.96(1)	1.11(6)	2.83(5)	6.54(3)	0.47(3)	1.01(78)
20075-01-06-01	1.00(2)	2.83(3)	0.96(1)	8.49(1)	1.10(5)	2.73(3)	6.40(6)	0.45(3)	1.01(78)
20075-01-07-01	1.01(2)	2.86(2)	0.97(4)	8.37(4)	1.11(7)	3.26(7)	6.50(3)	0.61(4)	1.01(78)
20075-01-07-00	1.00(1)	2.86(2)	0.97(3)	8.31(3)	1.10(5)	3.24(6)	6.48(2)	0.63(4)	1.01(78)
20075-01-08-00	1.00(2)	2.93(1)	2.00††	7.86(1)	1.10(9)	2.83(2)	6.44(3)	0.30(3)	1.01(78)
20075-01-08-01	1.00(1)	2.91(1)	2.00††	6.37(4)	1.10(7)	2.73(7)	6.50(4)	0.40(5)	1.01(78)
20075-01-09-00	0.99(1)	2.87(3)	0.67(2)	7.81(2)	1.12(8)	2.74(5)	6.52(5)	0.46(7)	1.01(78)
20075-01-10-00	1.00(1)	2.92(2)	2.00††	4.90(3)	1.11(5)	2.91(1)	6.37(3)	0.41(4)	1.09(78)
20075-01-10-01	1.00(2)	2.91(1)	2.00††	5.17(3)	1.10(6)	2.90(5)	6.37(3)	0.41(4)	1.09(78)
30057-01-01-01	1.02(5)	3.00(2)	0.70(3)	4.51(1)	1.12(5)	2.40(1)	6.5(1)	0.31(1)	1.76(78)
30057-01-01-00	1.00(1)	2.83(1)	1.02(1)	6.18(2)	1.11(2)	2.35(7)	6.41(9)	0.37(2)	1.20(78)
30057-01-01-02	1.01(3)	2.95(1)	0.72(2)	5.06(3)	1.10(4)	2.58(5)	6.51(8)	0.29(2)	1.12(78)
30057-01-01-03	1.00(1)	2.94(2)	0.66(2)	5.43(1)	1.12(5)	2.53(6)	6.6(1)	0.33(2)	0.79(78)
30057-01-01-04	0.99(2)	2.87(2)	0.77(2)	6.20(3)	1.12(5)	2.64(7)	6.5(1)	0.32(1)	0.79(78)
30053-03-01-000	0.99(4)	2.93(2)	2.00††	4.74(5)	1.10(2)	2.62(4)	6.54(2)	0.34(2)	0.57(78)
30053-03-02-00	1.00(3)	2.91(1)	0.75(1)	6.42(1)	1.11(1)	2.84(2)	6.52(3)	0.36(3)	1.17(78)
30053-03-02-01	1.00(2)	2.89(4)	0.73(1)	6.45(3)	1.10(5)	2.77(2)	6.51(4)	0.34(3)	1.19(78)
30053-03-02-04	0.99(1)	2.86(2)	0.99(5)	5.97(1)	1.12(6)	2.84(2)	6.45(9)	0.77(1)	1.22(78)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H фиксирован на 3.0×10^{21} см$^{-2}$ [342]; температура T_{BB} была фиксирована на 0.7 кэВ (см. комментарии в тексте); ††† когда параметр $\log(A) > 1$, он фиксирован на 2.0 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [361]).

Таблица 5.10: (Продолжение табл. 5.9).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N^{\dagger\dagger}_{COM}$	T_s, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{Bbody}$	E_{line}, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{line}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
30053-03-02-05	0.9(1)	2.86(5)	0.41(3)	5.91(2)	1.11(4)	2.86(2)	6.65(6)	0.15(3)	0.90(78)
30053-03-02-02	0.99(4)	2.99(1)	0.74(1)	4.59(1)	1.10(5)	2.63(1)	6.51(4)	0.19(2)	1.13(78)
30053-03-02-03	1.00(3)	2.93(3)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.09(3)	1.11(2)	2.58(3)	6.42(5)	0.29(1)	1.17(78)
30057-01-02-00	0.98(3)	2.96(3)	0.85(1)	5.28(4)	1.12(3)	3.43(7)	6.51(6)	0.31(3)	0.86(78)
30057-01-02-01	1.00(1)	2.99(1)	0.72(3)	6.02(4)	1.10(4)	3.36(1)	6.5(1)	0.47(5)	0.84(78)
30057-01-02-02	1.01(3)	2.93(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.92(3)	1.11(5)	3.47(1)	6.51(4)	0.33(1)	0.82(78)
30057-01-02-03	1.00(1)	2.95(2)	0.92(3)	5.12(3)	1.12(2)	3.29(6)	6.42(6)	0.32(2)	1.24(78)
30057-01-02-05	1.02(3)	2.94(1)	0.91(4)	5.03(2)	1.12(3)	3.33(5)	6.51(9)	0.33(1)	0.97(78)
30057-01-03-01	1.00(3)	2.91(2)	0.84(3)	4.93(3)	1.13(2)	3.01(6)	6.57(8)	0.32(2)	0.98(78)
30057-01-03-02	0.99(2)	2.94(1)	0.96(4)	4.63(4)	1.12(5)	3.01(1)	6.54(9)	0.35(2)	0.98(78)
30057-01-03-000	1.02(4)	2.87(4)	0.91(4)	5.82(3)	1.12(4)	2.94(1)	6.51(5)	0.46(3)	1.50(78)
30057-01-04-12	1.00(2)	2.83(3)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.84(7)	1.15(5)	2.83(7)	6.49(8)	0.30(4)	0.76(78)
30057-01-04-00	0.98(3)	2.87(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.89(3)	1.14(2)	2.93(6)	6.48(9)	0.27(1)	1.10(78)
30057-01-04-01	1.00(2)	2.93(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.54(1)	1.11(3)	2.48(2)	6.5(1)	0.29(2)	1.50(78)
30057-01-04-02	1.00(1)	2.95(2)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.60(2)	1.12(2)	2.43(5)	6.43(4)	0.29(1)	0.86(78)
30057-01-04-03	1.02(3)	2.91(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.77(2)	1.12(2)	2.49(5)	6.51(6)	0.27(2)	0.78(78)
30057-01-04-04	0.99(3)	2.93(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.75(3)	1.16(3)	2.50(5)	6.56(5)	0.28(3)	0.85(78)
30057-01-04-05	1.00(1)	2.92(2)	0.88(4)	3.31(2)	1.11(4)	2.19(4)	6.51(1)	0.31(4)	0.75(78)
30057-01-04-06	0.98(3)	2.93(2)	0.86(3)	4.53(3)	1.11(2)	2.39(5)	6.52(9)	0.36(1)	1.08(78)
30057-01-04-07G	1.03(3)	2.89(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	2.91(2)	1.12(1)	1.87(3)	6.58(5)	0.24(4)	1.08(78)
30057-01-04-08G	1.00(1)	2.89(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	2.91(2)	1.12(2)	1.87(3)	6.51(2)	0.24(5)	1.04(78)
30057-01-05-00	0.99(1)	2.89(2)	0.61(4)	4.86(5)	1.14(5)	2.93(1)	6.56(3)	0.41(1)	1.18(78)
30057-01-04-09	0.98(3)	2.93(1)	0.60(4)	4.77(4)	1.13(4)	2.81(3)	6.51(6)	0.35(1)	0.98(78)
30057-01-06-02	1.00(2)	2.93(1)	1.02(7)	5.55(9)	1.12(2)	3.65(8)	6.47(3)	0.57(8)	1.46(78)
30057-01-06-03	1.00(1)	2.91(1)	1.02(8)	5.83(9)	1.11(2)	3.71(9)	6.50(7)	0.53(7)	0.79(78)
30057-01-06-00	0.97(3)	2.93(2)	0.97(7)	5.62(6)	1.11(5)	3.67(5)	6.55(6)	0.60(8)	1.18(78)
30057-01-06-04	1.01(3)	2.91(1)	0.96(9)	6.18(8)	1.10(3)	3.95(9)	6.51(4)	0.75(9)	1.12(78)
30057-01-06-01	1.00(1)	2.92(2)	0.84(8)	5.96(7)	1.12(3)	3.84(6)	6.52(6)	0.69(4)	0.69(78)
30057-01-06-05	0.99(2)	2.96(2)	1.00(9)	5.54(1)	1.12(2)	3.89(9)	6.52(8)	0.54(8)	0.72(78)
40017-01-01-00	1.01(3)	2.88(9)	1.08(3)	7.37(9)	1.20(4)	3.08(8)	6.50(4)	0.50(7)	0.81(78)
40017-01-01-02	0.99(3)	2.93(5)	0.91(3)	7.40(8)	1.21(2)	2.98(9)	6.51(5)	0.90(9)	1.00(78)
40017-01-01-01	1.00(2)	2.91(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	7.03(9)	1.13(3)	3.03(8)	6.52(7)	0.91(9)	0.90(78)
40017-01-01-03	1.00(2)	2.94(2)	$2.00^{\dagger\dagger}$	6.96(9)	1.12(2)	3.06(7)	6.57(3)	0.36(4)	0.88(78)
40017-01-02-00	0.98(3)	3.00(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.97(6)	1.14(5)	3.47(6)	6.54(7)	0.90(7)	1.30(78)
40017-01-03-00	1.06(4)	2.90(3)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.23(7)	1.13(2)	2.31(4)	5.59(3)	0.16(5)	1.31(78)
40017-01-03-01	1.02(3)	2.88(2)	$2.00^{\dagger\dagger}$	3.14(8)	1.12(4)	2.30(4)	6.15(6)	0.12(6)	1.21(78)
40017-01-04-00	1.00(1)	2.97(1)	$2.00^{\dagger\dagger}$	4.62(3)	1.13(5)	2.60(5)	6.21(5)	0.24(7)	0.86(78)

Обозначения те же, что и в таблице 5.9 (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [361]).

где N_{dof} – число степеней свободы, для большей части наблюдений (82%) оказывается меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Для совсем небольшого числа (менее 3%) спектров χ^2_{red} достигает 1.5, однако не превышает критический предел 1.6. Заметим, что возрастание невязок (в двух случаях из 234 спектров с χ^2_{red}=1.55 для 78 ст.св.), относится к интервалу энергий формирования линий излучения железа. Как было показано в рамках анализа данных *BeppoSAX*, что линия железа имеет более сложную форму, чем просто Гауссов профиль (см. обсуждение в разд. 5.2.3.1). По-видимому, фиты этой линии указывают на уширенную линию, форма и ширина которой являются результатом рассеяния изначальных фотонов линии на электронах горячей плазмы переходного слоя, а также эффектом края поглощения ионами железа. Однако наши данные не позволяют разрешить эту возможную комплексную структуру эмиссионной особенности.

Таким образом, используя широкополосные наблюдения 4U 1820–30, проведенные со спутника *Beppo*SAX мы смогли уточнить спектральную модельную композицию и надежно определить основные спектральные параметры, эволюцию которых можно далее отследить по более длительным данным *RXTE*, покрывающим энергетический диапазон 3 – 200 кэВ.

5.2.4 Изменение спектральных характеристик во время переходов

5.2.4.1 Зависимость жесткости спектра от яркости объекта

Прежде, чем перейти к детальному спектральному анализу свойств 4U 1820–30 во время спектральных переходов при изменении светимости, мы исследовали изменение жесткости рентгеновского спектра для понимания качественной картины эволюции источника. В частности, мы использовали коэффициент жесткости HC, который определили как отношение скорости счета в разных энергетических диапазонах (10–50 кэВ/3–50 кэВ), и нашли зависимость его величины от рентгеновского потока по данным $RXTE$, измеренным в интервале 3 – 60 кэВ в единицах 10^{-9} эрг/с/см$^{-2}$. На рис. 5.12 представлена зависимость коэффициента жесткости HC от уровня рентгеновского потока источника 4U 1820–30 в интервале 3 – 60 кэВ. Как следует из графика, 4U 1820–30 показывает “J”-образную диагональную форму трека с короткой верхней и удлиненной нижней ветвями, которые соединены в точке наименьшего потока от источника. “Спектральные” ветви отождествлены как спектральные состояния *island* (IS), *lower banana* (LB) и *upper banana* (UB). Направление перехода IS→LB→UB, при котором температура kT_e непрерывно снижается от 21 кэВ до 2.9 кэВ (из сравнения с правой панелью рис. 5.11) показано стрелкой.

Как будет показано далее (разд. 5.2.6), идентификация состояний на этой диаграмме соответствует результатам одновременного спектрального и временного анализа рентгеновского излучения объекта, как в настоящем, так и в предыдущем исследовании этого источника [342, 351].

Обнаружено, что по мере того, как источник переходит из состояния IS в состояние LB коэффициент жесткости HC падает от 0.25 до 0.1, хотя поток в интервале 3–60 кэВ остается квазипостоянным. Когда же источник совершает дальнейший переход от состояния LB к состоянию UB коэффициент жесткости HC начинает возрастать от 0.12 до 0.35 с одновременным нарастанием потока (3 – 60 кэВ). Таким образом, коэффициент жесткости HC или рентгеновский поток не могут быть однозначными характеристиками состояния источника 4U 1820–30.

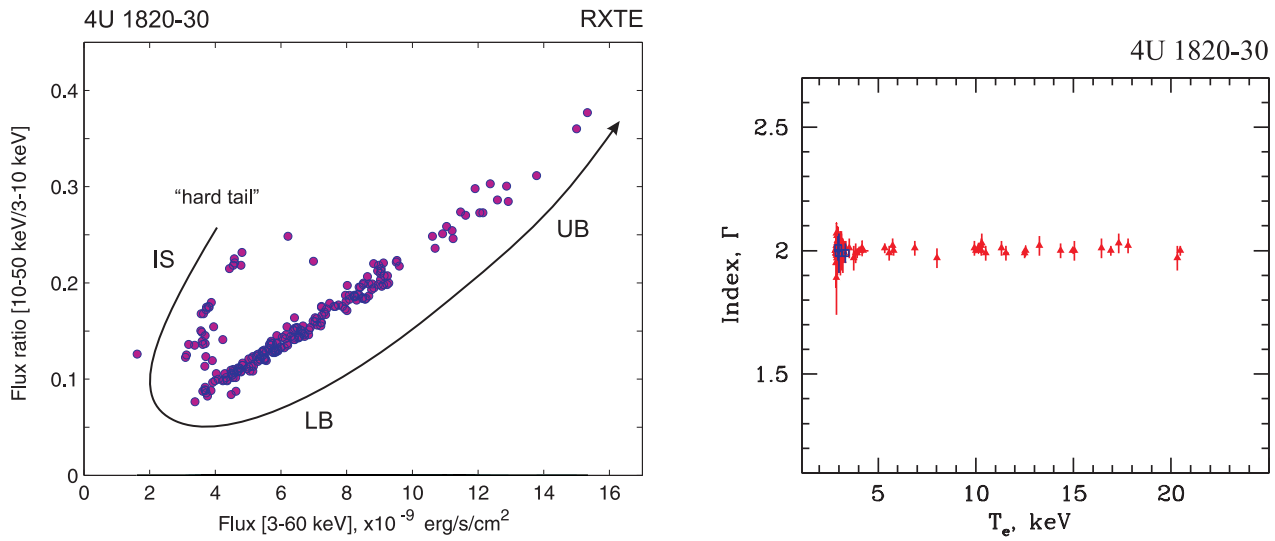

Рис. 5.12: *Слева:* Отношение потоков [10 – 50 кэВ/3 – 50 кэВ] как функция потока в интервале 3 – 60 кэВ в источнике 4U 1820–30 по данным *RXTE*. Указаны спектральные состояния *island* (IS), *lower banana* (LB) и *upper banana* (UB) и направление перехода IS→LB→UB, при котором температура kT_e непрерывно снижается от 21 кэВ до 2.9 кэВ. *Справа:* Фотонный индекс Γ, как функция электронной температуры T_e (в кэВ), при аппроксимации спектров 4U 1820–30 моделью $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$ во время вспышечных переходов (табл. 5.8 и 5.9). *Синие* и *красные* точки соответствуют наблюдениям *Беппо*SAX и *RXTE*.

5.2.4.2 Характеристики во время состояния повышенной светимости

В 2001−2002 гг. было зарегистрировано достаточное количество рентгеновских вспышечных эпизодов 4U 1820–30 по данным *RXTE* (сет *R*4) с плотным временным покрытием профиля вспышек. Это позволило выявить как общие тенденции спектральных и временных характеристик во время соответствующих переходов, так и существенно различные свойства в состояниях высокой и низкой светимости.

На рис. 7 и 8 [361] и рис. 5.14 представлены результаты спектрального анализа этих наблюдений с использованием нашей спектральной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$. На *верхних* панелях показана эволюция скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 50 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно). Электронная температура kT_e (в кэВ) в период повышенной светимости слабо варьируется, например, в интервале 2.9 – 4 кэВ для дат MJD 50490 – 50700 или практически постоянна около 3 кэВ для дат MJD 51200 – 51500. Параметры нормировки в модели *CompTB* и *blackbody* представлены на предпоследней снизу панели, где можно видеть, что *CompTB* нормировка коррелирует с мягким рентгеновским потоком (3 – 10 кэВ, ASM), в то время как *blackbody* нормировка варьируется очень незначительно. Фотонный индекс $\alpha = \Gamma - 1$ для этих сетов наблюдений показывает уникальное постоянство на уровне $\alpha \sim 2$.

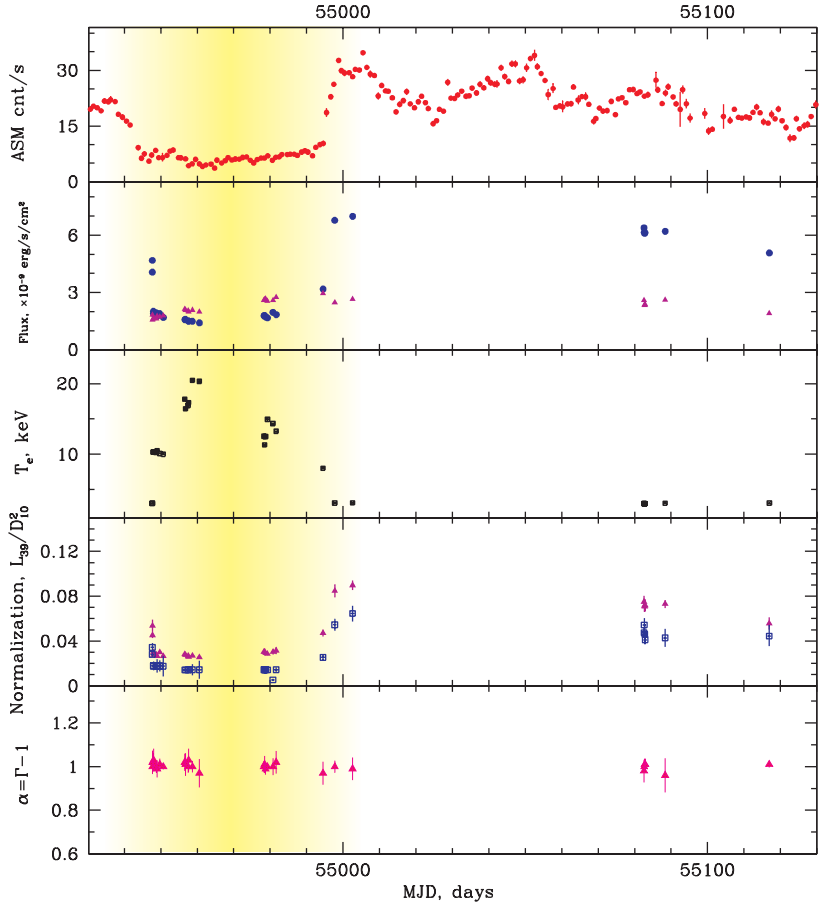

Рис. 5.13: *Сверху вниз* показана эволюция скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 65 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели *CompTB* и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$ для наблюдений 4U 1820–30 в 2009 г. (сет *R7*). Фаза *квазиплато* во время состояния низкой светимости 4U 1820–30 отмечена оранжевой вертикальной полосой.

5.2.4.3 Характеристики во время состояния пониженной светимости

С конца апреля 2009 г. 4U 1820–30 показывал уникально затяжное низкое/жесткое состояние на энергиях ниже 10 кэВ, которое наблюдалось со спутников *Swift* и *RXTE* (рис. 5.13). При этом с 24 апреля 2009 г. (MJD 54945), яркость источника постепенно возрастала, главным образом, в жестком диапазоне (15 – 50 кэВ) по данным детектора Swift/Burst Alert Telescope (BAT), с невысокой скоростью счета, например, 7 июня 2009 г. она составляла 0.032±0.002 отсч./см^2/с (145 мКраб), усредненной в течение дня [352]. Для сравнения укажем, что максимальный средний уровень скорости счета для этого источника по данным *Swift*/BAT составляет 0.14 отсч./см^2/с.

Это уникальное состояние объекта также было зарегистрировано и детально прописано в наблюдениях детекторов ASM и RXTE обсерватории *RXTE*. Полученные при этом кривые блеска показывают, что 4U 1820–30 действительно находился в уникально долгоживущем низком состоянии с конца апреля 2009 г. Как видно из рис. 5.13, это состояние

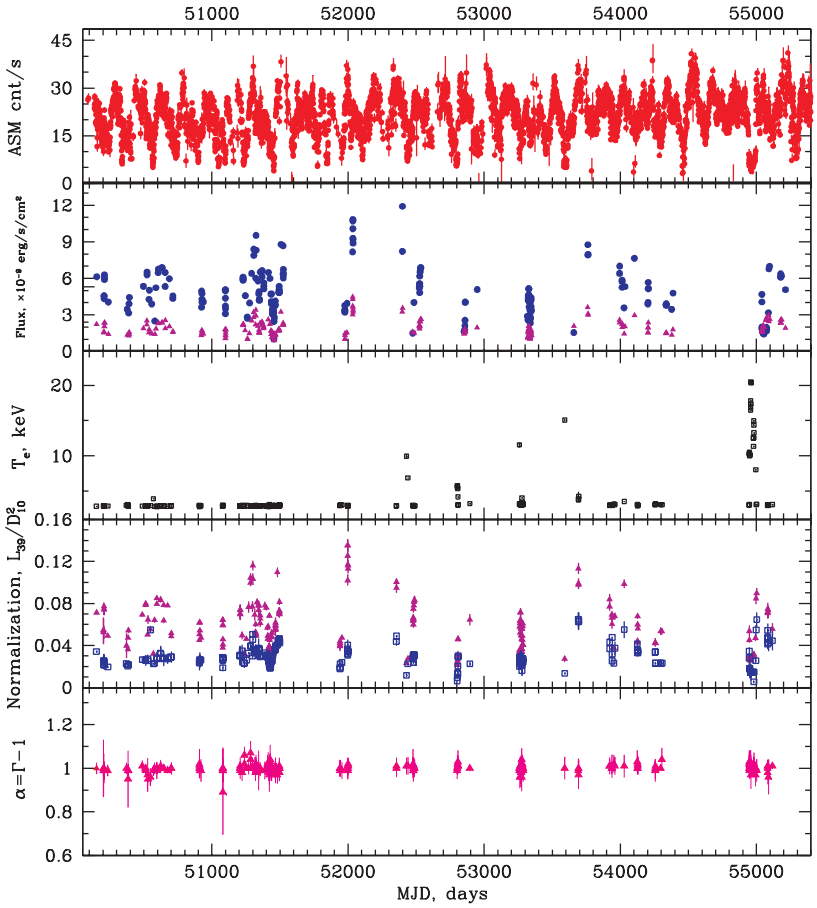

Рис. 5.14: *Сверху вниз* показана эволюция скорости счета *RXTE*/ASM, модельного потока в энергетических диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 50 кэВ (*синие и малиновые* точки, соответственно), электронной температуры kT_e (в кэВ), параметров нормировки в модели *CompTB* и *blackbody*, а также фотонного индекса $\alpha = \Gamma - 1$ для всех сетов наблюдений (*R1* - *R7*). Фазы нарастания вспышки отмечены вертикальными синими полосами, при этом моменты пиков вспышек указаны стрелками сверху панелей.

началось с момента MJD 54944, когда скорость счета по данным ASM (1 – 12 кэВ) резко упала, хотя жесткий поток сразу же показал тенденцию роста по данным монитора BAT. В течение этого низкого состояния скорость счета по данным ASM составила в среднем всего 6.0±0.5 отсч./с, хотя средний уровень при долгопериодическом усреднении для этого объекта достигает ∼20 отсч./с. Во время этого низкого состояния детектор *RXTE*/PCA показывает подобное снижение скорости счета от ∼4000 отсч./с до ∼1000 отсч./с. Этот тип переменности является *атипичным* для 4U 1820–30 за последние 10 – 15 лет. Обычно мягкое рентгеновское состояние длится от 1 до 2 недель.

Мы также нашли, что рентгеновские спектры 4U 1820–30 на протяжении всей долгой фазы пониженной светимости (MJD 54955 – 54982) оставались достаточно стабильными в терминах параметра *CompTB* нормировки. При этом был обнаружен рост электронной температуры kT_e Комптонизировнной плазмы от 3 кэВ до 20 кэВ в период MJD 54950 – 54960, после чего kT_e постепенно снизилась опять до 3 кэВ, когда рентгеновская све-

тимость опять начала возрастать к концу этого квази-плато (MJD 55000). Параметры аппроксимации соответствующих спектров приведены в табл. 5.9. Важно подчеркнуть, что при этом источник совершил переход между состояниями *Island* и *Banana*, который характеризуется спектрами с постоянным фотонным индексом Γ около 2 (см. комбинированный рис. 5.14).

5.2.5 Параметризация спектральных переходов в 4U 1820–30

Таким образом, в 4U 1820–30 переходы между состояниями однозначно идентифицируются параметром kT_e в нашей спектральной модели. А именно переход между жестким и мягким состояниями происходит при изменении электронной температуры kT_e от 15 – 20 кэВ до 3 кэВ. При этом вспышечные переходы от жесткого к мягкому состоянию обычно характеризуются значительным увеличением мягкого рентгеновского потока N_{com} (правая панель рис. 5.11 и левая панель 5.12). В рамках этой параметризации, жесткое состояние характеризуется максимальной электронной температурой Комптоновского облака T_e^{max}, в то время как мягкое состояние – минимальной температурой T_e^{min}. Заметим, что электронная температура T_e связана с энергией завала рентгеновского спектра. Поэтому, предложенная параметризация фактически основана на изменении энергии завала спектра. В отличие от ситуации в двойных системах с НЗ, в двойных с ЧД основным параметром, характеризующим спектральное состояние является переменный фотонный индекс [19].

Мы проверили статистическую гипотезу $\Gamma_{appr} \approx 2$ с использованием критерия χ^2. Для этого, также, как и в предыдущей главе, получили распределение $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\Gamma_i - \Gamma_{appr}}{\Delta\Gamma_i}\right)^2$ как функция Γ_{appr} и нашли единственный минимум около 1, что соответствует интервалу $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.01$ по уровню значимости 67% и $\Gamma_{appr} = 1.99 \pm 0.02$ по уровню значимости 99% для 234 ст. св., соответственно (см. подобную диаграмму $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr})$ для 4U 1728–34 в [129] или рис. 4.5 (левая панель) в главе 4). Это согласуется с предположениями, выдвинутыми в предыдущих разделах и работах [255, 129, 130] с использованием данных *Beppo*SAX и RXTE о том, что фотонный индекс Γ около 2 характерен для спектров многих НЗ, наблюдаемых в разных спектральных состояниях и во время переходом между этими состояниями. В работе [255] уже было предложено характеризовать спектральное состояние НЗ электронной температурой T_e и показано, что фотонный индекс не подходит для этой роли, поскольку $\Gamma = 2 \pm 0.2$ (или $\alpha = 1 \pm 0.2$), когда kT_e изменяется от 2.9 до 21 кэВ для рассмотренного ими набора НЗ.

5.2.6 Корреляции спектральных и временных характеристик в 4U 1820–30

Анализ кривых блеска, полученных детектором RXTE, выполнен с помощью программы *powspec* пакета FTOOLS 5.1 аналогично изложенному в разд. 5.1.4.2. Для временного анализа в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ, мы использовали данные детектора PCA обсерватории RXTE в *event* моде (с временным разрешением 1.2×10^{-4} с) и получили СМ в частотном интервале 0.1 – 500 Гц. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. В дальнейшем мы использовали пакет QDP/PLT при моделировании СМ для 4U 1820–30.

5.2.6.1 Спектральные и временные характеристики во время состояния низкой светимости

На рис. 5.15 показаны основные спектрально-временные характеристики рентгеновского излучения 4U 1820–30 во время уникального затяжного состояния пониженной светимости источника. На *верхней* панели приведена рентгеновская кривая блеска (скорость счета) по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 2000 г. ($R7$), где красными/синими точками A, B и C отмечены моменты MJD = 54947.6/54956.5, 54958.6/55002.6 и 54997.7/54960.36, для привязки к разным фазам перехода. На *нижних* панелях мы демонстрируем спектры мощности в энергетическом диапазоне 15 – 30 кэВ (*левая* колонка) показанные в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E{*}F(E)$, *правая* колонка), соответствующих точкам A, B и C рентгеновской кривой блеска. Все точки [*красная* A (94090-01-01-00), *синяя* A (94090-01-02-03), *красная* B (94090-01-02-02), *красная* C (94090-01-04-03)], за исключением *синей* B и *красной* C, связаны с состоянием *island* (в котором доминирует частотноограниченный шум и отсутствует сверхнизкочастотный шум). СМ, соответствующие точкам B (*синяя*, 94090-02-02-00) и C (*красная*, 94090-0103-00), соответствуют переходу между состояниями *island* и *lower banana*. При этом *синий* спектр в точке B характеризуется сверхнизкочастотным шумом (very low frequency noise), сопровождаемым частотноограниченной шумовой компонентой, которая трансформирована в КПО (широкий Лоренциан с центроидом частоты ν_h около 7 – 10 Гц). Наблюдательные спектры (*правая нижняя* панель) указаны синими и красными точками в соответствии со спектрами мощности (*левая нижняя* панель), для которых указана модельная температура kT_e.

5.2.6.2 Спектральные и временные характеристики во время состояния высокой светимости

На *верхней* панели приведена рентгеновская кривая блеска (скорость счета) по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 1999 г. ($R3$). Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты 51283.6/51300, 51313.7/51330.5 и 51389.4/51396.26, покрывающие разные фазы перехода. *Нижние* панели: спектры мощности в энергетическом диапазоне 15 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E * F(E)$, *правая* колонка), соответствующие точкам A, B и C рентгеновской кривой блеска. На *нижних правой* и *левой* панелях представлены спектры мощности в энергетическом диапазоне 15 – 30 кэВ и одновременные энергетические спектры (в единицах $E * F(E)$), соответственно, для точек A (верхняя панель, *красный* спектр мощности), B (средняя панель, *синий* СМ) и C (нижняя панель, *синий* СМ) кривой блеска. Все точки относятся к состоянию *banana*, характеризуемому значительным частотноограниченной шумовой компонентой, сверхнизкочастотной шумовой компонентой и КПО на частотах ν_l ~6 – 7 Гц в момент MJD 51389.4 (*красная* точка C, 40017-01-12-00; см. *красный* спектр мощности на панели C1). СМ на панели C1 иллюстрируют переход между состояниями *island* – *lower-banana*. Наблюдательные энергетические спектры (*правая нижняя* панель) приведены в соответствии со спектрами мощности (*левая нижняя* панель), для которых электронная температура kT_e удерживается на минимальном значении около 3 кэВ.

На рис. 5.17 показаны спектры мощности 4U 1820–30, относящиеся к разным рентгеновским спектральным состояниям (перечисленным справа на цветовой врезке). Справа по вертикали также указаны значения T_e (в кэВ), соответствующие энергетическим

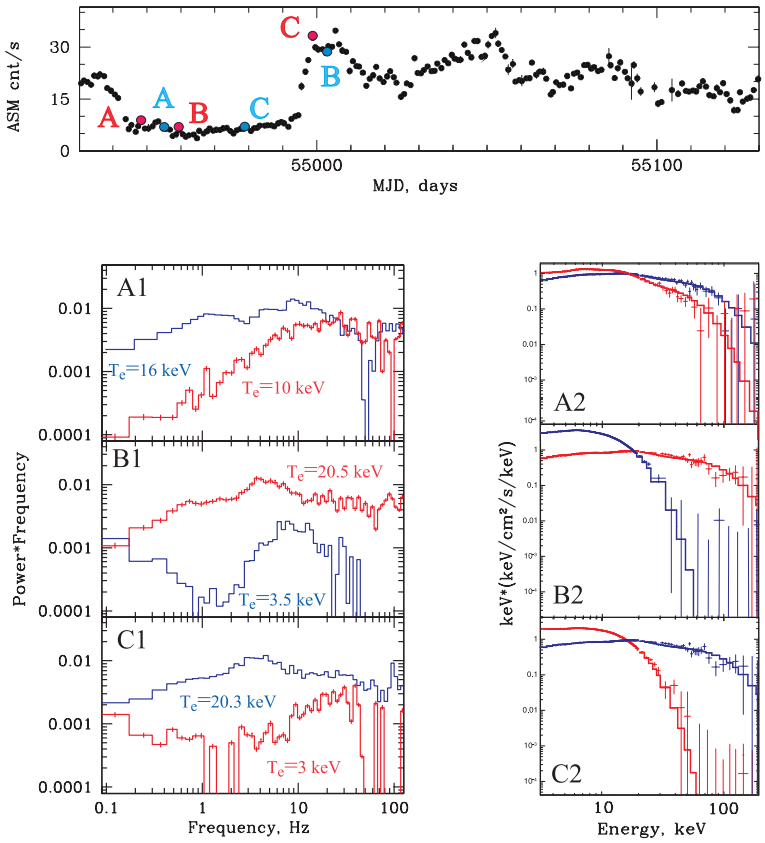

Рис. 5.15: *Верхняя* панель: скорость счета по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 2000 г. ($R7$). Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты MJD = 54947.6/54956.5, 54958.6/55002.6 и 54997.7/54960.36, покрывающие разные фазы перехода. *Нижние* панели: спектры мощности в энергетическом диапазоне 15 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E * F(E)$, *правая* колонка), соответствующие точкам A, B и C рентгеновской кривой блеска. Наблюдательные спектры (*правая нижняя* панель) указаны синими и красными точками в соответствии со спектрами мощности (*левая нижняя* панель), для которых указана модельная температура kT_e.

спектрам. Спектры мощности для состояний: extreme island state (EIS), island state (IS, умноженный на 10^{-2} для ясности), lower left banana state (LLB, $\times 10^{-4}$), lower banana state (LB, $\times 10^{-6}$) и upper banana state (UB, $\times 10^{-8}$) представлены последовательно *сверху – вниз*. Гистограммы состоят из четырех компонент: сверхнизкочастотного шума (VLFN, *very low frequency noise* в состояниях *banana*), частотноограниченной шумовой компонентой с отчетливым максимумом, низкочастотными КРО, описываемые Лоренцианами (ν_l, ν_h) и высокочастотными КПО (ν_{hHz}) (см. терминологию в [353] и приложение A.2).

5.2.7 Замечания о происхождении "*жесткого хвоста*" в рентгеновском спектре *atoll*-источника 4U 1820–30

В то время как происхождение тепловой Комптонизационной компоненты вполне понятно и трактуется, как излучение мягких фотонов, исходящих из аккреционного диска и поверхности НЗ, которые рассеиваются с возрастанием энергии на горячих электронах,

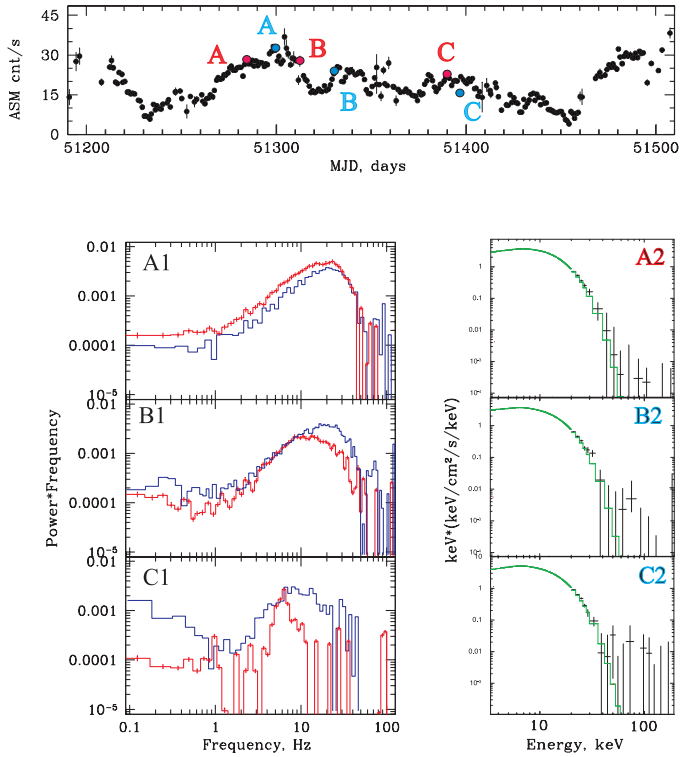

Рис. 5.16: *Верхняя* панель: рентгеновская кривая блеска (скорость счета) по данным RXTE/ASM во время вспышечной активности в 1999 г. ($R3$). Красными/синими точками A, B и C отмечены моменты 51283.6/51300, 51313.7/51330.5 и 51389.4/51396.26, покрывающие разные фазы перехода. *Нижние* панели: спектры мощности в энергетическом диапазоне 15 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в сопоставлении с одновременными энергетическими спектрами (в единицах $E * F(E)$, *правая* колонка), соответствующие точкам A, B и C рентгеновской кривой блеска. Наблюдательные энергетические спектры (*правая нижняя* панель) приведены в соответствии со спектрами мощности (*левая нижняя* панель), для которых электронная температура kT_e удерживается на минимальном значении около 3 кэВ.

происхождение же высокоэнергичного "*хвоста*" менее понятно. В свою очередь, радиоизлучение, регистрируемое от 4U 1820–30 [351], предполагает наличие джета, который может вносить вклад в рентгеновское излучение объекта. В этом случае, наиболее вероятным механизмом формирования жесткого степенного хвоста является обратный Комптон эффект на нетепловых электронах джета. Заметим, что рентгеновские нетепловые степенные хвосты также наблюдаются в мягких состояниях ЧД (см. также обзоры, напр., [19, 354] и [355] о детектировании протяженных рентгеновских хвостов в жестких состояниях РДС с ЧД Cyg X–1 и GX 339–4, соответственно, и в РДС с НЗ, напр., в Z-источниках [256, 356, 357, 358]). Однако эти протяженные хвосты также находят и в *atoll* источниках [346].

Аддитивные модели, которые применяются для аппроксимации спектров 4U 1820–30, нуждаются в дополнительной степенной компоненте (непосредственной или с учетом Комптонизации, т.е. такие как `compTT`, `compPS`, `compTB`) для описания жесткого спектрального хвоста выше 80 кэВ [349]. Однако такой подход вводит учет излучения в *жестком хвосте* неизвестного нетеплового происхождения. С другой стороны, наше предполо-

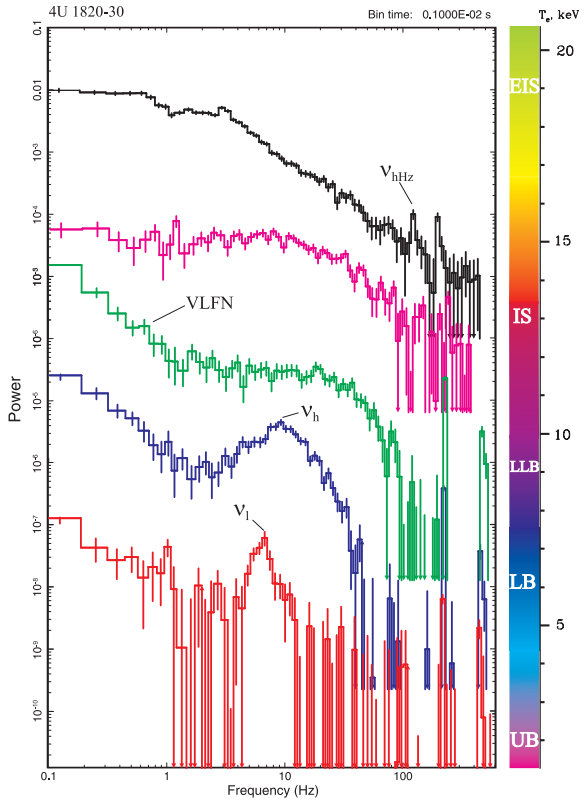

Рис. 5.17: Спектры мощности 4U 1820–30, относящиеся к разным рентгеновским спектральным состояниям (перечисленным справа на цветовой врезке). Справа по вертикали также указаны значения T_e (в кэВ), соответствующие энергетическим спектрам. Спектры мощности для состояний: extreme island state (EIS), island state (IS, умноженный на 10^{-2} для ясности), lower left banana state (LLB, $\times 10^{-4}$), lower banana state (LB, $\times 10^{-6}$) и upper banana state (UB, $\times 10^{-8}$) представлены последовательно *сверху – вниз*. Гистограммы состоят из четырех компонент: сверхнизкочастотного шума (VLFN, *very low frequency noise* в состояниях *banana*), частотноограниченной шумовой компонентой с отчетливым максимумом, низкочастотными КРО, описываемые Лоренцианами (ν_l, ν_h) и высокочастотными КПО (ν_{hHz}).

жение позволяет описать рентгеновский спектр 4U 1820–30 во всех спектральных состояниях в рамках одной и той же модели без привлечения специфической композиции разных модельных компонент в разных спектральных состояниях. В самом деле, в нашей модели (см. разд. 5.2.4.3 – 5.2.6.2 мы описываем излучение в *жестком хвосте* с использованием тепловой Комптонизационной компоненты, электронная температура kT_e которой возрастает до 20 кэВ при снижении степени облучения f (см. рис. 5.11 (слева) и 5.19).

5.3 Сравнительный анализ спектральных и временных характеристик *atoll* источников 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34

В данной главе, мы изучили корреляции спектральных и временных характеристик, как функцию скорости аккреции, наблюдаемые в рентгеновских лучах в ряде *atoll* источников во время их спектральных переходов. При этом усилия сфокусированы на исследовании

подобий и отличий между *atoll* источниками. В рамках такого подхода далее представлен сравнительный анализ на примере трех *atoll* источников: 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34 с использованием одинаковой спектральной модели, которая включает в себя низкотемпературную чернотельную, Комптонизированную компоненты и линии излучения с Гауссовым профилем.

5.3.1 Постоянство фотонного индекса

Atoll источники 4U 1820–30, GX 3+1, 4U 1728–34 демонстрируют подобное поведение фотонного индекса Γ как функцию скорости аккреции вещества диска (или параметра CompTB нормировки), а именно квазипостоянство фотонного индекса Γ, величины которого распределены около уровня 2 (рис. 5.18). Согласно [255, 129, 130], этот результат может указывать на то, что энерговыделение в Комптоновском облаке значительно превышает охлаждающий поток мягких фотонов для этих трех источников.

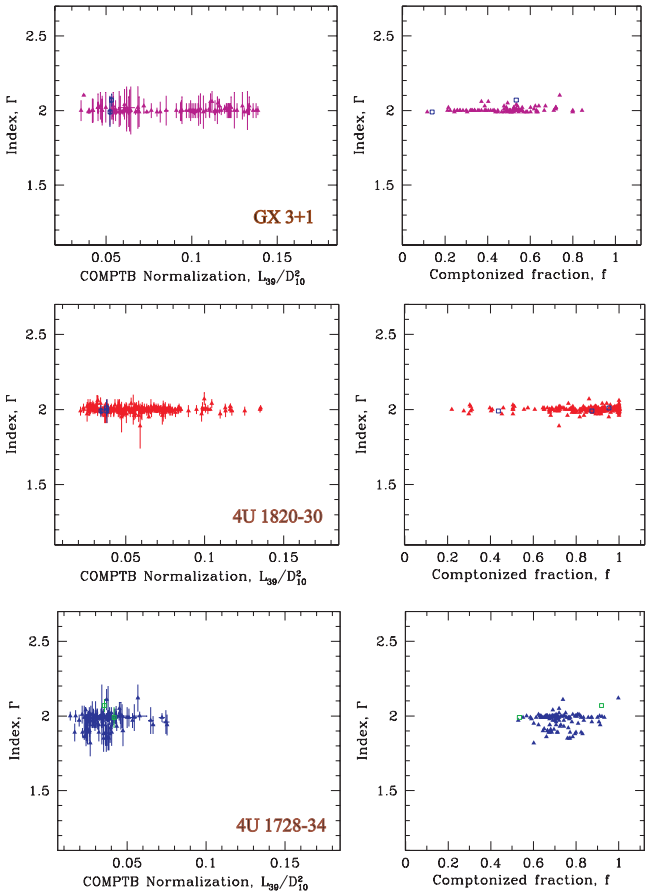

Рис. 5.18: *Сверху – вниз:* зависимости Γ от параметра CompTB нормировки (*левая колонка*) и от степени облучения f (*правая колонка*) для GX 3+1 (*сверху*) 4U 1820–30 (*посередине*) и 4U 1728–34 (*снизу*), полученные с использованием модели $wabs * (blackbody + CompTB + Gaussian)$. На двух верхних рядов *синие* точки для GX 3+1 и 4U 1820–30, а также *зеленые* точки для 4U 1728–34 (нижнего ряда) соответствуют данным *Beppo*SAX, при этом остальные точки получены по данным *RXTE*.

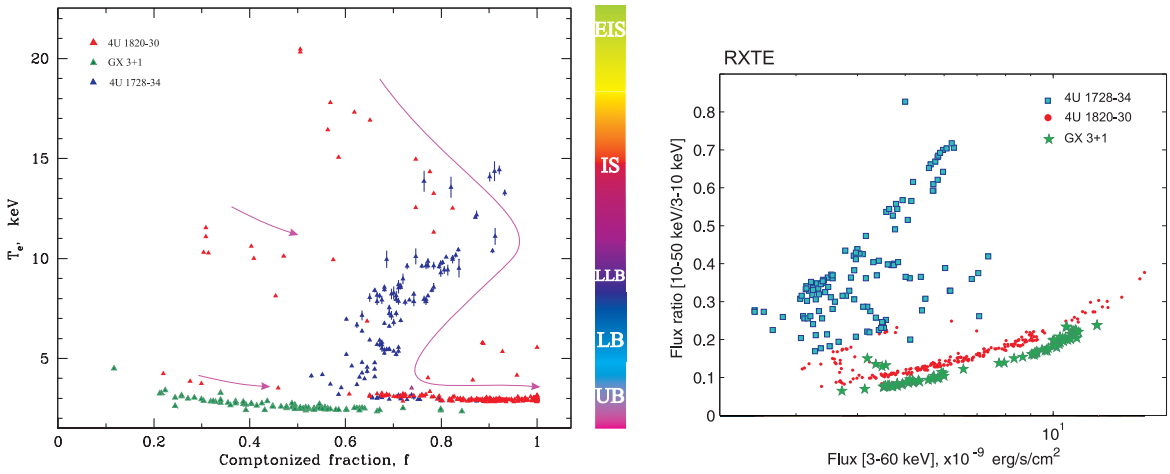

Рис. 5.19: *Слева*: зависимость электронной температуры T_e (в кэВ) от степени облучения f для 4U 1820–30 [361], GX 3+1 [130] и 4U 1728–34 [129] во время спектральных переходов, полученная с использованием спектральной модели $wabs*(blackbody+CompTB+Gaussian)$. *Красные, зеленые* и *синие* точки соответствуют *RXTE* наблюдениям 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34, соответственно. *Изогнутыми стрелками* указано направление нарастания скорости аккреции вещества диска. Справа приведена последовательность состояний транзиентных НЗ. *Справа*: зависимость отношения потоков (10 – 50 кэВ/3 – 50 кэВ) от мягкого рентгеновского потока в интервале 3 – 60 кэВ для 4U 1820–30 (*красные* точки [361]), 4U 1728–34 (*синие* точки [129]) и GX 3+1 (*зеленые* точки [130]).

5.3.2 Отличие и подобие поведения kT_e в atoll-источниках

Из рис. 5.19 (слева) можно видеть, что диапазоны изменения электронной температуры kT_e плазмы Комптоновского облака при индивидуальной эволюции спектральных состояний разных источников различны. Так, электронная температура kT_e в 4U 1728–34 изменяется от 3 до 15 кэВ, в то время как kT_e в GX 3+1 варьируется в более узких пределах, kT_e почти всегда близка к 3 кэВ. В свою очередь, источник 4U 1820–30 демонстрирует широкий интервал kT_e от 2.9 кэВ до 21 кэВ, в некотором смысле подобен объекту 4U 1728–34, однако лучше прописывает низкотемпературный участок. Заметим, что этот низкотемпературный режим в 4U 1820–30 и GX 3+1 является подобным и в терминах параметра нормировки $N_{\rm Com}$ =(4 – 15)$\times L_{39}/D_{10}^2$, или скорости аккреции (правая панель рис. 5.11) и степени Комптонизации $f = 0.2 - 0.8$ (левая панель на рис. 5.19), хотя объекты 4U 1820–30 и 4U 1728–34 подобны с учетом диапазона изменения нормировки $N_{\rm Com}$ =(2 – 4)$\times L_{39}/D_{10}^2$ (правая панель на рис. 5.11) и $f = 0.5 - 0.8$ (левая панель на рис. 5.19) для высокотепературного режима. Однако, в отличие от 4U 1728–34, источник 4U 1820–30 имеет дополнительную ветвь промежуточных температур (8 – 12 кэВ), когда степень Комптонизации относительно мала, $f < 0.5$ (левая панель на рис. 5.19). Отметим, что все рассмотренные объекты имеют общий температурный интервал 3 – 4 кэВ, когда $N_{\rm CompTB}$ (или скорость аккреции) достигает относительно высоких значений.

Таким образом, согласно [255] и настоящему исследованию [129, 130, 361], электронная температура kT_e для *atoll* источников варьируется от 2.5 до 25 кэВ. В частности, общий интервал kT_e для 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34 составляет около 3 кэВ и нижний предел электронной температуры 2.5 кэВ достигается в пике рентгеновской светимости

Таблица 5.11: Сравнение характеристик "*atoll*" источников 4U 1820–30, GX 3+1[1] и 4U 1728–34[2]

Источник	D, кпс	Тип звезды-донора	i, °	kT_e кэВ	N_{com}, L_{39}^{soft}/D_{10}^2	kT_{BB}, кэВ	kT_s, кэВ	f	t_{tr}, дни
GX 3+1	4.5[3]	A	-	2.3-4.5	0.04-0.15	0.6	1.16-1.7	0.2-0.9	1000
4U 1820–30	5.8-8[4]	WD	43±9[5]	2.9-21.0	0.02-0.14	0.6	1.1-1.7	0.2-1	170
4U 1728–34	4.2-6.4[6]	?	-	2.5-15	0.02-0.09	0.6-0.7	1.3	0.5-1	15

Ссылки: [1] [130]; [2] [129]; [3] [308], [4] [198]; [5] [359]; [6] [259].

для 4U 1728–34 [129] и во время локальных рентгеновских всплесков GX 3+1 [130], а также во время фаз повышенной светимости источника 4U 1820–30.

Что касается диапазона температур диска и НЗ, они схожи для всех трех объектов, а именно, $kT_{BB} \simeq 0.6$ кэВ и $kT_s = 1.1-1.7$ кэВ, соответственно (табл. 5.11). С другой стороны, интервалы изменения электронной температуры kT_e сильно различны и причины такого различия очевидны. В то время как источники 4U 1820–30 и 4U 1728–34 показывают полный цикл смены эволюционных состояний, от *island*, проходя через *lower banana*, до *upper banana* состояния для 4U 1820–30, и от *extreme island* до *upper banana* состояния для 4U 1728–34 [271, 129], *atoll* источник GX 3+1 [130] демонстрирует лишь короткий трек от *lower banana* до *upper banana* состояния на цветовой диаграмме. Из рис. 5.19 (слева) ясно видно, что GX 3+1 показывает только часть полного трека, возможного/типичного для *atoll*-источников (см. морфологию треков *atoll* источников в [284]).

В качестве отличия между atoll-источниками 4U 1820–30 и 4U 1728–34, которые показывают почти идентичные диапазоны изменения температур kT_e и подобную временную эволюцию рентгеновского спектра, следует указать их очень разную эволюцию на цветовых диаграммах (правая панель на рис. 5.19), где представлена зависимость жесткости потоков (10 – 50 кэВ/3 – 50 кэВ) от мягкого рентгеновского потока в интервале 3 – 60 кэВ. В самом деле, *atoll* источник 4U 1728–34 (*синие* точки) оказывается более слабым и более жестким, характеризуется более широким перепадом жесткости потоков, чем объект 4U 1820–30 (*красные* точки).

5.3.3 Зависимость эволюционного цикла от средней светимости *atoll*- источников

Далее сравнительный анализ эволюции спектральных параметров невозможен без учета фактора разной средней светимости каждого из *atoll* источников и ширины диапазона изменения светимости для 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34 based on *luminosity*, которая предположительно пропорциональна параметру *CompTB* нормировки и, следовательно, скорости аккреции вещества диска с учетом расстояний до этих источников (табл. 5.11). А именно, расстояния несколько различны, для 4U 1820–30 расстояние определено в интервале 5.8 – 8 кпс [198], в то время как для 4U 1728–34 и GX 3+1 оценки расстояний составляют 4.5 кпс [259] и 4.2–6.4 кпс [308], соответственно. На рис. 5.11 (справа) показано изменение *CompTB* нормировки (связанной с величиной *светимости* в мягком рентгеновском диапазоне) для этих*atoll* источников в зависимости от электронной температуры kT_e.

Очевидно, что 4U 1820–30 охватывает более широкий интервал величин *CompTB* нормировки, чем 4U 1728–34 и GX 3+1. Заметим также, что состояние повышенной светимо-

сти (или $N_{\rm CompTB}$) 4U 1820–30 очень подобно GX 3+1: $N_{\rm CompTB} = (4-15)\times L_{39}/D_{10}^2$, степень Комптонизации f =0.2 – 0.8 (левая панель на рис. 5.19) и электронные температуры kT_e слабо переменны около значения 3 кэВ. Хотя состояние низкой светимости в 4U 1820–30 оказывается ближе к условиям источника 4U 1728–34: $N_{\rm CompTB} = (2-5)\times L_{39}/D_{10}^2$ (левая панель на рис. 5.19), f =0.5 – 0.8 и kT_e изменяется от 5 до 20 кэВ (левая панель на рис. 5.19).

5.3.4 Различие и сходство временных масштабов эволюции спектральных состояний

Следует особо отметить, что эти три *atoll* источника осуществляют переходы между состояниями низкой и высокой светимости в разных временных шкалах. В частности, разные временные масштабы переменности рентгеновского потока для 4U 1728–34, 4U 1820–30 и GX 3+1 вероятно обусловленные разной скоростью аккреции вещества диска, составляют ∼10 дней, 100 дней и 1000 дней, соответственно. Однако эти источники показывают переход между состояниями LB и UB, при этом трассируют одинаково узкий интервал низких температур kT_e (около 3 кэВ) и успевают совершить этот переход за одинаковое короткое время (от часов до дней). Отметим, что сравнение темпов их эволюции облегчается в условиях одинаковости их температур kT_{BB} и kT_s и то, что они находятся примерно на одинаковых расстояниях от Земли. Единственное различие спектральной эволюции этих объектов заключается в разных диапазонах изменения электронной температуры kT_e Комптонизированной компоненты.

5.3.5 Корреляция $f(kT_e)$ как функция положения на цветовой диаграмме

Как можно видеть из табл. 5.11, что пределы изменения параметра освещенности f составляют $0.2-1.0$, $0.2-0.9$ и $0.5-1$ для 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34, соответственно. Это различие следует связывать с разными условиями освещенности Комптоновского облака в этих трех источниках.

На рис. 5.19 (слева) приведена последовательность спектральных состояний транзиентных НЗ, EIS – IS – LLB – LB – UB [284]. Можно видеть, что изменение kT_e непосредственно связано со сменой этих состояний. Стрелками показано направление увеличения $\dot{M}$.

Кроме того, обнаружены три существенно разных трека на этой диаграмме $T_e(f)$ (левая панель на рис. 5.19) для трех источников 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34, а также показано как эти треки связаны с последовательностью стандартных спектральных состояний. Трек 4U 1820–30 состоит из трех сегментов, определяемых разной температурой T_e: высокой (12 – 21 кэВ), промежуточной (7 – 12 кэВ) и низкой температурой (2.9 – 6 кэВ), причем каждый сегмент характеризуется отрицательной корреляцией между T_e и f. В свою очередь, GX 3+1 демонстрирует только т.н. *низкотемпературный* сегмент трека. А именно, при возрастании вклада f, T_e монотонно снижается от 4.5 кэВ до ∼ 2.3 кэВ (для GX 3+1). Наконец, 4U 1728–34 показывает более сложный образец поведения, но в отличие от 4U 1820–30 и GX 3+1, имеет сегмент с положительной корреляцией между T_e и f от 4 до 12 кэВ. В частности, в высокотемпературном состоянии (EIS), при уменьшении T_e, степень освещенности Комптоновского облака f только слегка варьируется от 0.9 до 1. При дальнейшем снижении T_e от 12 кэВ до 4 кэВ, f резко снижается от 0.9 до 0.5. На финальной стадии, во время низкотемпературного режима (LB-UB) f возрастает от 0.5 до 0.8. Таким образом, показано, что эволюция состояний цветовой диаграммы может также

отслеживаться корреляцией между T_e и f.

5.3.6 Сравнение диаграмм жесткости рентгеновского излучения

Для сравнения свойств *atoll*-источников во время переходов в терминах рентгеновского потока (или светимости), был использован график зависимости HC (10–50 кэВ/3–50 кэВ) от величины рентгеновского потока в интервале 3 – 60 кэВ для трех источников: 4U 1820–30 (*красные* точки), GX 3+1 (*зеленые* точки) (*green*) и 4U 1728–34 (*синие* точки) (правая панель на рис. 5.19). Следует отметить, что треки имеют разную форму и местоположение на этой диаграмме. В самом деле, 4U 1820–30 показывает "J"-образную наклонную (или диагональную) форму зависимости с короткой верхней и удлиненной нижней ветками (см. также рис. 5.12, левая панель). Короткая ветка тесно примыкает к состоянию низкой светимости, в то время как удлиненная ветка покрывает широкий диапазон светимостей.

Сравнительный анализ формы и положения треков 4U 1820–30, GX 3+1 для 4U 1728–34 на диаграмме жесткости может указывать на их подобные физические условия формирования излучения этих объектов. В частности, короткая ветка "J"-образного трека 4U 1820–30 примыкает к области низкой светимости 4U 1728–34 (*синие* точки) и соответствует режиму высокой температуры kT_e в 4U 1820–30, так же как и в 4U 1728–34. В свою очередь, удлиненная ветвь трека 4U 1820–30 оказывается близкорасположенной к треку GX 3+1 (*зеленые* точки) и ассоциируется с режимом низкой электронной температуры kT_e (3 – 4 кэВ) и более мягкими спектрами, который также хорошо виден в GX 3+1.

Следует заметить, что среди рассмотренных *atoll* источников только в двух из них, GX 3+1 и 4U 1820–30, наблюдались супервспышки, причем в каждом источнике они происходили на участке удлиненной ветки. Интересно, что супервспышки детектировались а низких/мягких состояниях, т.е. во время интервалов рентгеновской кривой блеска низкой светимости, когда электронная температура kT_e оказывалась около 4 кэВ. В результате, можно заключить, что 4U 1820–30 показывает свойства, подобные GX 3+1 и находится в *промежуточном положении* между 4U 1728–34 и GX 3+1 в терминах их светимости. Этот наблюдательный факт может быть связан с одинаковым темпом переноса массы (в *"промежуточном"* состоянии) в этих двух источниках, 4U 1820–30 и GX 3+1. Таким образом, сравнение диаграмм жесткости позволяет диагностировать физические свойства различных объектов с помощью примыкающих треков источников с известными характеристиками.

5.4 Стабильность фотонного индекса, как спектральный признак НЗ

Выше была продемонстрирована стабильность фотонного спектрального индекса в многочисленных наблюдениях РДС с НЗ 4U 1820–30 [361], GX 3+1 [130], 4U 1728–34 [129] с использованием данных обсерваторий *Beppo*SAX и *RXTE*. На рис. 5.12 (справа), [361], 5.18 и 5.20 (левая колонка) показана зависимость Γ от модельных параметров: электронной температуры T_e (в кэВ), *CompTB* нормировки и степени Комптонизации f. Эти результаты были получены в применении модели тепловой Комптонизации к рентгеновским спектрам объектов с НЗ, зарегистрированным детекторами высокого разрешения обсерватории *Beppo*SAX и обсерватории *RXTE*. Для объяснения этого эффекта стабильного поведения фотонного индекса, обнаруженного в наблюдениях известных источников с НЗ,

предложено теоретическое обоснование в работах [255, 129], которое также изложено в разд. 4.6. Обоснование стабильности фотонного индекса основано на Комптонизационной модели. А именно, фотонный индекс является постоянным, когда поток мягких фотонов диска, перехватываемый переходным слоем, оказывается намного меньше, чем гравитационное энерговыделение в этом переходном слое. Эта модель обоснования стабильности индекса хорошо описывает реально обнаруженный эффект постоянства фотонного индекса для многих РДС с НЗ в наблюдениях обсерваториями *Beppo*SAX и *RXTE*.

5.5 Заключение

Проведен анализ рентгеновских спектральных и временных характеристик GX 3+1 и 4U 1820–30, наблюдаемых во время переходов между жесткими и мягкими спектральными состояниями по данным обсерваторий *Beppo*SAX и *RXTE*. При этом качество полученных спектральных данных обеспечено благодыря высокой чувствительности и разрешению детекторов *Beppo*SAX в интервале 0.3 – 200 кэВ, в сочетании с большим объемом наблюдений этих объектов обсерваторией *RXTE*.

Показано, что широкополосные рентгеновские спектры во время всех состояний могут быть адекватно аппроксимированы композицией компоненты *Blackbody*, Комптонизированной компоненты (*CompTB*) и компоненты *Gaussian* для всех состояний объектов. Обнаружено, что фотонный индекс Γ модельной Комптонизированной компоненты в GX 3+1 и 4U 1820–30 практически всегда находится на постоянном уровне около 2 (см. рис. 5.18, левая панель) и, следовательно, почти не зависит от параметра *CompTB* нормировки L_{39}/D_{10}^2, который пропорционален скорости аккреции вещества диска $\dot{m}$ (см. левую панель рис. 5.20) и температуры плазмы Комптоновского облака T_e (правые панели на рис. 5.7 и 5.12).

Также обнаружено, что Γ не зависит от величины *CompTB* нормировки, которая пропорциональна скорости аккреции. Отметим, что это постоянство индекса было подтверждено для множества других источников с НЗ, Cyg X-2, Sco X–1, GX 17+2, GX 340+0, GX 3+1, GX 349+2, X 1658-298, GS 1826-238, 1E 1724-3045, которые наблюдались обсерваторией *Beppo*SAX в разных спектральных состояниях (см. подробности в [255, 129, 130, 361]). Ключевым моментом используемого подхода было применение нормировки затравочных фотонов диска (*CompTB*), которая по определению пропорциональна $\dot{M}$, является фундаментальным параметром для установления эффекта стабильности индекса во время переходов между жестким и мягким спектральными состояниями. Интересно, что эта уникальная стабильность индекса обнаружена для всех источников с НЗ на одном и том же уровне $\Gamma = 2$ для всех спектральных состояний. В рамках нашего анализа, мы не нашли ни одного случая, когда фотонный индекс Γ отклонялся за пределы 2 ± 0.1. Поэтому, стабильность индекса может рассматриваться как внутреннее свойство двойных систем с НЗ (или как признак НЗ), по которому можно легко диагностировать наличие НЗ или ЧД в двойной системе. Так, при наличии ЧД в системе (например, GX 339–4, GRO J1655-40, XTE J1650–500, XTE J1550–564, 4U 1543- 47, XTE J1859+226, H 1743–322 GX 339–4, GRO J1655-40, XTE J1650–500, XTE J1550–564, 4U 1543- 47, XTE J1859+226, H 1743–322 [19], GRS 1915+105 [38], SS 433 [184]) индекс Γ монотонно возрастает во время перехода из жесткого в мягкое состояние и далее насыщается при больших значениях $\dot{M}$ (рис. 5.20). Причем фаза насыщения индекса в ЧД наступает, когда скорость аккреции превышает Эддингтоновский предел. В отличие от этого, поведение Γ, как функция $\dot{M}$ для рассмот-

ренных систем с НЗ (4U 1820–30, 4U 1728–34 и GX 3+1) кардинальным образом отличается от перечисленных выше примеров ЧД.

Относительно широкий диапазон изменения степени Комптонизации $f = 0.2 - 1$, полученное в рамках нашей спектральной модели, указывает на значительную переработку рентгеновского излучения диска в Комптоновском облаке в GX 3+1 и 4U 1820–30. Благодаря высокоточным данным *Беппо*SAX обнаружено существование двух источников чернотельного излучения, один из которых связан с аккреционным диском и другой ассоциирован с поверхностью НЗ, для которых температуры мягких фотонов составляют около 0.7 кэВ и 1.3 кэВ, соответственно.

В спектре мощности источников GX 3+1 и 4U 1820–30 детектирована эволюция КПО на частотах 6 – 20 Гц и сверхнизкочастотной и высокочастоной шумовых компонент во время переходов между состояниями *island* – *banana* (рис. 5.7, 5.15, 5.16).

Согласно полученным наблюдательным результатам, *по обнаружению постоянства спектрального индекса в GX 3+1 и 4U 1820–30, подтверждают теоретические аргументы, изложенные в разделе 4 настоящей диссертации и приведенные в работах [255, 129] о том, что энерговыделение в переходном слое Q_{cor} значительно превышает величину потока мягких фотонов диска, Q_{disk}, в системах с НЗ. Тем самым, аргументировано, что обнаруженное постоянство индекса является внутренним свойством РДС с НЗ, в то время как в ЧД индекс монотонно изменяется при изменении скорости аккрреции вещества диска и насыщается при больших значениях скорости аккреции [19].*

Однако этот спектральный признак, найденный и протестированный для *atoll*-источников в широком диапазоне светимостей, все же нуждается в наблюдательной проверке при достижении объектом экстремальных светимсостей, котороые, как правило, не наблюдаются в *atoll*-источниках, зато более войственны т.н.Z-источникам, о которых пойдет речь в следующей главе.

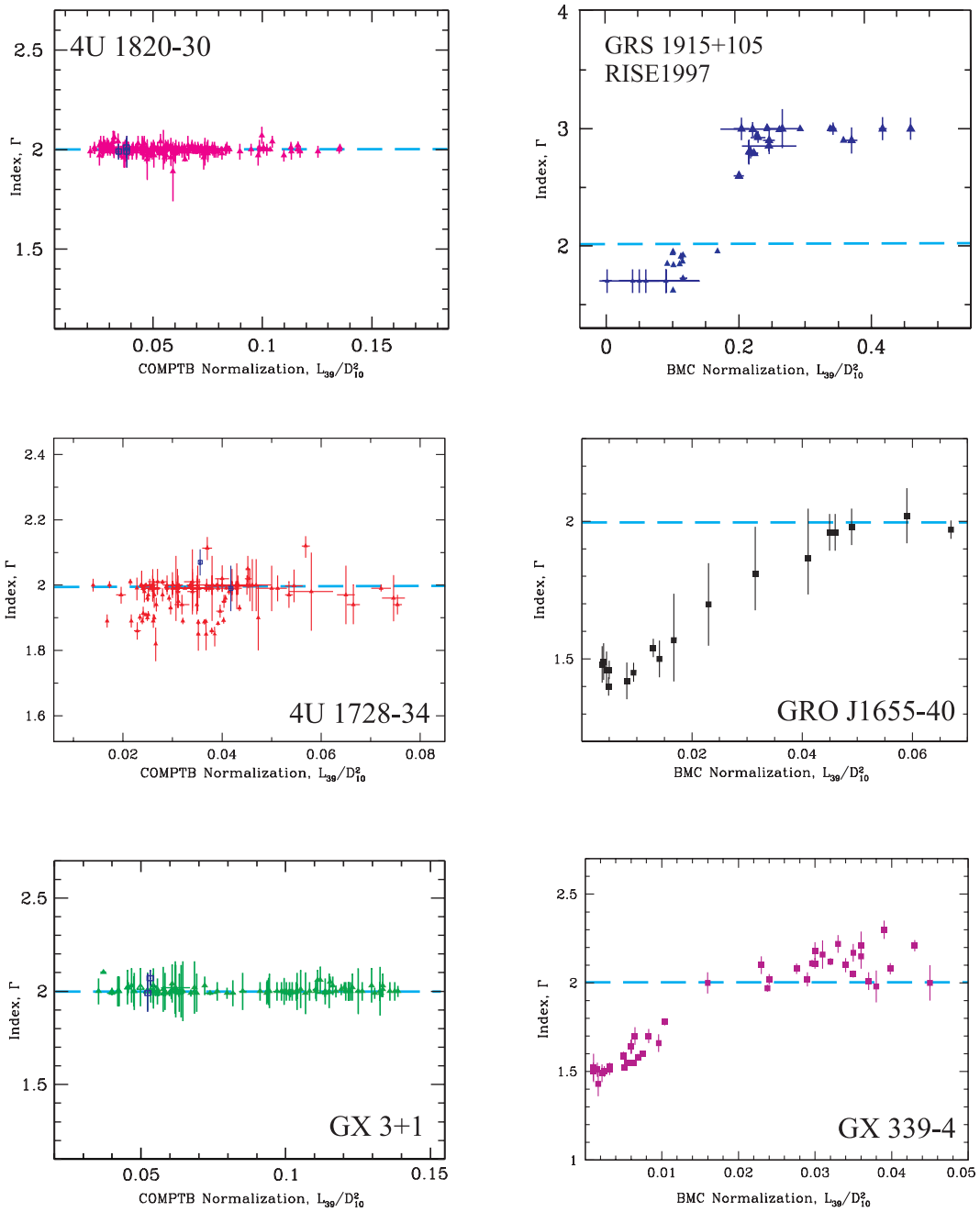

Рис. 5.20: Примеры поведения фотонного индекса Γ как функция скорости аккреции массы для РДС с черными дырами (правая колонка, GRS 1915+105 [38], GRO J1655-40 [19] и GX 339–4 [19]) в сопоставлении с РДС с нейтронными звездами - "*atoll*" источниками (левая колонка, 4U 1820–30 [361], 4U 1728–34 [129] и GX 3+1 [130]). Можно видеть заметное изменение индекса Γ, завершающееся характерной фазой насыщения в виде плато для черных дыр, в то время как для нейтронных звезд индекс лишь слегка варьируется около значения $\Gamma = 2$. Для наглядности, уровень $\Gamma = 2$ указан голубой пунктирной линией на всех диаграммах.

Глава 6

Двухфазное поведение фотонных индексов в спектрах Z-источников при смене спектральных состояний

6.1 Постоянство фотонных индексов в спектре Z-источника GX 340+0 во время рентгеновских вспышек

6.1.1 Введение

Изучение двойных систем, содержащих НЗ, позволяет исследовать свойства этих компактных объектов и лучше понять их отличие от систем с ЧД. Как уже говорилось выше, маломассивные РДС, содержащие слабозамагниченные НЗ, могут быть разделены на два основных подкласса, *Z* и *atoll*-источников, на основе различия их рентгеновских спектральных и временных характеристик в период активности объектов со сменой спектральных состояний [284]. Подобие и различие между *atoll* и *Z*-источниками отчетливо видны на *цветовой диаграмме* и на *диаграмме жесткости*, а также определяются их различными временными характеристиками.

Ярким визуальным отличительным свойство Z-источников является их *Z*-образный трек как на *цветовой диаграмме*, так и на *диаграмме жесткости*, который состоит из трех звеньев: *horizontal* (HB), *normal* (NB) и *flaring* branch (HB). Отметим, что вышеперечисленные названия участков носят скорее исторически сложившийся характер [379] и связаны с тем, что первые изученные несколько Z-источников действительно имели "HB" звено в виде горизонтально ориентированного участка трека на диаграмме жесткости, и участок "NB" их Z-диаграммы характеризовался как состояние, в котором эти источники проводят основное время эволюции, и, наконец, на участке "FB" эти источники показывали интенсивную вспышечную активность. Для полноты сравнения, напомним, что *atoll*-источники показывают всего два основных участка трека совсем другой формы: участки по форме напоминающей конфигурацию "*banana*" и "*island*". Важно отметить, что все *atoll* источники обычно показывают гораздо больший перепад рентгеновской светимости и трассируют свои *atoll*-треки в более длительной временной шкале (недели – месяцы), чем *Z*-источники (часы – недели). Интересно, что *atoll*-источники всегда проходят свои стадии *banana* branch за такие короткие времена, за которые *Z*-источники успевают пройти весь Z-трек (часы – недели, [298]).

Можно предположить, что наличие разных рентгеновских состояний *Z*- и *atoll* источ-

ников связано с существенно разным темпом аккреции вещества во внутренних частях этих источников и, соответственно, разной эволюцией формы спектра (спектрального индекса и нормировки) этих источников. В Z-источниках скорость аккреции возрастает от HB, через посредство NB, к FB [380, 443]. С другой стороны, в *atoll* источниках скорость аккреции возрастает от состояния *island*, через состояние *lower banana*, к состоянию *upper banana* [383, 271]. При этом, Хасингер и ван дер Клис [284] показали, что каждое состояние лучше характеризуется быстрой переменностью и, следовательно, желательна дополнительная диагностика для надлежащей идентификации спектрального состояния, и для отличия Z-источников от *atoll* источников. Как будет показано далее в этой главе, только комбинированная диагностика с одновременным учетом спектральных и временных характеристик может обеспечить надежное отождествление типа источника (Z или *atoll*).

Важным аспектом в этом контексте является наличие более сильного магнитного поля в Z источниках, по сравнению с *atoll* источниками, что потенциально может обуславливать их отличие [284]. В самом деле, полагают, что Z-источники обладают более сильным магнитным полем ($10^9 - 10^{10}$ Гс), чем *atoll* источники ($10^8 - 10^9$ Гс). Кроме того, Z-источники аккрецируют в около-Эддингтоновском режиме [399], в то время как скорость аккреции $\dot{M}$ в *atoll*-источниках всегда существенно ниже Эддингтоновской. Однако эти предположения о ключевой роли магнитного поля и наличия/удаленности от Эддингтоновского режима аккреции легко снимаются открытием уникального источника. А именно, *открытие первого транзиентного Z-источника, "превратившегося" в atoll делает разделение этих классов объектов по величине магнитного поля маловероятной* [437]. Для решения этой и других загадок, связанных с отличительными признаками atoll, Z- источников (НЗ) и ЧД, изучение спектральных и временных характеристик должно стать мощным инструментом для тестирования физики ярких маломассивных РДС.

В этой главе мы перейдем к изучению Z-источника GX 340+0, как яркого и загадочного представителя этого подкласса. В целом, Z-подкласс транзиентных маломассивных РДС весьма немногочисленный, содержит всего семь классических Z-источников: Sco X–1, GX 17+2, GX 349+2, Cyg X-2, GX 5-1, GX 340+0 и XTE J1701-462 и два дополнительных *пекулярных* Z-источника: галактический Cir X–1 [382] и внегалактический Z-источник LMC X-2. В свою очередь, сами Z-источники также подразделяются на два типа по форме их Z-трека на цветовой диаграмме и временным характеристикам [284, 439].

GX 340+0 был открыт, как галактический рентгеновский источник, в 1967 г. Фридманом и его коллегами [384] и несколько позднее его положение было уточнено Раппапортом и др. [385]. Маргон и др. [377] классифицировали этот источник как двойную систему с НЗ на основе данных исследовательской ракеты *Aerobee*. С помощью орбитальных обсерваторий следующего поколения (1982 – 1989 гг.) космических наблюдений *Ariel* [386], *EXOSAT* [387], HEAO-2 [296] получены уникальные рентгеновские данные GX 340+0 высокого качества, позволившие прописать три основных трека с характерной корреляцией жесткости рентгеновского потока, которые образуют Z-трек на цветовой диаграмме. Несмотря на отсутствие вспышек, наличие высокочастотной КПО особенности в спектре мощности ($\gtrsim$800 Гц) и формы рентгеновского фотонного спектра [387], а также с учетом подобия с другими Z-источниками позволяют классифицировать GX 340+0 как Z-источник [284].

Спектральные характеристики этого источника до сих пор остаются не до конца полностью изученными. В работе [378] выполнен спектральный анализ GX 340+0 на основе данных *EXOSAT* в интервале 2 – 12 кэВ. Они нашли, что спектр объекта может быть

аппроксимирован моделью, состоящей из чернотельной компоненты с температурой 0.8 кэВ и компоненты тепловой Комптонизации мягких затравочных фотонов НЗ. При этом они получили оценку оптической глубины $\tau \sim 5 - 6$ и указали диапазон изменения электронной температуры горячей короны от 4 до 6 кэВ.

Оценка расстояния до источника выполнена по радиоданным Фендером и Хендри [486] и составляет 11±3 кпс. Оказалось, что радиоизлучение GX 340+0 является сильно переменным, и, вероятно, коррелирует с рентгеновским излучением на стадии "horizontal branch". Однако радио и рентгеновское излучение показывает яркую антикорреляцию, когда источник находится на любой другой стадии Z-трека [388].

Рентгеновский спектр GX 340+0 в широком диапазоне энергий (0.1 – 200 кэВ) впервые был получен Лавагетто и др. [389] по наблюдениям *Beppo*SAX, проведенным 9 – 10 августа 2001 г. (этот сет данных $S6$ используется для спектрального анализа в этой главе, см. табл. 6.1). Авторы [389] смогли разложить спектр GX 340+0 на несколько составляющих: компоненту *blackbody* с температурой $kT_{BB} \sim 0.5$ кэВ и Комптонизационную компоненту. При этом возникающий избыток излучения на энергиях выше 20 кэВ они фитировали степенным законом с завалом на высоких энергиях. Данные со спутника *Chandra* позволили уточнить эту модель в области энергий линий излучения железа [390], при этом форма эмиссионной особенности были аппроксимированы Гауссовым профилем, центрированным на 6.6 кэВ с эквивалентной шириной 40 эВ. Далее, наблюдения с борта обсерватории XMM-*Newton* позволили обнаружить асимметрию профиля линии Fe K_α [391]. Д'Аи и его коллеги [391] попытались отследить эволюцию этой линии в пределах состояния НВ вдоль Z-трека. Однако их усилия не увенчались успехом, профиль этой линии не показывал никакой значимой корреляции в зависимости от уровня континуума и полной рентгеновской светимости.

Иариа и др. [438] предприняли повторное исследование спектров GX 340+0 по наблюдениям *Beppo*SAX (0.1 – 200 кэВ), проведенным в 1997 – 2001 гг. (эти сеты данных $S3-S6$ также используется для спектрального анализа в этой главе, см. табл. 6.1) с использованием модели, предложенной Лавагетто и др. [389], описанной выше. Иариа и др. [438] подтвердили применимость этой модели ко всем имеющимся данным, указав величину межзвездного поглощения $N_H \sim 6.2 \times 10^{22}$ см$^{-2}$, и, в качестве альтернативы, предложили описывать участок спектра ниже 30 кэВ суммой компоненты *blackbody* с температурой $kT_{BB} \sim 0.5$ кэВ и Комптонизационной компоненты *Comptt* [200] с температурой затравочных фотонов $kT_s \sim 0.9$ кэВ и температурой электронов плазмы $kT_e \sim 3$ кэВ. Кроме того, Иариа и др. использовали дополнительную модель степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \sim 1.5$ и компоненту линии излучения с Гауссовым профилем на энергии 6.75 кэВ, относящуюся к Fe XXV. Они также обнаружили, что на высоких энергиях также требуется степенная компонента с фотонным индексом 2.5.

Наконец, рентгеновские спектры GX 340+0 по данным обсерватории *RXTE* были детально изучены Чёрчем и его коллегами [431] в интервале 3 – 40 кэВ, зарегистрированные спектрометром PCA/*RXTE* (сет $R3$ также используется нами для спектрального анализа в этой главе, см. табл. 6.2). Они применили модифицированную модель Лавагетто [389] со степенным законом и завалом на высоких энергиях, выше 30 кэВ. Они показали хорошее согласие этой модели с наблюдениями *RXTE* при аппроксимации с примерно постоянным фотонным индексом $\Gamma \sim 1.7$ во время всех спектральных состояний.

Напомним, что стабильность индекса независимо от уровня светимости ряда НЗ была недавно обнаружена Фаринелли и Титарчуком [255], когда рассматривались спектры *atoll* и Z-источников в разных спектральных состояниях по данным *Beppo*SAX и при этом спек-

тральный индекс α оказался примерно одинаковым, равным 1 ($\Gamma = \alpha + 1 \sim 2$) для всех источников X 1658-298, GX 354-0, GS 1826-238, 1E 1724-3045, Cyg X-2, Sco X–1, GX 17+2 и GX 349+2. Кроме того, рентгеновские спектры для *atoll* источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30, зарегистрированные обсерваториями *Беппо*SAX и *RTXE*, были изучены в предыдущих главах и также показывают уникальное постоянство индекса во время спектральных переходов независимо от светимости источников [129, 130, 361].

В предыдущих главах и соответствующих работах [129, 130] детально показано, что величина Г лишь слегка варьируется также около значения 2 независимо от kT_e и светимости источника. Эта уникальная стабильность Г может быть универсальной "визитной карточкой"‘, признаком НЗ (в том числе, как *atoll*, так и *Z*-источников). Возможно, это обусловлено общими физическими условиями для этого типа источников (НЗ). В работах [255, 129, 130] показано на наблюдательном материале, что такие физические условия действительно могут создаваться в НЗ, поддерживая *стабильность* индекса Г на одном и том же уровне, в предположении, что результирующий спектр обусловлен значительным вкладом Комптонизации в переходном слое между поверхностью НЗ и *Кеплеровским* аккреционным диском. По существу, *эффект постоянства индекса возникает в том случае, когда Q_{cor} (энерговыделение в переходном слое), намного превышает Q_{disk} (поток энергии, поступающий из аккрецилнного диска и облучающий переходный слой).*

Заметим, что в отличие от НЗ, в ЧД такие условия, по-видимому, не создаются, т.к. в ЧД никогда не наблюдается подобное постоянство индекса. Скорее наоборот, наблюдения ЧД показывают совершенно иной образец поведения индекса – положительная корреляция индекса и скорости аккреции $\dot{M}$ [19, 38].

Кроме характерного поведения фотонного индекса, следует учитывать сопутствующие временные признаки. Так, предыдущие исследования [439, 435] показали, что *Z*-источники, в частности GX 340+0, характеризуются, на стадии HB или в верхней части NB, квазипериодические осцилляции в диапазоне частот от 20 Гц до 50 Гц. Далее, ван Парадиз и др. [387] обнаружили квазипериодические осцилляции в средней части NB (NBO) на частоте 5.6 Гц. Наконец, Джонкер и др. [435] нашли удвоенные килогерцовые КПО, энергия центроида которых корррелировала с частотой квазипериодических осцилляций КПО на стадии HB.

Титарчук и Ошерович [75] классифицировали особенности спектра мощности для каждого класса компактных объектов (НЗ и ЧД) с использованием модели переходного слоя [6] и основных свойств аккреционного потока вокруг компактного объекта. Они применили свой подход к наблюдениям НЗ GX 340+0 обсерваторией *RXTE*.

Интересно, что другие *Z*-источники заметно отличаются от GX 340+0 по изменению временных характеристик вдоль *Z*-трека. В частности, Cyg X-2 и GX 5-1 имеют хорошо развитую HB с мощными КПО на *horizontal branch, (HBO)* и значительной низкочастотной шумовой компонентой (LFN) в спектре мощности, в то время как Sco X–1, GX 17+2 и GX 349+2 имеют небольшую вертикальную, или отсутствующую, HB со слабыми или отсутствующими HBO и лишь незначительно низкочастотной шумовой компонентой. Однако, не смотря на эти частные отличия, в целом они обладают элементами схожести: все *Z*-источники показывают КПО на частотах 6 – 20 Гц на участке NB и FB и заметное увеличение сверхнизкочастотной шумовой компоненты на участке FB. Исключением из этого правила является GX 340+0. Так, в предыдущих исследованиях, ни разу не было зарегистрировано КПО на FB в спектре мощности GX 340+0 [439]. Этот факт вместе с отсутствием рентгеновских всплесков I рода, делает GX 340+0 одним из наиболее загадочных Z-источников. Однако в этой главе будет решена проблема отсутствия КПО на

Таблица 6.1: Список наблюдений GX 340+0 обсерваторией *Beppo*SAX, использованных в нашем анализе.

№ сета	ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблдения (MJD)	
S1	20261005	1997 Sep. 4 11:53:58	1997 Sep. 4 19:33:21	50695.5-50695.9	
S2	20261006	1997 Oct. 2 20:32:50	1997 Oct. 3 04:16:33	50723.8-50724.4	
S3	21240001	2000 Aug. 16 05:50:34	2000 Aug. 18 05:56:11	51772.2-51774.2	[438]
S4	212400011	2000 Aug. 18 06:16:17	2000 Aug. 20 14:21:16	51774.2-51776.9	[438]
S5	212400012	2001 March 9 19:27:20	2001 March 11 11:13:47	51977.8-51979.9	[438]
S6	21375002	2001 Aug. 9 05:01:20	2001 Aug. 10 08:56:49	52130.2-52131.9	[389]

участке FB на основе данных *RXTE* и, тем самым, сделан шаг в понимании природы участка *Flaring branch* в GX 340+0.

Однако в этой главе будет решена проблема отсутствия КПО на участке FB на основе данных *RXTE* и, тем самым, сделан шаг в понимании природы участка *Flaring branch* в GX 340+0. Кроме того, выполнен анализ наблюдений GX 340+0 обсерваториями *Beppo*SAX и *RXTE* (1997 – 2009 гг.). Далее, в разд. 6.1.2 будут перечислены наблюдения, используемые в нашем анализе, и изложены этапы спектрального анализа в разд. 6.1.2.1. Временные и спектральные характеристики рентгеновского излучения GX 340+0 представлены в разд. 6.1.3.3. Обсуждение и сравнение полученных результатов с предыдущими изложено в разд. 6.1.3.

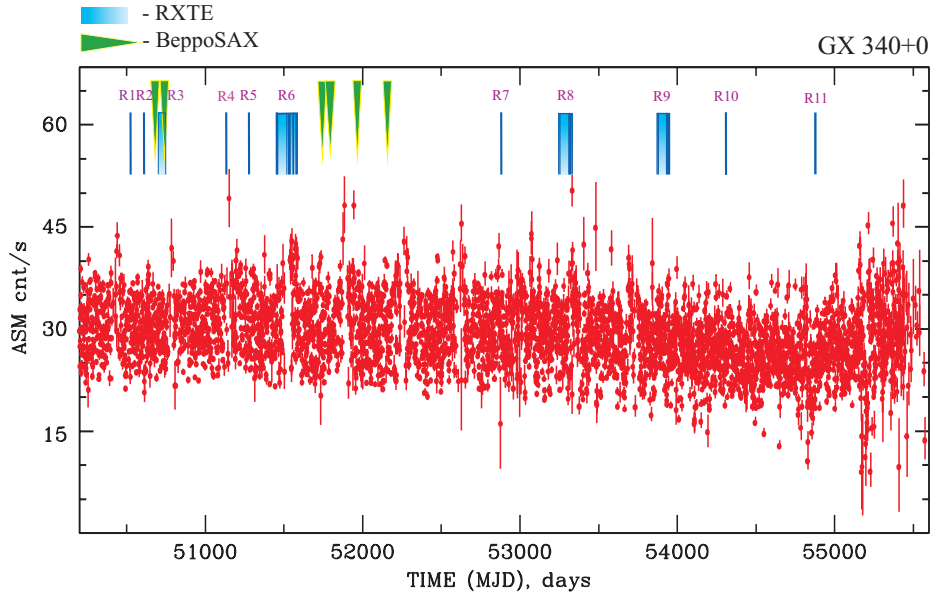

Рис. 6.1: Эволюция скорости счета ASM табл. 6.1, *синими* вертикальными полосками (в верхней части панели) указано распределение наблюдений *RXTE*, использованных для спектрального анализа, и *голубыми* прямоугольниками отмечены сеты данных, перечисленные в табл. 6.2.

Таблица 6.2: Список групп наблюдений GX 340+0 обсерваторией *RXTE*

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID наблюдения	Интервал дат (UT)	Ссылки
R1	50555	20054	17 апреля 13:40:48 – 13:08:00, 1997 г.	
R2	50605-50609	20059	6 – 10 июня 1997 г.	
R3	50712-50756	20053	21 сент. – 4 ноября 1997 г.	[431]
R4	51130-51131	30040	13 – 14 ноября 1998 г.	
R5	51772-51776	50016	16 – 20 авг. 2000 г.	
R6	51920-51924	50016	11 – 15 янв. 2001 г.	
R7	52908-52915	80020	26 сент. – 3 окт. 2003 г.	
R8	53210-53262	80020	24 июля – 14 сент. 2004 г.	
R9	53874-53907	91152	19 мая – 21 июня 2006 г.	
R10	54297	93046	16 июля 01:14:56 – 01:29:20, 2007 г.	
R11	54893-54894	94312	3 – 4 марта 2009 г.	

6.1.2 Описание наблюдений

На основе данных трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Беппо* SAX: LECS [84] для интервала 0.3 – 4 кэВ, MECS [120] для интервала 1.8 – 10 кэВ и PDS [121] для интервала 15 – 200 кэВ были получены ширикополосные энергетические спектры GX 340+0 по совместным данным. Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS` аналогично описанно в разд. 4.2 главы 4. Спектральный анализ комбинированных данных проводился, аналогично описанному в разд. 2.2, с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого инструмента. Относительные нормировки всех трех детекторов рассчитывались как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента[1]. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале. В табл. 6.1 перечислены наблюдения GX 340+0 обсерваторией *Беппо*SAX, использованные в нашем анализе.

Также были использованы наблюдения GX 340+0 со спутника *RXTE* [36], проведенные с апреля 1997 г. по март 2009 г. В целом, проанализировано 92 наблюдения, накопленных в течение 12 лет в разных состояниях источника, разбитых на 11 интервалов с хорошим покрытием фаз нарастания–пика–спада вспышек, указанных *синими* прямоугольниками на верхней панели рис. 6.1 (табл. 6.2). Здесь же *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Беппо*SAX.

Для получения широкополосного спектра GX 340+0 были использованы совместные данные спектрометров PCA и HEXTE. В частности, использованы данные спектрометра PCA, полученные в моде *Standard* 2, собранные в диапазоне энергий 3 – 20 кэВ, а также данные спектрометра HEXTE в энергетическом диапазоне 20 – 150 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерваторией RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. При этом осуществлена подгонка нормировки HEXTE для сшивки с нормировкой PCA, принятой за основную. При обработке всех данных *RXTE*

[1] http://heasarc.nasa.gov/docs/sax/abc/saxabc/saxabc.html

систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 6.2 перечислены группы наблюдений со спутника *Beppo*SAX. Также были использованы общедоступные данные GX 340+0 обзорного монитора всего неба ASM обсерватории RXTE [39], согласно которым объект GX 340+0 показывает квазипостоянный средний уровень рентгеновского потока для всех сетов используемых наблюдений (рис. 6.1).

6.1.2.1 Спектральный анализ

6.1.2.2 Выбор спектральной модели

В качестве первого пробного шага, к спектрам GX 340+0 применена модель, использованная в предыдущих главах при аппроксимации спектров *atoll*-источников, состоящая из суммы тепловой компоненты (*Bbody*), тепловой Комптонизационной компоненты и линии излучения (*Gaussian*), модифицированные межзвездным поглощением (*wabs*). Однако эта [*одинарная CompTB* модель, $wabs*(Bbody+CompTB+Gauss)$] плохо аппроксимирует 40% данных. Наличие отрицательных невязок на низких энергиях и выше 30 кэВ предполагает присутствие дополнительных компонент излучения. Поэтому, для устранения вышеуказанного недостатка прежней модели, мы опробовали т.н. *двойную Bbody* модель [$wabs*(Bbody1+Bbody2+CompTB+Gauss)$], однако, как оказалось, наилучшего согласия результатов аппроксимации спектров, как по данным *RXTE*, так и по данным *Beppo*SAX, удалось добиться при использовании т.н. *двойной CompTB* модели [$wabs*(Bbody+CompTB1+CompTB2+Gauss)$] в применении ко всем имеющимся данным GX 340+0 (см. табл. 6.3 для данных *Beppo*SAX).

Эта модель описывает сценарий, в котором Кеплеровский диск примыкает к *нейтронной звезде* через посредство переходного (граничного) слоя (иногда в тексте называемом Комптоновским облаком для указания основного процесса формирования излучения в этой области, рис. 6.2) [6]. Предполагается, в процессе аккреции на НЗ задействованы две основные зоны: аккреционный диск (стандартный диск Шакуры-Сюняева [3]) и переходный слой. Согласно этому схематичному представлению физической картины, результирующий Комптонизированный спектр формируется в переходном слое, в котором тепловые фотоны диска и "затравочные" фотоны НЗ с температурами T_{s1} и T_{s2} рассеиваются на горячих электронах переходного слоя, порождая две Комптонизационные компоненты в спектре источника, *CompTB1* и *CompTB2*, соответственно. Некоторая часть этих фотонов может быть видна непосредственно земному наблюдателю, что подтверждается необходимостью введения дополнительной чернотельной компоненты с низкой температурой T_{BB}. На рис. 6.2 схематично показаны красные и синие траектории, которые соответствуют мягким и жестким (рассеянным с возрастанием энергии) фотонам.

Как указано в предыдущей главе, модель CompTB описывает выходящий спектр как конволюцию входного "затравочного" спектра, описываемого моделью *Bbody*, параметрами которой являются нормировка N_{com} и цветовая температура kT_s, с Комптонизационной функцией Грина. Подобно обычной модели *Bbody* пакета `XSPEC`, нормировка N_{com} представляет собой отношение светимости источника к квадрату расстояния:

$$N_{com} = L_{39}/D_{10}^2, \tag{6.1}$$

где L_{39} - светимость источника в единицах 10^{39} эрг/с и D_{10} - расстояние до источника в единицах 10 кпс.

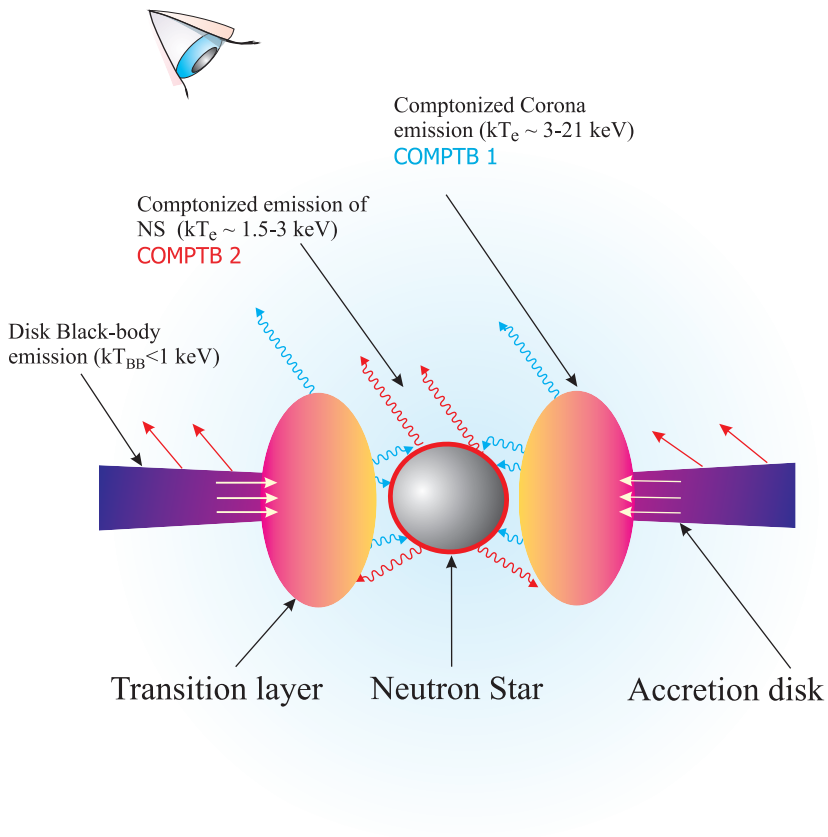

Рис. 6.2: Предполагаемая геометрия GX 340+0. Мягкие фотоны диска и нейтронной звезды (НЗ) рассеиваются с возрастанием энергии (Комптонизируются) в относительно горячей плазме переходного слоя (*между аккреционным диском и поверхностью НЗ*). Некоторая часть этих фотонов видна непосредственно земному наблюдателю. Красные и синие траектории соответствуют мягким и жестким (рассеянным с возрастанием энергии) фотонам, соответственно. Модель предусматривает две компоненты Комптонизации: первая ($CompTB1$) с температурой "затравочных" фотонов (диска) $T_{s1} \lesssim 1$ кэВ и электронной температурой Комптоновского облака $kT_e^{(1)}$ варьируется от 3 кэВ до 21 кэВ; и вторая компонента ($CompTB2$) с температурой T_{s2} ~1.5 кэВ) и $kT_e^{(2)}$, которые относятся к поверхности НЗ и внутренним частям переходного (граничного) слоя, соответственно.

В рамках формализма такая модель $wabs*(Bbody+CompTB1+CompTB2+Gauss)$ характеризуется следующими свободными параметрами: количеством атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения; спектральными индексами α_1, α_2; цветовыми температурами T_{s1}, T_{s2} *затравочных* фотонов диска; параметрами $log(A_1)$ и $\log(A_2)$, связанными со степенью облучения переходного слоя мягкими фотонами диска и НЗ, соответственно, f_1, f_2, с учетом того, что $f = A/(1 + A)$ представляет собой относительный вклад Комптонизационной компоненты; электронные температуры $T_e^{(1)}$ и $T_e^{(2)}$; нормировки N_{Com1} и N_{Com2} чернотельных компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно. Для аппроксимации формы спектра в интервале 6 – 8 кэВ добавлена компонента $Gaussian$ с параметрами: E_{line} – энергией центроида линии излучения, σ_{line} – шириной линии и ее нормировкой N_{line}.

При аппроксимации спектров, мы фиксированли некоторые параметры компоненты $CompTB$. Прежде всего, был фиксирован параметр $\gamma = 3$. Заметим, что в этом случае низкоэнергетический индекс "затравочного" чернотельного спектра $\gamma - 1 = 2$. Мы также фиксировали параметр $log(A) = 2$ когда аппроксимация указывала на $log(A) \gg 1$, поскольку в этом случае степень Комптонизации $f = A/(1 + A)$ стремится к 1 и модель становится нечувствительной к этому параметру. Параметр $\log(A_2)$ также был фиксирован на 2, в предположении о том, что поверхность НЗ полностью охвачена переходным слоем и со всех сторон подвержена его облучению (рис. 6.2). Мы использовали значение N_H для числа атомов нейтрального водорода на луче зрения $N_H = 6.2 \times 10^{22}$ см$^{-2}$, которое найдено в работе [438]. В результате, мы достигли удовлетворительное согласие модельной аппроксимации и наблюдений по всем данным, как *RXTE*, так и *Beppo*SAX обсерваторий.

6.1.2.3 Анализ наблюдений GX 340+0 обсерваторией *Beppo*SAX

На рис. 6.3 показаны два типичных спектра GX 340+0 в состояниях *Horizontal* (HB) и *Flaring branch* (FB) при эволюции вдоль *Z*-трека по данным *Beppo*SAX 213750020 (слева) и 20261006 (справа). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB1+CompTB2+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана голубой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно. Параметры наилучшей аппроксимации для состояния HB (левая панель): $\Gamma_1 = 2.04\pm0.06$, $kT_e^{(1)} = 19.50\pm0.07$ кэВ, Γ_2=1.99±0.02, $kT_e^{(2)}$=2.76±0.09 кэВ и E_{line}=6.80±0.06 кэВ (χ^2_{red}=1.28 для 329 ст.св.), для состояния FB (правая панель): $\Gamma_1 = 2.00\pm0.08$, $kT_e^{(1)}$=5.42±0.03 кэВ, Γ_2=2.04±0.05, $kT_e^{(2)}$=1.90±0.02 кэВ и E_{line}=6.68±0.08 кэВ (χ^2_{red}=0.98 для 319 ст.св., более подробно см. в табл. 6.3).

Обнаружено, что температура kT_{BB} составляет 0.6 кэВ независимо от состояния объекта (по уровню 2σ). При этом добавление этой низкотемпературной чернотельной компоненты значительно улучшает качество аппроксимации. Например, аппроксимация для спектра GX 340+0 в состоянии HB (id=21375002) характеризуется величиной χ^2_{red} равной 2.1 (331 ст.св.) для модели *без учета низкотемпературной чернотельной компоненты*, в то время как χ^2_{red} составляет 0.99 (329 ст.св.) для модели *с учетом низкотемпературной чернотельной компоненты*. Кроме того, аппроксимация для спектра GX 340+0 в состоянии FB (id=20261006) характеризуется χ^2_{red} равной 1.7 (321 ст.св.) для модели *без учета низкотемпературной чернотельной компоненты*, в то время как χ^2_{red} составляет 0.98 (319 ст.св.) для модели *с учетом низкотемпературной чернотельной компоненты*.

Таблица 6.3: Параметры аппроксимации спектров GX 340+0 наблюдений ВерроSAX (с номерами 00-NNNNNNNN) в интервале 0.3 – 150 кэВ с использованием трех аддитивных моделей †: *wabs*(Blackbody + CompTB + Gaussian)*, *wabs*(Blackbody1+Blackbody2+CompTB+Gaussian)* и *wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*.

Модель	Парам.	20261005	20261006	21240001	212400011	212400012	21375002
wabs	N_H	6.38±0.09	6.18±0.16	6.52±0.13	6.56±0.09	6.53±0.09	6.29±0.09
bbody	kT_{BB}	0.99±0.02	0.98±0.03	0.69±0.02	0.98±0.03	0.68±0.01	0.60±0.03
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	7.67±0.01	7.41±0.06	10.43±0.07	7.56±0.02	7.41±0.05	10.41±0.07
CompTB	α	1.02±0.01	1.00±0.05	1.09±0.04	1.02±0.03	1.03±0.01	1.08±0.06
	kT_s	1.56±0.04	1.49±0.05	1.76±0.06	0.48±0.04	1.43±0.04	1.40±0.04
	logA	-1.29±0.03	-0.86±0.02	-0.98±0.03	-0.86±0.03	-0.72±0.07	-0.86±0.05
	kT_e	6.21±0.07	3.98±0.08	4.89±0.08	3.62±0.06	3.98±0.08	4.98±0.09
	$N_{Com}^{\dagger\dagger}$	7.47±0.05	10.02±0.01	15.19±0.09	10.02±0.07	14.20±0.04	13.61±0.05
Gauss	E_{line}	6.87±0.06	6.80±0.08	6.74±0.07	7.00±0.06	6.80±0.06	6.71±0.05
	σ_{line}	0.65±0.05	0.60±0.01	0.81±0.06	0.69±0.04	0.91±0.06	0.74±0.05
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	0.45±0.02	0.43±0.06	0.55±0.07	0.26±0.07	0.39±0.07	0.35±0.08
	χ^2_{red}	3.2 (336)	1.29 (330)	1.59 (332)	1.3 (332)	1.43(332)	2.7 (330)
wabs	N_H	5.40±0.07	6.29±0.06	6.43±0.09	6.43±0.09	6.35±0.07	5.70±0.09
bbody1	kT_{BB1}	0.60±0.08	0.59±0.04	0.61±0.05	0.52±0.06	0.58±0.08	0.60±0.02
	$N_{BB1}^{\dagger\dagger}$	2.1±0.1	7.58±0.03	7.98±0.09	7.81±0.06	8.2±0.1	3.70±0.09
bbody2	kT_{BB2}	1.10±0.03	1.50±0.06	1.51±0.02	1.47±0.04	1.51±0.02	1.50±0.04
	$N_{BB2}^{\dagger\dagger}$	2.00±0.07	6.42±0.5	9.95±0.08	7.96±0.09	6.49±0.08	4.75±0.09
CompTB	α	1.00±0.01	1.06±0.04	0.99±0.03	1.02±0.04	1.05±0.06	1.10±0.09
	kT_s	1.21±0.09	1.20±0.02	1.26±0.07	0.18±0.06	1.20±0.08	1.19±0.08
	logA	-1.02±0.06	-0.55±0.02	-0.21±0.03	-0.29±0.02	-1.08±0.06	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$
	kT_e	4.66±0.08	3.51±0.09	3.54±0.04	3.35±0.03	4.33±0.09	3.32±0.02
	$N_{Com}^{\dagger\dagger}$	10.78±0.09	8.67±0.05	6.24±0.09	7.16±0.08	7.63±0.06	5.43±0.07
Gauss	E_{line}	6.75±0.08	6.78±0.09	6.80±0.07	6.81±0.05	6.90±0.07	6.75±0.05
	σ_{line}	0.95±0.04	0.90±0.06	0.89±0.07	0.79±0.04	0.91±0.05	0.94±0.03
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	2.60±0.05	0.66±0.09	0.65±0.08	0.63±0.06	0.53±0.07	0.65±0.09
	χ^2_{red}	3.28 (334)	1.07 (328)	1.53 (330)	1.65 (330)	1.63(330)	2.18 (327)
wabs	N_H	5.7±0.1	6.0±0.1	6.01±0.03	6.3±0.1	6.4±0.1	5.4±0.3
bbody	kT_{BB}	0.56±0.08	0.57±0.04	0.56±0.03	0.53±0.05	0.43±0.04	0.57±0.01
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.92±0.09	0.9±0.1	0.90±0.05	0.91±0.04	4.47±0.02	2.01±0.06
CompTB1	α_1	0.99±0.04	1.00±0.08	1.02±0.07	1.01±0.07	0.99±0.01	1.04±0.06
	kT_{s1}	0.70±0.03	0.6±0.1	0.69±0.02	0.70±0.03	0.83±0.04	1.03±0.01
	$logA_1$	-0.32±0.06	-0.30±0.07	-0.30±0.05	-0.30±0.03	-1.42±0.06	-1.33±0.07
	$kT_e^{(1)}$	5.38±0.02	5.42±0.03	5.60±0.04	5.41±0.04	6.04±0.03	19.50±0.07
	$N_{Com1}^{\dagger\dagger}$	1.36±0.07	1.86±0.04	0.57±0.06	1.53±0.04	9.96±0.06	3.97±0.07
CompTB2	α_2	1.01±0.03	1.04±0.05	1.01±0.03	1.05±0.08	1.06±0.05	0.99±0.02
	kT_{s2}	1.0±0.1	1.00±0.09	1.71±0.05	1.06±0.09	1.50±0.02	1.51±0.04
	$kT_e^{(2)}$	1.71±0.09	1.90±0.02	2.04±0.08	2.05±0.03	1.52±0.03	2.76±0.09
	$N_{Com2}^{\dagger\dagger}$	10.84±0.07	12.17±0.06	14.26±0.05	13.11±0.04	11.79±0.05	8.20±0.06
Gauss	E_{line}	6.85±0.08	6.68±0.03	6.68±0.05	6.70±0.04	6.71±0.03	6.80±0.06
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	1.07±0.09	0.89±0.08	0.68±0.09	0.77±0.09	0.89±0.02	0.7±0.1
	χ^2_{red}	0.97 (332)	0.98 (326)	0.99 (328)	1.38 (328)	1.49 (328)	1.28 (326)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3.

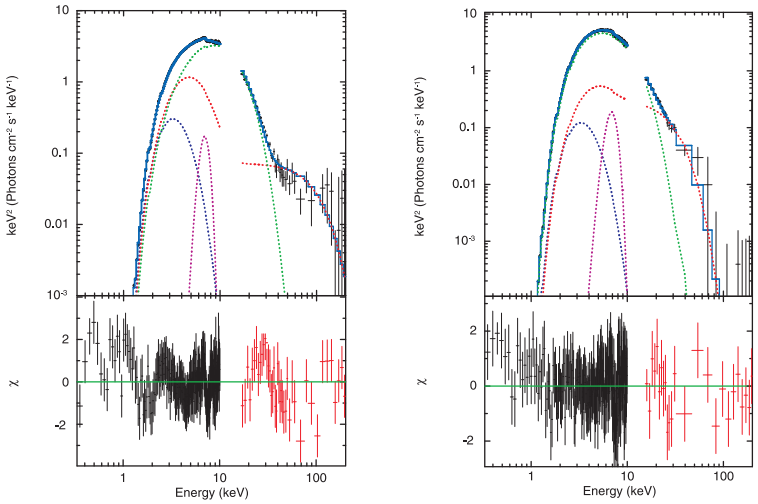

Рис. 6.3: Два типичных спектра GX 340+0 в состояниях *Horizontal* (HB) и *Flaring branch* (FB) при эволюции вдоль *Z*-трека по данным *Beppo*SAX 213750020 (слева) и 20261006 (справа). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB1+CompTB2+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана голубой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно. Параметры наилучшей аппроксимации для состояния HB (левая панель): Γ_1=2.04±0.06, $kT_e^{(1)}$=19.50±0.07 кэВ, Γ_2=1.99±0.02, $kT_e^{(2)}$=2.76±0.09 кэВ и E_{line}=6.80±0.06 кэВ (χ^2_{red}=1.28 для 329 ст.св.), для состояния FB (правая панель): Γ_1=2.00±0.08, $kT_e^{(1)}$=5.42±0.03 кэВ, Γ_2=2.04±0.05, $kT_e^{(2)}$=1.90±0.02 кэВ и E_{line}=6.68±0.08 кэВ (χ^2_{red}=0.98 для 319 ст.св., более подробно см. в табл. 6.3).

По результатам аппроксимации данных *Beppo*SAX (табл. 6.1, 6.3), среди параметров наилучшего согласия модели и наблюдений, спектральные индексы α_1 and α_2 показывают в среднем незначительные вариации около значений 1.01±0.04 и 0.99±0.05, соответственно (или $\Gamma_1 = \alpha_1$+1 и $\Gamma_2 = \alpha_2$+1 определены в пределах 2.01±0.04 и 1.99±0.05, соответственно, для *двойной CompTB* модели). Также обнаружено, что для имеющиеся данные *Beppo*SAX, от HB до FB, характерно изменение температур kT_{s1} и kT_{s2} в интервалах 0.7−1 кэВ и 1−1.7 кэВ, соответственно.

6.1.2.4 Анализ наблюдений GX 340+0 обсерваторией *RXTE*

Для анализа данных спутника *RXTE* мы частично использовали результаты, полученные из анализа спектров GX 340+0 по данным *Beppo*SAX, аналогично ситуации в предыдущих главах. Поскольку респонс-матрица спектрометра PCA/*RXTE* определена выше на энергиях 3 кэВ, то определение цветовой температуры компоненты *blackbody* затруднено. В таком случае, при анализе спектральных данных *RXTE*, мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.6 кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. Также были фиксированы kT_{s1} и kT_{s2} на значениях 1.1 кэВ и 1.5 кэВ, соответственно (см. разд. 6.1.2.3). В табл. 6.4 приведены параметры аппроксимации спектров GX 340+0 по данным *RXTE*, откуда хорошо видно, что параметр нормировки компоненты *CompTB*1 изменяется в интервале $(2-6)\times L_{37}/D^2{}_{10}$ (где L_{37} – светимость

Таблица 6.4: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений GX 340+1 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 150 кэВ† в модели *wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*.

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N^{\dagger\dagger}_{COM}$	T_s, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{Bbody}$	E_{line}, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{line}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
20054-04-01-000	0.99(1)	17.96(5)	-1.19(4)	4.72(9)	1.01(1)	2.72(7)	11.77(3)	1.05(2)	1.17(67)
20059-01-01-000	0.99(2)	5.43(2)	-0.54(2)	2.06(6)	1.02(2)	1.63(4)	13.29(5)	2.04(3)	1.46(67)
20059-01-01-01	1.03(3)	18.77(5)	-1.32(2)	4.68(4)	0.99(2)	2.74(1)	11.72(6)	1.03(5)	0.93(67)
20059-01-01-02	1.03(2)	20.40(9)	-0.90(3)	3.14(9)	1.00(1)	2.91(6)	13.4(9)	1.02(4)	1.08(67)
20059-01-01-03	1.04(3)	12.32(8)	-1.09(4)	3.45(5)	1.03(4)	2.49(1)	16.03(4)	2.09(2)	1.19(67)
20059-01-01-04	1.02(2)	12.34(9)	-0.06(3)	3.50(6)	1.00(2)	2.48(4)	16.45(9)	2.03(2)	1.31(67)
20059-01-01-05	0.99(1)	15.08(5)	-1.29(3)	6.47(5)	1.02(3)	2.70(2)	11.65(9)	2.83(6)	1.08(67)
20059-01-01-06	1.01(2)	11.28(8)	-1.05(1)	4.03(6)	1.01(1)	2.27(1)	17.03(9)	2.29(8)	0.94(67)
20053-05-01-00	1.02(3)	4.01(9)	-0.42(5)	2.88(9)	0.98(3)	2.18(3)	8.67(8)	0.75(7)	0.84(67)
20053-05-01-01	1.06(4)	3.12(4)	-0.11(2)	2.05(6)	1.01(1)	1.85(2)	10.1(1)	2.31(6)	0.97(67)
20053-05-01-02	1.02(2)	16.65(4)	-1.20(3)	4.76(5)	1.02(3)	2.69(1)	12.55(4)	1.03(9)	1.09(67)
20053-05-01-03	1.05(3)	12.96(9)	-1.08(4)	3.62(9)	1.01(5)	2.59(7)	13.11(6)	2.1(1)	0.94(67)
20053-05-02-00	0.99(1)	4.43(5)	-0.56(1)	2.04(2)	1.04(3)	1.56(8)	16.35(1)	0.70(4)	1.12(67)
20053-05-02-01	0.99(2)	10.09(8)	-1.14(3)	5.31(3)	1.02(2)	2.26(2)	12.80(9)	2.28(5)	1.07(67)
20053-05-02-02	1.02(2)	12.30(9)	-1.08(4)	3.38(6)	1.01(3)	2.48(1)	15.98(8)	2.09(9)	0.93(67)
20053-05-02-03	1.03(2)	11.34(8)	-1.09(3)	3.41(5)	1.03(4)	2.45(2)	15.54(7)	2.08(4)	0.89(67)
20053-05-02-05	1.01(1)	17.85(4)	-1.21(2)	4.76(7)	1.03(5)	2.71(2)	11.71(3)	1.06(5)	0.89(67)
20053-05-02-04	1.05(4)	12.94(5)	-1.08(4)	3.40(8)	0.99(6)	2.54(1)	15.81(4)	2.04(9)	0.91(67)
30040-04-01-00	1.04(2)	16.87(4)	-1.46(3)	6.23(7)	1.00(2)	2.69(3)	12.03(8)	2.18(2)	0.86(67)
30040-04-01-06	1.02(2)	17.78(9)	-0.99(6)	4.79(6)	1.02(3)	2.71(2)	11.31(5)	1.03(4)	1.02(67)
30040-04-01-01	1.02(3)	18.67(8)	-1.34(2)	4.70(8)	1.02(3)	2.78(3)	10.71(4)	1.03(2)	1.06(67)
30040-04-01-020	1.00(1)	19.65(7)	-1.24(4)	5.01(6)	1.01(1)	2.70(1)	11.83(3)	1.05(3)	0.96(67)
30040-04-01-03	1.02(2)	12.73(2)	-1.05(2)	3.48(3)	1.01(2)	2.39(2)	16.86(4)	2.24(2)	0.96(67)
30040-04-01-05	1.05(3)	12.91(8)	-1.08(4)	3.45(9)	1.03(3)	2.50(1)	16.03(5)	2.08(1)	1.00(67)
30040-04-01-04	1.01(1)	12.93(1)	-1.07(1)	3.33(5)	1.02(4)	2.51(2)	16.68(9)	2.14(2)	0.96(67)
50016-01-01-11	0.99(2)	12.91(4)	-1.08(4)	3.40(7)	0.99(3)	2.49(1)	16.51(5)	2.95(3)	0.71(67)
50016-01-01-12	1.04(4)	11.8(1)	-1.10(7)	3.5(1)	1.01(2)	2.4(1)	17.29(9)	2.18(4)	1.03(67)
50016-01-01-000	0.99(2)	12.72(9)	-1.04(2)	3.39(9)	1.03(4)	2.45(3)	16.55(8)	0.80(5)	1.02(67)
50016-01-01-01	1.01(2)	12.28(8)	-1.09(2)	3.49(5)	0.98(4)	2.39(1)	17.34(5)	2.62(6)	1.12(67)
50016-01-01-10	1.01(1)	12.96(2)	-1.08(4)	3.35(7)	0.99(1)	2.54(2)	16.19(8)	2.89(2)	1.01(67)
50016-01-01-07	1.02(2)	11.06(9)	-1.06(7)	4.0(1)	1.01(2)	2.29(1)	19.4(1)	2.29(5)	0.76(67)
50016-01-01-02	1.04(3)	12.9(1)	-1.08(6)	3.48(9)	1.01(1)	2.45(5)	17.31(6)	2.16(7)	0.76(67)
50016-01-01-03	1.02(2)	12.3(1)	-1.02(3)	3.39(4)	1.05(4)	2.45(9)	17.46(5)	2.94(5)	0.87(67)
50016-01-01-04	1.01(1)	12.26(9)	-1.10(2)	3.47(5)	1.04(3)	2.46(7)	17.67(8)	2.90(4)	0.76(67)
50016-01-01-05	0.99(2)	13.0(1)	-1.06(2)	4.49(3)	1.05(4)	2.46(1)	17.41(9)	2.79(5)	1.16(67)
50016-01-01-09	1.02(3)	11.09(3)	-1.13(1)	5.6(1)	1.01(1)	2.32(2)	14.31(9)	2.09(2)	1.07(67)
50016-01-01-06	0.99(1)	10.0(2)	-1.14(9)	5.5(1)	1.00(3)	2.22(3)	12.51(3)	2.15(3)	1.06(67)
50016-01-01-08	1.05(4)	9.2(1)	-1.13(4)	5.4(1)	1.03(4)	2.13(9)	13.3(1)	2.39(9)	1.24(67)
50016-01-02-00	1.02(2)	5.42(4)	-0.99(3)	1.39(8)	0.99(2)	1.52(2)	15.5(1)	0.56(3)	1.39(67)
50016-01-02-18	1.05(6)	3.30(5)	-0.32(2)	1.31(9)	0.99(1)	1.52(3)	15.92(8)	0.56(3)	1.28(67)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H фиксирован на 6.2×10^{22} см$^{-2}$ [438]; температура T_{BB} была фиксирована на 0.6 кэВ (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [131]).

Таблица 6.5: (Продолжение табл. 6.4).

ID наблюдения	$\alpha = \Gamma - 1$	T_e, кэВ	log(A)	$N^{\dagger\dagger}_{COM}$	T_s, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{Bbody}$	E_{line}, кэВ	$N^{\dagger\dagger}_{line}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
50016-01-02-05	1.01(2)	2.8(1)	-1.08(2)	3.5(1)	0.99(3)	1.55(1)	13.05(7)	1.90(4)	1.26(67)
50016-01-02-03	0.99(1)	3.67(6)	-0.97(6)	1.32(8)	1.02(2)	1.51(2)	17.5(1)	0.59(5)	1.27(67)
50016-01-02-16	1.01(3)	3.34(3)	-0.11(3)	1.39(7)	1.01(1)	1.70(8)	15.60(9)	0.57(9)	1.22(67)
50016-01-02-04	1.01(2)	12.9(1)	-1.08(2)	3.5(1)	0.99(4)	2.46(1)	15.23(6)	2.86(4)	0.99(67)
50016-01-02-12	0.99(1)	11.04(3)	-1.05(4)	4.08(9)	1.01(3)	2.36(2)	16.94(5)	4.28(5)	0.95(67)
50016-01-02-17	1.02(2)	11.07(9)	-1.13(5)	5.49(7)	1.00(1)	2.4(1)	14.82(6)	2.94(8)	0.98(67)
50016-01-02-02	1.07(6)	11.1(1)	-1.08(2)	4.02(8)	1.01(2)	2.4(1)	16.41(8)	3.10(1)	0.97(67)
50016-01-02-07	1.02(2)	11.08(9)	-1.05(4)	4.18(9)	1.00(3)	2.3(1)	16.53(8)	2.02(3)	1.03(67)
50016-01-02-06	1.04(3)	11.1(1)	-1.12(3)	4.87(2)	1.02(2)	2.39(9)	14.45(6)	2.08(2)	1.02(67)
50016-01-02-15	1.00(1)	12.9(1)	-1.09(1)	3.49(9)	1.05(5)	2.45(6)	15.56(3)	2.06(3)	0.97(67)
50016-01-02-08	1.05(4)	12.87(8)	-1.08(5)	3.41(5)	0.99(3)	2.49(1)	15.52(8)	2.88(4)	0.99(67)
50016-01-02-10	1.00(1)	12.9(1)	-1.07(4)	3.52(9)	1.06(4)	2.39(2)	15.15(8)	2.49(5)	0.94(67)
50016-01-02-09	1.01(2)	12.84(9)	-1.06(5)	3.34(7)	0.99(3)	2.41(1)	17.31(9)	2.69(3)	0.99(67)
50016-01-02-13	1.02(3)	11.07(8)	-1.13(7)	5.58(9)	1.01(5)	2.31(3)	14.21(9)	2.75(4)	1.20(67)
50016-01-02-11	0.99(2)	3.24(2)	-0.38(6)	2.07(9)	1.03(4)	1.94(8)	10.23(7)	2.31(9)	0.92(67)
50016-01-02-01	1.01(2)	4.12(4)	-0.46(3)	2.01(7)	1.02(3)	1.8(1)	11.1(1)	2.26(3)	1.16(67)
50016-01-04-01G	1.01(1)	18.81(9)	-1.81(5)	4.78(8)	1.01(2)	2.9(1)	11.24(9)	1.08(5)	0.87(67)
50016-01-04-00	1.03(4)	15.92(5)	-1.64(3)	6.26(9)	0.99(1)	2.69(9)	13.71(9)	2.10(3)	1.03(67)
50016-01-03-11	0.99(2)	12.94(7)	-1.07(9)	3.47(9)	1.01(2)	2.49(1)	16.27(5)	2.14(4)	1.12(67)
50016-01-03-12	0.99(3)	11.79(4)	-1.08(5)	5.12(8)	1.00(1)	2.33(4)	15.54(4)	2.29(3)	0.69(67)
50016-01-04-02	1.02(2)	4.35(2)	-0.45(4)	2.05(7)	1.01(2)	1.65(5)	13.2(1)	2.08(5)	0.97(67)
50016-01-03-02	0.98(2)	3.44(3)	-0.36(2)	2.19(9)	0.98(2)	1.68(1)	14.09(8)	2.11(2)	1.12(67)
50016-01-03-01	1.01(1)	3.08(9)	-0.07(5)	3.17(9)	0.97(4)	2.42(2)	17.68(5)	2.00(3)	1.18(67)
50016-01-03-13	1.03(5)	11.3(1)	-1.14(9)	3.39(8)	1.03(4)	2.62(8)	12.51(9)	1.01(2)	0.79(67)
50016-01-03-00	1.05(4)	5.42(2)	-0.69(3)	2.06(7)	1.01(2)	1.58(1)	13.34(7)	0.73(5)	1.48(67)
50016-01-03-14	1.04(3)	8.40(3)	-1.32(6)	1.92(6)	0.99(1)	1.55(4)	14.50(8)	0.77(8)	1.28(67)
50016-01-03-03	1.05(4)	4.04(9)	-0.41(5)	2.09(5)	0.98(4)	1.84(2)	12.08(9)	2.31(2)	1.05(67)
50016-01-03-040	1.01(1)	11.80(3)	-1.14(2)	5.43(6)	1.02(3)	2.29(3)	14.19(2)	2.03(3)	0.83(67)
50016-01-03-05	1.09(2)	17.67(7)	-1.55(6)	4.7(1)	0.99(2)	2.80(1)	12.43(7)	1.03(1)	0.90(67)
50016-01-03-06	1.03(3)	19.91(2)	-1.02(3)	3.08(9)	1.00(1)	2.74(2)	10.25(4)	3.90(2)	0.97(67)
50016-01-03-070	1.02(2)	17.26(3)	-1.51(4)	4.69(8)	1.02(2)	2.76(1)	12.97(3)	1.01(4)	1.02(67)
50016-01-03-09	1.05(6)	17.10(6)	-1.34(5)	4.67(6)	1.03(2)	2.66(3)	14.76(7)	0.98(3)	1.16(67)
50016-01-03-10	1.01(1)	12.52(6)	-1.07(3)	3.12(9)	1.02(2)	2.44(1)	17.67(6)	2.17(3)	1.00(67)
50016-01-03-08	1.03(3)	17.51(8)	-1.59(6)	4.79(6)	0.99(1)	2.8(1)	12.11(8)	1.08(2)	0.79(67)
80020-02-01-00	1.01(1)	12.92(9)	-1.07(8)	3.40(5)	1.01(2)	2.44(1)	13.08(9)	2.97(3)	0.98(67)
80020-02-01-01	1.00(1)	12.25(6)	-1.05(3)	3.39(7)	1.03(4)	2.42(1)	13.76(6)	2.98(2)	0.94(67)
80020-02-02-00	1.02(2)	4.24(6)	-0.53(5)	2.08(6)	1.01(1)	1.67(2)	10.04(5)	2.31(5)	0.89(67)
80020-02-02-01	1.05(4)	12.93(8)	-1.08(4)	3.45(5)	0.99(2)	2.48(6)	12.91(4)	2.94(3)	1.07(67)
80020-02-02-02	1.03(2)	11.02(4)	-1.13(7)	5.56(4)	0.99(1)	2.31(7)	11.68(6)	2.28(2)	1.02(67)
80020-02-04-00	1.01(2)	12.94(7)	-1.08(7)	3.47(6)	0.98(2)	2.53(6)	14.38(4)	2.82(7)	1.33(67)
80020-02-05-00	1.07(5)	9.79(5)	-1.12(1)	4.05(4)	1.05(4)	2.12(2)	12.06(8)	2.96(3)	1.06(67)
80020-02-06-00	1.04(4)	18.96(8)	-1.08(5)	3.43(5)	1.01(3)	2.51(4)	14.07(7)	2.73(2)	1.36(67)
80020-02-07-00	1.03(2)	10.14(9)	-1.13(2)	4.51(9)	1.04(5)	2.24(2)	14.14(5)	2.01(2)	1.20(67)
80020-02-08-00	0.98(5)	20.53(2)	-0.91(3)	3.06(8)	1.02(2)	3.00(1)	9.13(6)	1.67(3)	1.37(67)
80020-02-09-00	0.99(2)	11.23(8)	-1.13(4)	5.43(4)	1.02(3)	2.31(1)	13.97(9)	2.25(5)	1.10(67)

Обозначения те же, что и в таблице 6.4.

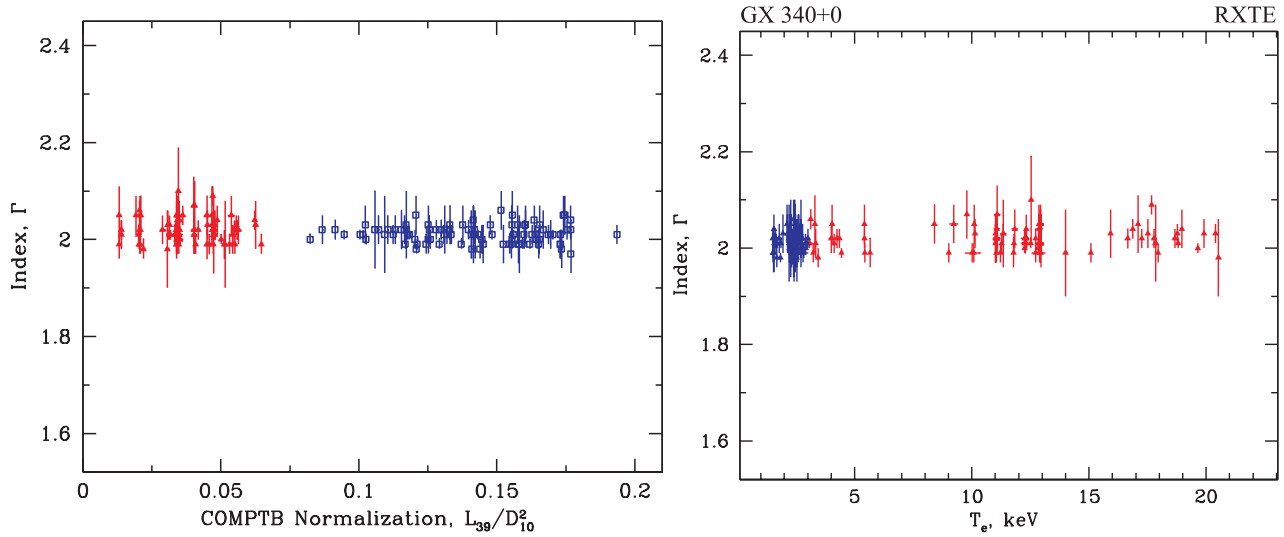

Рис. 6.4: Зависимость фотонных индексов Γ_{com1} и Γ_{com2} от нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, (в L_{39}/D_{10}^2, слева) и от электронной температуры T_e (в кэВ, справа) (табл. 6.4). *Красные* и *синие* точки соответствуют компонентам $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, которые связаны с тепловым рассеянием мягких фотонов на электронах плазмы в Комптоновском облаке и в пограничном слое НЗ, соответственно.

затравочной чернотельной компоненты в единицах 10^{37} эрг с$^{-1}$ и D_{10} – расстояние в единицах 10 кпс), в то время как индекс Γ_1 оказывается примерно постоянным около значения 2 для всех наблюдений (см. правую и левую панели рис. 6.4). Также было обнаружено, что ширина линии σ_{line} в модели *Gaussian* слабо варьируется, оставаясь в пределах $\sigma_{line} = 0.5 - 0.8$ кэВ.

Для полноты картины, связанной с линиями излучения рентгеновского спектра GX 340+0, полезным окажется уточнение с использованием результатов анализа высокоточных данных обсерватории XMM-*Newton*, недавно полученных д'Аи и др. [391], о том, что даже с использованием этих данных не удалось найти какие-либо изменения профиля линии на участке НВ. Поэтому в нашем дальнейшем анализе ширина линии σ_{line} при ее аппроксимации в модели *Gaussian* была просто фиксирована на значении 0.6 кэВ. Применение результирующей аддитивной модели с таким набором фиксированных параметров к наблюдениям GX 340+0 обсерваторией *RXTE* позволило обнаружить эволюцию изменение температуры $kT_e^{(1)}$ компоненты $CompTB1$ от 3 кэВ до 21 кэВ (левая панель рис. 6.5), что согласуется с результатами по данным *Beppo*SAX (табл. 6.3).

На рис. 6.3 приведены три характерных спектра GX 340+0 для разных состояний эволюции источника вдоль Z-трека по данным *RXTE*: 50016-01-01-11 (панель $Z1$, НВ), 91125-03-01-000 (панель $Z2$, NB) и 50016-01-02-18 (панель $Z3$, FB). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно. з рисунка хорошо видно заметное изменение формы спектров для этих трех состояний объекта. Чтобы лучше подчеркнуть эффект переменности вклада разных компонент во время эволюции объекта между состояниями НВ ($Z1$) и FB ($Z3$) компонента $CompTB1$ отмечена желтой заштрихованной областью, для визуальной демонстрации эволюции ее формы и

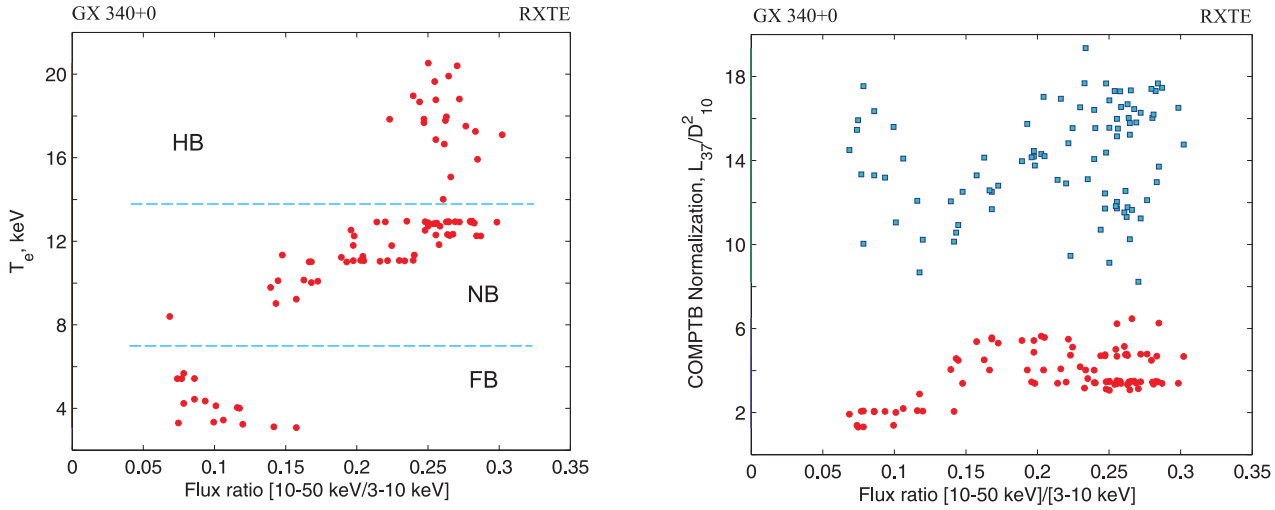

Рис. 6.5: Зависимость электронной температуры kT_e компоненты $CompTB1$ (слева) и нормировок N_{com1}/N_{com2} (*красные/синие* точки) компонент $CompTB1/CompTB2$ (справа) от отношения потоков [10 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ] при аппроксимации спектров моделью $wabs * (blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)$, во время переходов между "Z"-состояниями. Горизонтальными пунктирными линиями на левой панели отмечены границы участков Z-трека.

монотонного снижения электронной температуры $kT_e^{(1)}$ от 21 кэВ (панель $Z1$) до 3 кэВ (панель $Z3$) (см. также правую панель рис. 6.4 для интервала изменения электронной температуры).

На рис. 6.7 представлены три спектра GX 340+0 для разных участков Z-трека (*правая панель*) в комбинации с соответствующими им цветовыми диаграммами (*левая панель*) по наблюдениям *RXTE*: 20053-05-01-01 (*зеленый*, NB) 20053-05-01-02 (*сиреневый*, FB) и 20053-05-01-00 *красный*, HB). Отсюда следует соответствующее изменение формы спектра при смене объектом участков трека. Хорошо видно, что жесткое рентгеновское излучение в интервале 50 – 150 кэВ ("*жесткий хвост*") становится намного слабее на стадии FB, хотя для стадий HB и NB *жесткий хвост* значительно усиливается.

Принятая спектральная модель показывает хорошее согласие с наблюдениями. В частности, величина $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$, где N_{dof} – число степеней свободы, для большей части наблюдений меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Для совсем небольшого числа (менее 2%) спектров χ^2_{red} достигает 1.4, однако не превышает критический предел 1.5 (по уровню значимости 90%). Заметим, что возрастание невязок (в одном случае среди 92 спектров с χ^2_{red}=1.46 для 67 ст.св.), относится к интервалу энергий формирования линий излучения железа. Возможно, эта эмиссионная особенность имеет более сложную форму, чем просто Гауссов профиль. В самом деле, в наблюдениях GX 340+0 со спутника XMM-*Newton* [391] детектирован асимметричный профиль линии излучения Fe K_α с emission line with an с протяженным красным крылом. В работе [391] эта асимметрия была интерпретирована как результат релятивистского размытия в аккреционном диске, продолжающемся вплоть до поверхности НЗ. Однако Лоран и Титарчук [64] показали, что асимметрия линии также может быть связана с эффектом расширения оптически толстой среды с субрелятивистскими скоростями. Однако наши данные не позволяют разрешить

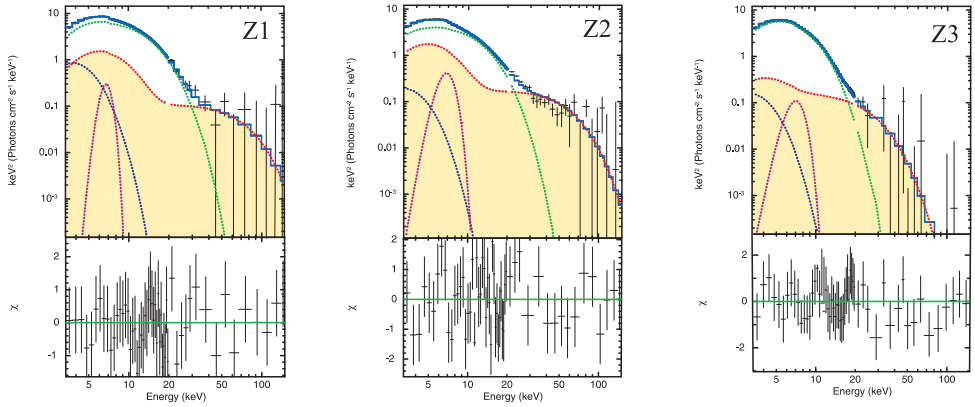

Рис. 6.6: Три характерных спектра GX 340+0 для разных состояний эволюции источника вдоль Z-трека по данным *RXTE*: 50016-01-01-11 (панель $Z1$, HB), 91125-03-01-000 (панель $Z2$, NB) и 50016-01-02-18 (панель $Z3$, FB). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют эволюцию Комптонизационной компоненты $CompTB1$ во время переходов между состояниями HB ($Z1$) и FB ($Z3$), когда электронная температура kT_e Комптоновского облака монотонно снижается от 21 до 3 кэВ (см. также правую панель рис. 6.4).

эту возможную комплексную структуру эмиссионной особенности.

Следует также отметить некоторые отличие наших результатов, в частности, значений фотонного индекса Γ от полученных другими научными группами. В частности, фотонный индекс Γ, по оценкам Иариа и др. [438] с использованием данных *Beppo*SAX ($S3$ – $S6$), дают значения Γ около 2.5, в то время как Γ составляет около 1.7 по результатам работы группы Чёрч и его коллег [431] при исследовании наблюдений GX 340+0 обсерваторией *RXTE* ($S5$). Однако это различие значений Γ является неизбежным результатом применения разных спектральных моделей. Например, Чёрч и его коллеги использовали аддитивную модель, состоящую из компонент blackbody, power law components и одинарной Комптонизационной компоненты (*Comptt*).

Таким образом, в результате применения этой модели к данным разных спутников удалось оптимизировать спектральную модель GX 340+0 (по данным *Beppo* SAX, которые покрывают широкий энергетический диапазон от 0.3 до 200 кэВ с высокой чувствительностью), а также максимально исследовать всевозможные особенности поведения источника (по данным *RXTE*, покрывающих длительные ряды наблюдений этого источника в диапазоне 3 – 200 кэВ с высоким временным разрешением) во время переходов между состояниями.

6.1.2.5 Общие тенденции изменения рентгеновских характеристик

6.1.2.6 Цветовые диаграммы

Для изучения характеристик рентгеновского излучения GX 340+0 во время смены спектральных состояний были использованы т.н. жесткие цвета (HC) и мягкие цвета (SC) для демонстрации разных конфигураций в координатах HC, как функция SC. А именно, на рис. 6.8 представлены цветовые диаграммы (*левая колонка*) и диаграммы жесткости (*пра-*

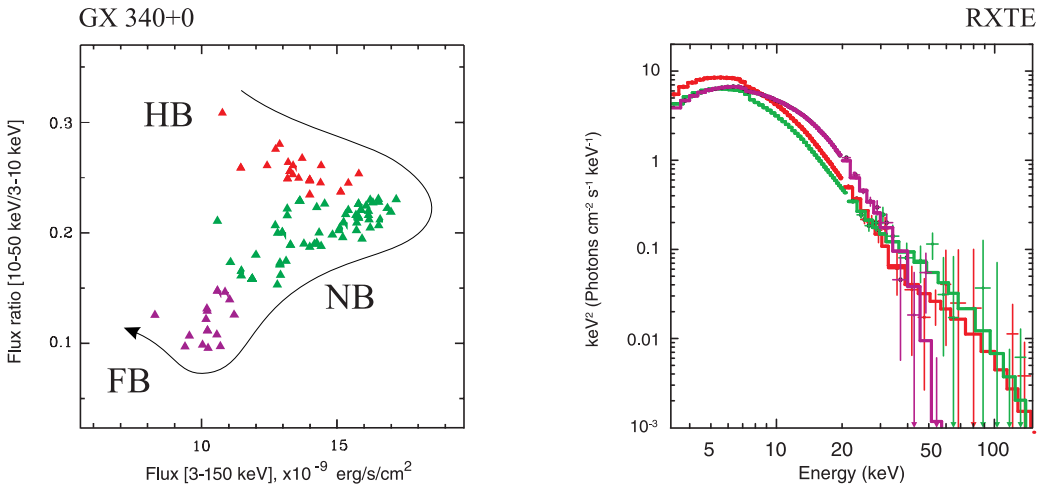

Рис. 6.7: *Левая панель:* зависимость отношения потоков [10 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ] от величины потока источника в интервале 3 – 50 кэВ по данным *RXTE*. Участки Z-трека отмечены *сиреневыми* точками для FB, *зелеными* точками для NB и *красными* точками для HB. Направление эволюции HB→NB→FB указано стрелкой. *Правая панель:* три соответствующих этим участкам характерных спектра GX 340+0 для наблюдений *RXTE* 20053-05-01-01 (*зеленый*, NB) 20053-05-01-02 (*сиреневый*, FB) и 20053-05-01-00 *красный*, HB).

вая колонка) GX 340+0. Ординаты и абсциссы цветовых диаграмм показывают отношения потоков: (a) [16 – 50 кэВ/3–16 кэВ] и [3–5 кэВ/7–10 кэВ]; (c) [20–50 кэВ/3–10 кэВ] и [10–20 кэВ/3–10 кэВ]; (e) [10–20 кэВ/3–10 кэВ] и [9–16 кэВ/3–5 кэВ], в то время как диаграммы жесткости представляют отношения потоков: (b) [16–50 кэВ/3–16 кэВ]; (d) [20–50 кэВ/3–10 кэВ]; (f) [7–10 кэВ/3–5 кэВ] как функцию рентгеновского потока в интервале 3 – 50 кэВ, измеренного в единицах 10^{-9} эрг/с/см^2. Таким образом, можно видеть разные формы Z трека GX 340+0. На базе использованных наблюдений (табл. 6.1, 6.2) найдено, что источник находился в трех спектральных состояниях: flaring branch (FB), normal branch (NB) и horizontal branch (HB).

Идентификация состояний указана с привлечением совместного спектрального и временного анализа (см. разд. 6.1.3.3 и результаты предыдущих исследований GX 340+0 по данным EXOSAT и *RXTE* [439, 435, 440]. Как видно, форма трека на цветовых диаграммах и на диаграммах жесткости зависит от диапазонов энергии, выбранных для построения диаграмм. В частности, на панелях (a), (b) и (d), хорошо видны признаки участка HB, хотя на других диаграммах этот участок отсутствует. Наличие участка FB есть только на панелях (a) и (b). И наоборот, независимо от энергетического диапазона, участок NB всегда присутствует. Сравнение зависимости цвета от уровня потока для разных РДС, содержащих ЧД и НЗ показано на рис. 10 [131].

Следует особо отметить, что вспышечный участок FB соответствует “дипам” на рентгеновской кривой блеска (рис. 6.9, рис. **??**). Фактически, возникает парадоксальная ситуация, когда во время снижения светимости источника (“дипа”) мягкая и жесткая компоненты цвета значительно возрастают (см. панель (a) на рис. 6.8). Это поведение кардинальным образом отличается от участков FB, наблюдаемых в Sco X–1, GX 17+2 и GX 349+2, хотя в этом плане GX 340+0 подобен Z-источнику Cyg X-2. Обсуждению этого феномена посвящены статьи [284].

6.1.3 Эволюция рентгеновских спектральных характеристик при смене спектральных состояний в GX 340+0

Общая картина изменения формы спектра GX 340+0 при смене объектом участков HB-NB-FB вдоль Z-трека на цветовой диаграмме (по данным *RXTE*) показана на рис. 6.6 и 6.7. Очевидно, что изменение формы спектра связано со сменой состояний источника. В этом контексте, рис. 6.3 и 6.6 представляют модельные компоненты, в то время как рис. 6.9 и **??** демонстрируют эволюцию этих компонент. Как указано ниже (разд. 6.1.3.1), все спектры независимо от состояния, обладают мощной Комптонизационной компонентой (*CompTB2*), связанной с рассеянием фотонов НЗ на электронах внутренних областей переходного слоя (иллюстрация этого эффекта приведена на рис. 6.2).

Что касается другой Комптонизационной компоненты *CompTB1*, связанной с рассеянием фотонов диска на электронах с температурой в интервале 8 – 21 кэВ, то она, в состояниях HB и NB, тянется до 150 кэВ. В состоянии FB картина резко меняется (правая панель на рис. 6.6), компонента *CompTB1* характеризуется резким снижением электронной температуры до 3 – 6 кэВ и поэтому спектр тянется уже только до 50 кэВ. В целом, вклады компонент *Blackbody* и $CompTB1$ всегда оказываются слабее по сравнению с $CompTB2$. Обнаружено, что электронная температура $kT_e^{(2)}$ стремится к уровню температуры $kT_e^{(1)}$ только на участке *flaring branch*, которая на этом участке монотонно снижается до 3 кэВ. В отличие от этого, $kT_e^{(2)}$ демонстрирует постоянство на уровне около 3 кэВ независимо от спектрального состояния. Коэффициент HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ] падает от 0.3 до 0.1 на участке HB – FB спектральной эволюции (рис. 6.5).

При таком подходе найдено однозначное соответствие (рис. 6.5) между спектральными состояниями GX 340+0 и температурой $kT_e^{(1)}$ в пределах зон, указанных горизонтальными пунктирными линиями. Электронная температура $kT_e^{(1)}$ изменяется примерно в 10 раз для каждого из состояний, хотя индексы Γ_1 and Γ_2, для спектров этих состояний лишь варьируются от 1.9 до 2.1 (правая панель на рис. 6.4).

Мы также, как и в предыдущей главе, проверили статистическую гипотезу $\Gamma_{appr} \approx 2$ с использованием критерия χ^2. Для этого мы построили распределение $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr}) = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\left(\frac{\Gamma_i - \Gamma_{appr}}{\Delta\Gamma_i}\right)^2$ как функцию of Γ_{appr} и обнаружили четкий минимум около 1 для обеих компонент ($CompTB1$ и $CompTB2$), что соответствует интервалам $(\Gamma_1/\Gamma_2)_{approx} = 1.99 \pm 0.01/2.00 \pm 0.01$ по уровню значимости 67% and $(\Gamma_1/\Gamma_2)_{approx} = 1.99 \pm 0.02/2.00 \pm 0.02$ по уровню значимости 90% для 92 ст.св. (см. подобную диаграмму $\chi^2_{red}(\Gamma_{appr})$ для 4U 1728–34 в [129] или рис. 4.5 в главе 4). Интересно, что индексы Γ_1, Γ_2 также не зависят от нормировок $CompTB1$, $CompTB2$; L_{39}/d_{10}^2 и $kT_e^{(1)}$, $kT_e^{(2)}$ (рис. 6.4 и правая панель на рис. 6.4).

6.1.3.1 Кривые блеска и спектральные характеристики

Рентгеновские кривые блеска по данным *RXTE* показывают ряд интересных вспышек GX 340+0 в период наблюдений 2000−2001 гг. (сеты $R5$, $R6$) с хорошо прописанными профилями от начала до завершения вспышечных эпизодов. Для них выполнен комбинированный спектральный (в модели $wabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)$, рис. 6.9) и временной анализ (разд. 6.1.3.3).

На рис. 6.9 показаны *(сверху – вниз)* рентгеновская кривая блеска по данным *RXTE*/PCA в интервале [2 – 9 кэВ] с усреднением в течение 16 с, эволюция *фактора жесткости* HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ], электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*красные*) и $kT_e^{(2)}$

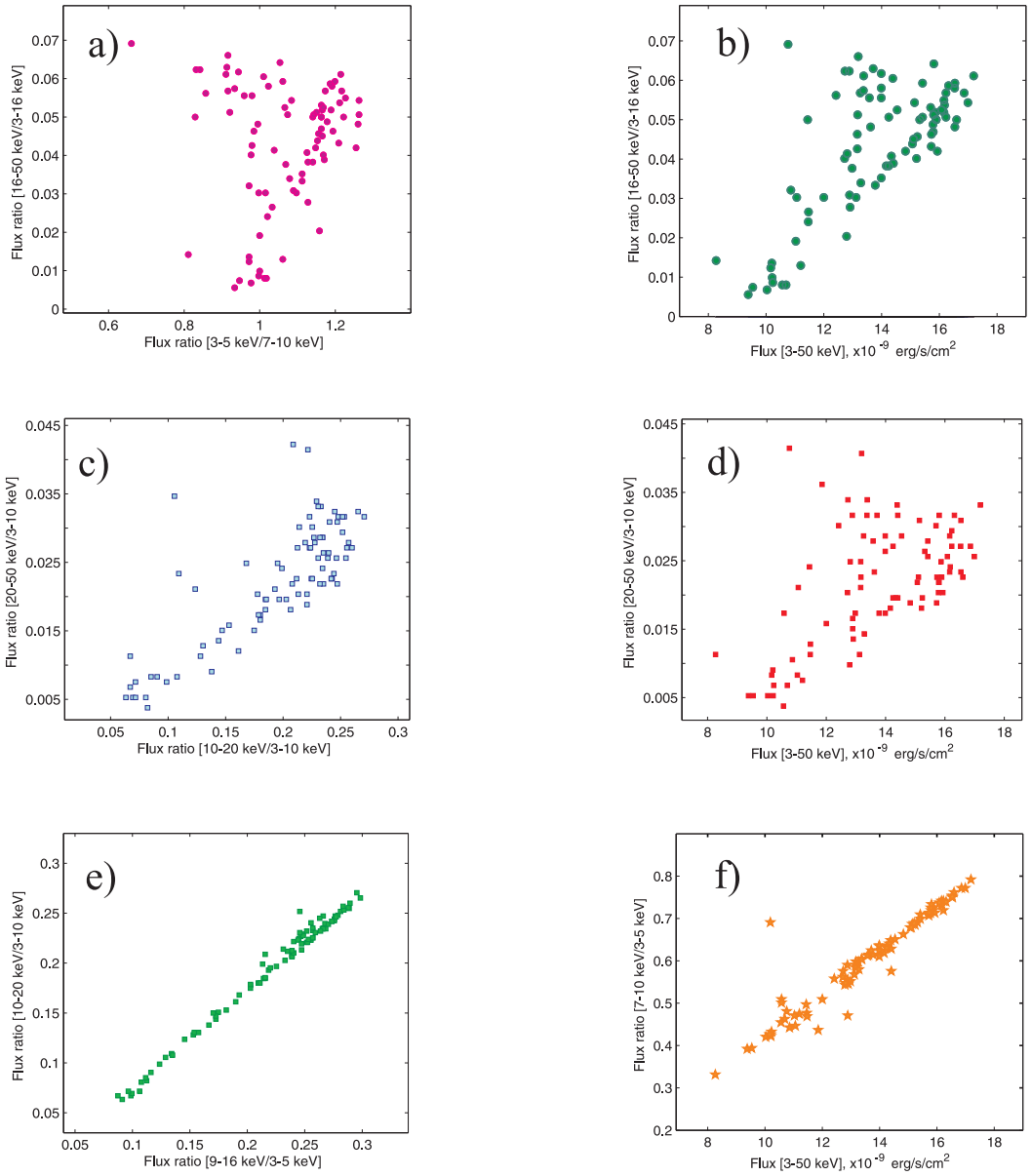

Рис. 6.8: Цветовые диаграммы (*левая колонка*) и диаграммы жесткости (*правая колонка*) GX 340+0. По горизонтальной и вертикальной осям указаны отношения потоков: (a) [16 – 50 кэВ/3 – 16 кэВ] и [3 – 5 кэВ/7 – 10 кэВ] соответственно; (c) [20 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ] и [10 – 20 кэВ/3 – 10 кэВ]; (e) [10 – 20 кэВ/3 – 10 кэВ] и [9 – 16 кэВ/3 – 5 кэВ]. Диаграммы жесткости представляют отношения потоков: (b) [16 – 50 кэВ/3 – 16 кэВ]; (d) [20 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ]; (f) [7 – 10 кэВ/3 – 5 кэВ], как функцию потока источника в интервале 3 – 50 кэВ измеренного в единицах 10^{-9} эрг $с^{-1}см^{-2}$.

(*синие* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*красные* и *синие* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*красные* и *синие* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в 2000 г. (сет $R5$) от MJD 51722 до 51777. Диппинговые/вспышечные фазы кривой блеска, относящиеся к состоянию *flaring branch* (см. также рис. 6.11), отмечены синими вертикальными полосками, и обычно сопровождаются снижением *фактора жесткости* (HC) до значения менее чем 0.15.

Повторяемость поведения основных спектральных параметров GX 340+0 во время других вспышек видна на рис. **??**, где показана эволюция, аналогичная представленной на рис. 6.9, но для вспышечной активности в 2001 г. (сет $R6$) в период от MJD 51920−MJD 51925. Здесь также видно, что температура $kT_e^{(1)}$ коррелирует с величиной *фактора жесткости* HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ] и монотонно снижается от 20 кэВ до 3 кэВ на участке HB – FB.

Поведение температуры $kT_e^{(1)}$ (*красные* точки) хорошо видно из рис. 6.9, которая постепенно снижается от 20 кэВ во время перехода от HB до NB, достигая своего минимального значения на 3 кэВ на участке FB [MJD 51774 – 51774.3, 51776.5 – 51776.7 (рис. 10 в [131]); MJD 51921.4 – 51921.7, 51922.4 – 51922.7 (рис. 6.9)], при этом электронная температура $kT_e^{(2)}$ (*синие* точки) почти постоянна, в среднем равна 3 кэВ. С другой стороны, нормировка компонент $CompTB$ (N_{Com1} и N_{Com2}) слабо коррелирует с вариациями *фактора жесткости* HC и скорости счета в диапазоне 2 – 9 кэВ, с рентгеновским излучением, связанным с *нейтронной звездой*, которое доминирует во время всех спектральных состояний (правая панель на рис. 6.5). При этом нормировка N_{Com2} слабо переменна около среднего уровня $0.15 \times L_{39}/D_{10}^2$. В целом, вклад рентгеновского излучения диска примерно в два раза меньше, чем вклад излучения, связанного с НЗ для всех спектральных состояний (правая панель на рис. 6.5). Особо отметим, что индексы α (на нижней панели рис. 6.9) лишь слегка варьируются со временем около 1 (или соответственно Γ варьируется около 2).

6.1.3.2 Вклад Комптоновского нагрева

Преимуществом такого подхода является возможность определения степени Комптонизации f_1, которая для GX 340+0 изменяется от 0 до 0.5 (*красные треугольники* рис. 6.10). Это сразу указывает на то, что в большинстве случаев на участках HB и NB доминирует мягкое рентгеновское излучение GX 340+0, подвергаясь лишь очень незначительной переработке в переходном слое ($f_1 = 0.1 - 0.2$). Далее, при переходе объекта в состояний FB, f_1 монотонно снижается от 0.2 до 0.5, когда $kT_e^{(1)}$ падает от 6 кэВ до 3 кэВ. Поэтому земной наблюдатель может видеть только малую часть непосредственного излучения диска $(1 - f_1)$ на FB. Что касается степени Комптонизации f_2, связанной с рассеянием "затравочных" фотонов с поверхности НЗ на электронах переходного слоя, она всегда остается примерно равной 1. Поэтому в дальнейших расчетах параметр f_2 был зафиксирован $f_2 = 1$, что согласуется с представлением модели о том, что НЗ полностью окружена и со всех сторон облучается фотонами переходного слоя (рис. 6.2).

6.1.3.3 Временные характеристики во время цикла эволюции HB-NB-FB

Анализ кривых блеска, полученных детектором RXTE, выполнен с помощью программы *powspec* пакета FTOOLS 5.1 аналогично изложенному в разд. 5.1.4.2. Для временного

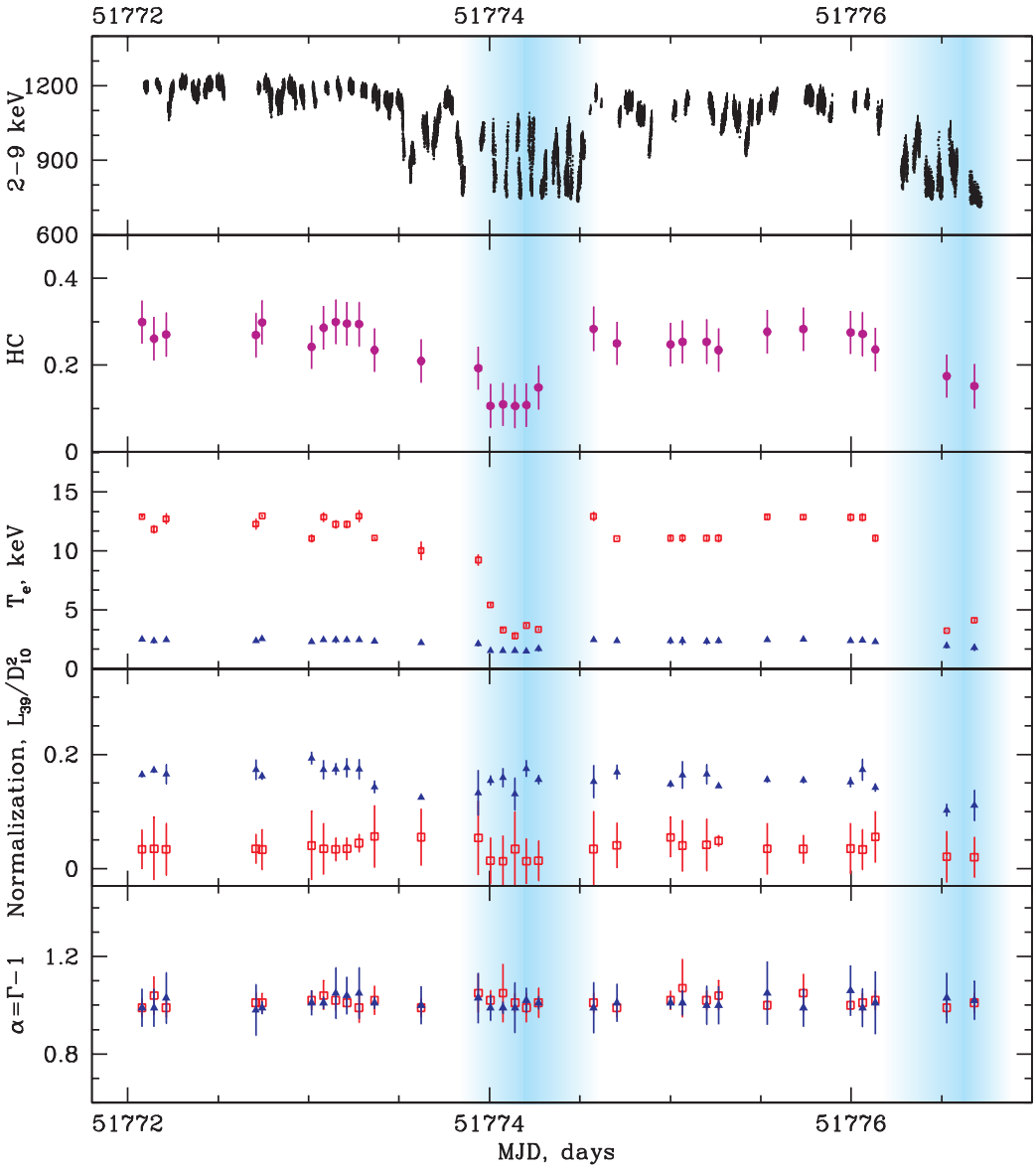

Рис. 6.9: *Сверху – вниз:* Рентгеновская кривая блеска по данным *RXTE*/PCA в интервале [2 – 9 кэВ] с усреднением в течение 16 с, эволюция *фактора жесткости* HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ], электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*красные*) и $kT_e^{(2)}$ (*синие* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*красные* и *синие* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*красные* и *синие* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в 2000 г. (сет $R5$). Диппинговые/вспышечные фазы кривой блеска, относящиеся к состоянию *flaring branch*, отмечены синими вертикальными полосками.

анализа в энергетическом диапазоне 13 – 30 кэВ, мы использовали данные детектора PCA обсерватории RXTE в *event* моде. Временное разрешение для этой моды составляет 1.2×10^{-4} с. Получены СМ в частотном интервале 0.1 – 500 Гц с разрешением 0.001 с. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. В дальнейшем мы использовали пакет QDP/PLT для моделирования СМ GX 340+0.

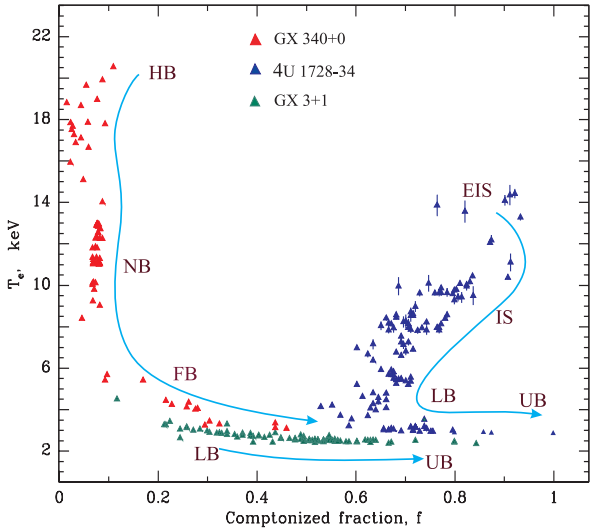

Рис. 6.10: Зависимость электронной температуры $kT_e^{(1)}$ (в кэВ) от степени облучения f для *atoll* источников GX 3+1 и 4U 1728–34, а также для Z- источника GX 340+0 (с использованием переменного f_1-фактора) во время разных состояний. *Красные*, *зеленые* и *синие* точки соответствуют данным *RXTE* для источников GX 340+0, GX 3+1 и 4U 1728–34, соответственно. Вдоль трека Z-источника GX 340+0 приведена последовательность состояний: HB, NB и FB. Также указаны соответствующие спектральные состояния для *atoll* источников 4U 1728–34 и GX 3+1. Шкала kT_e (слева) относится к последовательности состояний Z-источника GX 340+0.

Результаты представлены на рис. 6.11, где *сверху* приведена рентгеновская кривая блеска (3 – 150 кэВ) в 2000 г. (сет $R5$). Красными/синими точки A, B и C отмечены моменты MJD = 51773.2/51774.7, 51773.6/51774.1 и 51772.2/51774.6, относящиеся к разным фазам эволюционного Z-трека. Кроме того, *зелеными* точками D_1/D_2 отмечены моменты в MJD=51774.27/51776.68 на участке FB, в которых мы обнаружили ∼6 Гц КПО на участке *flaring* branch для объекта GX 340+0 (см. также рис. 6.12), на котором никогда ранее не детектировалась эта КПО особенность, хотя наблюдалась в других Z-источниках. Тем самым, эти два наблюдения (D_1/D_2) показали, что Z-источник GX 340+0 более не является загадкой в терминах ∼6 Гц КПО на FB.

Как уже говорилось, для надежной идентификации состояния источника необходим комбинированный (спектральный и временной) анализ данных. Результаты такого анализа представлены на рис. 6.12, где *левая панель* содержит диаграмму $\nu \times power$ для GX 340+0 в частотном интервале 0.01 – 150 Гц, зарегистрированную 18 августа 2000 г. (50016-01-02-16, MJD=51774.47, точка D_1 на рис. 6.11). Время накопления спектра мощности составляет 3876 с. Синей сплошной линией показана гладкая аппроксимация спектра мощности. Широкая КПО особенность центрирована на частоте ν_{FBO} ∼6 Гц и сверхнизкочастотная шумовая компонента (VLFN) присутствуют в СМ во время состояния

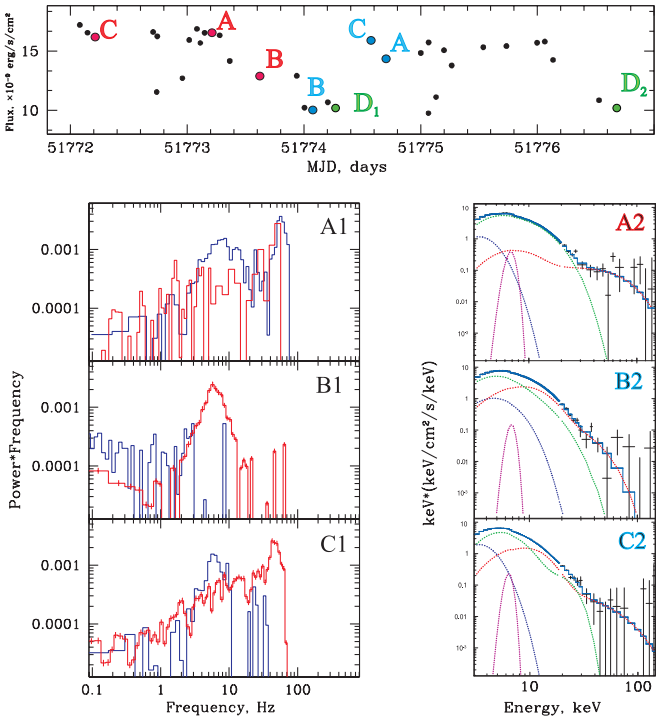

Рис. 6.11: *Сверху*: рентгеновская кривая блеска (3 – 150 кэВ) в 2000 г. (сет $R5$). Красными/синими точки A, B и C отмечены моменты MJD = 51773.2/51774.7, 51773.6/51774.1 и 51772.2/51774.6, относящиеся к разным фазам эволюционного Z-трека. *Снизу*: спектры мощности для энергетического интервала 15 – 30 кэВ (*левая* колонка) представлены в соответствии с энергетическими спектрами ($E * F(E)$) (*правая* колонка) для точек A, B и C рентгеновской кривой блеска. Диаграммы $E * F(E)$ (на панелях A2, B2, C2) сопоставлены со СМ (на панелях A1, B1, C1). Наблюдательные данные показаны черными точками, при этом компоненты спектральной модели представлены красной, зеленой, синей и малиновой пунктирными линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, *Blackbody* и *Gaussian*, соответственно.

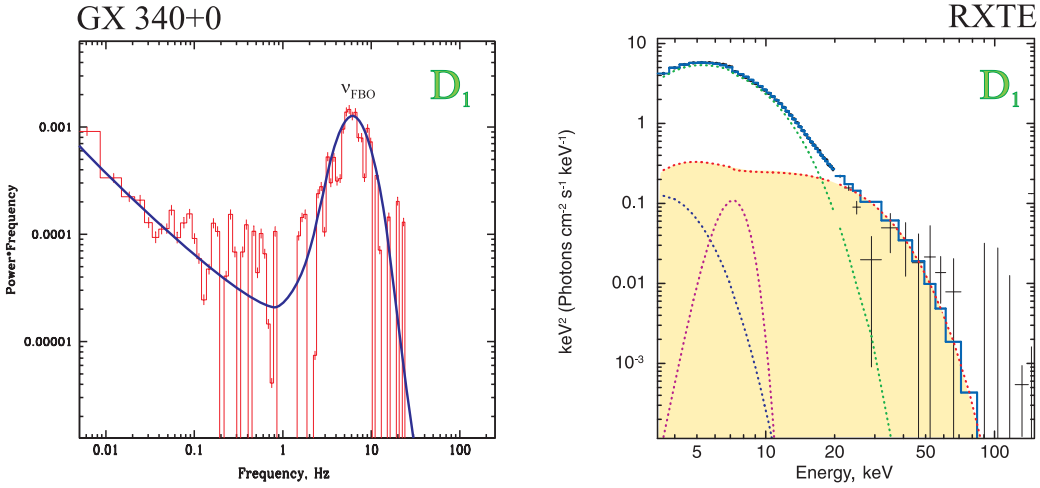

Рис. 6.12: *Левая панель:* Диаграмма $\nu \times power$ для GX 340+0 в частотном интервале 0.01 – 150 Гц, зарегистрированная 18 августа 2000 г. (50016-01-02-16, MJD=51774.47, точка D_1 на рис. 6.11). Время накопления спектра мощности составляет 3876 с. Синей сплошной линией показана гладкая аппроксимация спектра мощности. Широкая КПО особенность центрирована на частоте ν_{FBO} ~6 Гц и сверхнизкочастотная шумовая компонента (VLFN) присутствуют в СМ во время состояния flaring branch (см. подробности в тексте). *Правая панель:* диаграмма $E * F(E)$, соответствующая этому спектру мощности (точка D_1). Наблюдательные данные показаны черными точками, при этом компоненты спектральной модели представлены красной, зеленой, синей и малиновой пунктирными линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, $Blackbody$ и $Gaussian$, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют относительно малый вклад компоненты $CompTB1$ в точке D_1.

flaring branch (см. подробности в тексте). При этом на *правой панели* показана диаграмма $E*F(E)$, соответствующая этому спектру мощности (точка D_1). Наблюдательные данные показаны черными точками, при этом компоненты спектральной модели представлены красной, зеленой, синей и малиновой пунктирными линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, $Blackbody$ и $Gaussian$, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют относительно малый вклад компоненты $CompTB1$ в точке D_1. Таким образом, это наблюдение обладает всеми свойствами состояния FB, и в то же время, надежно указывает на наличие ~6 Гц КПО на участке $flaring$ branch. В итоге, можно утверждать, что впервые в этом коротком сете архивных данных было зарегистрировано КПО на частоте ~6 Гц во время стадии FB в двух точках, классифицируемых как “dipping/flaring” фазы (сет $R5$), которые никогда прежде не обнаруживались в Z-источнике GX 340+0, но являются “визитной карточкой” в СМ этого состояния (FB) во всех остальных Z-источниках.

Для отслеживания изменения временной переменности GX 340+0 вдоль Z-трека удобно иметь привязку к кривой блеска (приведена на *верхней панели* рис. 6.11. Мощные осцилляции с центроидом частоты на 50 Гц присутствуют на участке HB (левая панель рис. 6.11, *красный* СМ на панели C, MJD=51772.2). При этом широкий участок (2 – 10 Гц) захвачен осцилляциями *красный* СМ на панели B, 50016-01-01-06, MJD=51773.6; *синий* СМ на панели C, 50016-01-02-04, MJD=51774.6) и ~50 Гц (*синий* СМ на панели A, 50016-01-02-12, MJD=51774.7) детектируются в момент т.н. “жесткого апекса” (верхняя точка перегиба Z-трека) и в середине участка *normal* branch (NB), соответственно. Сравнительно большой

вклад в СМ вносит низкочастотная шумовая компонента (до 10% rms) и широкое КПО с центром на 7 – 10 Гц (до 2% rms) детектируется на участках HB и NB, но одно из них не присутствует на участке FB, когда в СМ доминирует лишь сверхнизкочастотная шумовая компонента (*синий* СМ на панели B, 50016-01-02-18, MJD=51774.1). В сопоставлении с этими СМ представлены в энергетические спектры ($E * F(E)$, *правая* колонка) для точек A, B и C рентгеновской кривой блеска. Наблюдательные данные показаны черными точками, при этом компоненты спектральной модели представлены красной, зеленой, синей и малиновой пунктирными линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, $Blackbody$ и $Gaussian$, соответственно.

Необычность этого Z-источника не исчерпывается сложностью детектирования КПО на ∼6 Гц. Более удивительно то, что источник показывает "дип" (резкое снижение светимости) на кривой блеска в момент вспышки (надежные признаки которой следуют из временных характеристик). Докажем это на примере вышеприведенного сета. Итак, во время первой диппинговой фазы кривой блеска (*синяя точка B*, MJD 51774.08 на рис. 6.11) мы обнаружили только мощный сверхнизкочастотную шумовую компоненту (*синяя* гистограмма на средней панели левой колонки) без каких-либо КПО-особенностей. Хотя во время последней части (*фазы выхода*) из дипа, хорошо видны широкие КПО, описываемые Лоренцианом, центрированным на 6 Гц (FWHM=11.7 ± 4.5 Гц, rms=6.3 ± 1.0%) Соответствующая точка D_1 на кривой блеска отмечена *зеленым кружком* (наблюдалась 18 августа 2000 г., 50016-01-02-16, MJD=51774.27, рис. 6.11) и соответствующий ей СМ в терминах $\nu \times power$ диаграммы приведен на левой панели рис. 6.12 для частотного интервала 0.01 – 150 Гц. Важным признаком FB для этого диппингового участка является энергетический спектр (на правой панели рис. 6.12), который является типичным для всех Z-источников с относительно малым вкладом жесткого излучения на 70− 150 кэВ (т.е. отсутствует жесткий хвост), хотя на участках HB и NB жесткий хвост всегда становится сильнее (*красная/синяя* точки A и C на рис. 6.11.

Как подтверждение достоверности однократного детектирования КПО на 6 Гц в точке D_1, в другой вспышке, опять же сопровождаемой диппинговой фазой, было вновь обнаружено подобное поведение СМ и подобное КПО (см. *зеленая* точка D_2). Опять СМ характеризовался отсутствием КПО в начале и середине участка FB и, затем, появлением широкого КПО, центрированного на 6 Гц, в финале фазы FB (50016-01-02-01, MJD=51776.68) в дополнение к значительной сверхнизкочастотной шумовой компоненте. Заметим, что энергетические спектры в обеих точках (D_1, D_2) имеют практически идентичные спектральные параметры.

Таким образом, показано, что обнаруженная эволюция спектральных и временных характеристик, согласуется с результатами анализа предыдущих наблюдений GX 340+0 со спутников EXOSAT, *Ginga*, *RXTE* и XMM-*Newton* [439, 440]. В дополнение к уже известным временным признакам *Z*-трека GX 340+0 было впервые найдено КПО в СМ на частоте ∼6 Гц на участке FB, которое не обнаруживалось ранее ни в одном исследовании этого источника, хотя обычно присутствует в СМ других *Z*-источников, таких как Sco X–1 и GX 17+2. Этот ти КПО виден в нижней части FB, а также на участке NB этих *Z*-источников. Их частота начинает возрастать от $\nu_{FB} \sim 6$ Гц доо $\nu_{NB} \sim 20$ Гц, когда эти конкретные источники эволюционируют от FB к NB. В нижней части FB, это КПО на частоте ~ 6 Гц становится широким и, затем, исчезает в шумовой компоненте.

Следуя [6], мы провели интерпретацию появления этого КПО на участке FB в терминах модели *переходного слоя*, с учетом радиального потока и толстого, торообразного Комптоновского облака (см. иллюстрацию этой интерпретации на рис. 6.13).

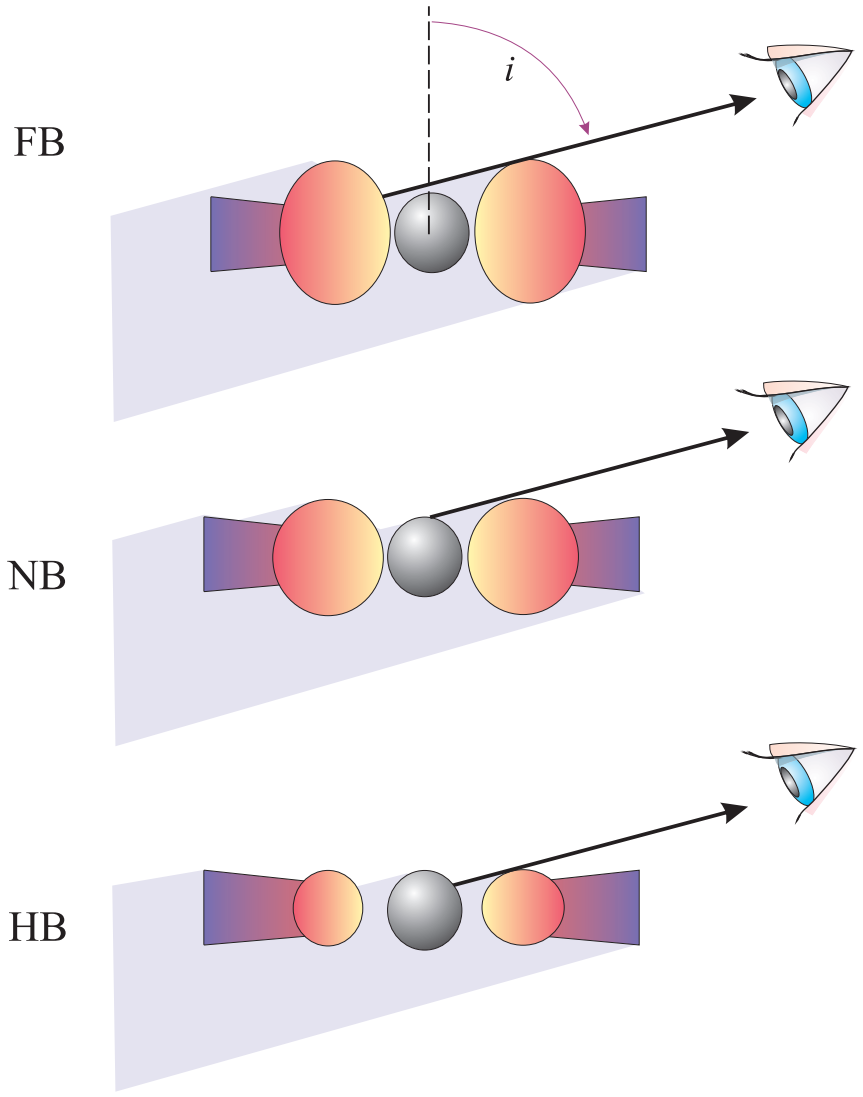

Рис. 6.13: Предполагаемая геометрия GX 340+0 во время смены спектральных состояний. По мере того, как объект переходит от состояния HB, через NB, к FB, Комптоновское облако раздувается настолько, что начинает влиять на видимость центральной области (НЗ). На верхней панели (FB) схематично указана вероятная наклонность GX 340+0 по результатам многочисленных наблюдений (см. текст). В частности, внутренняя часть источника ослабляется/экранируется Комптоновским облаком, что обуславливает резкое снижение (дипы) светимости ("*dipping FB*"). Последующее ослабление эффекта экранировки во время следующей стадии (NB) схематично показано на средней панели. Сокращение Комптоновского облака теперь обеспечивает видимость центральной области (НЗ). Наконец, нижняя панель (HB) демонстрирует минимальный эффект экранировки центральной области источника, обеспечивая соответствующий вклад излучения НЗ.

6.1.3.4 Действительно ли скорость аккреции монотонно возрастает при эволюции источника по треку HB→NB→FB?

Важным аспектом исследования подобия компактных объектов, в частности, подобия Z и *atoll*-источников, заключается в изучении того, как связаны рентгеновские спектральные, временные характеристики со скоростью аккреции $\dot{M}$, например, в Z- источнике GX 340+0 при эволюционировании вдоль трека HB-NB-FB. Это может существенно помочь в выборе правильного сценария формирования компактных объектов.

С одной стороны, выше было показано квази-постоянство N_{Com2} при эволюционировании по треку HB-NB-FB, что фактически может быть аргументом против широко распространенного мнения о том, что $\dot{M}$ монотонно возрастает вдоль Z-трека (от HB до FB), поскольку $\dot{M}$ прямо пропорционально параметру нормировки Комптонизированной компоненты. Действительно, N_{com} [см. уравнение (A.4)] пропорционально мягкой рентгеновской светимости, которая в свою очередь, пропорциональна $\dot{M}$.

С другой стороны, мы детектировали спектральную и временную эволюцию GX 340+0, по многим аспектам подобную эволюции *"диппингового"* Z-источника Cyg X-2, который хорошо изучен и позволяет диагностировать то, что его спектральные характеристики сильно подвержены эффектам высокого угла наклонности орбиты [443, 401]). По результатам Кавли и др. [441] наклонность орбиты РДС Cyg X-2 составляет 65° – 75°. Фаринелли и его коллеги [442] анализировали наблюдения Cyg X-2 со спутника *Beppo*SAX и использовали модель двойного CompTB, успешно описав спектральное поведение источника от HB до NB. Следовательно, можно предположить, что модуляция рентгеновского потока внешних и внутренних частей переходного слоя (связанных с N_{Com1} и N_{Com2}, соответственно) является результатом геометрических эффектов.

В действительности, нет никакой точной информации о наклонности i для РДС GX 340+0, основанной на измерении лучевых скоростей. Единственное косвенное указание величины угла наклонности i составляет 35° для GX 340+0 получено из анализа "релятивистски искаженного" профиля линии железа Fe K_α. Д'Аи и др. [391] предположили, что линия железа может формироваться в результате отражения жесткого излучения, образующегося в Комптонизационной области, от холодных поверхностей НЗ и диска. Однако гипотеза о таком малом угле наклонности i в GX 340+0 сталкивает с серьезными проблемами. А именно, спектральные особенности, обусловленные отражением должны быть видны только в том случае, если спектральный индекс падающего потока на поверхности НЗ или диска существенно меньше 1 [64], что явно не имеет места в случае GX 340+0 (см. левую и правую панели на рис. 6.4).

Гипотеза высокого угла наклонности GX 340+0 приводит к предположению о том, что $\dot{M}$ может быть больше на FB, когда мы можем видеть только некоторую, относительно небольшую часть рентгеновского излучения от поверхности НЗ из-за эффекта экранировки Комптонизированной области (см. пояснение этих геометрических эффектов экранировки на рис. 6.13).

Кроме того, в случае малого угла наклонности мы должны были бы видеть мощную чернотельную компоненту и монотонное возрастание нормировки Комптонизационной компоненты вдоль трека HB – FB. Однако наш спектральный анализ указывает на предельно малый вклад чернотельной компоненты во время всех Z-состояний (см. разд. 6.1.3.1). Этот факт может рассматриваться как дополнительный аргумент в пользу высокого угла наклонности в GX 340+0. В свою очередь, влияние высокой наклонности на результирующий мягкий рентгеновский поток может приводить к серьезным отклоне-

ниям от реального значения нормировки. Поэтому, параметр нормировки N_{com} не являет надежным индикатором $\dot{M}$ в случае GX 340+0.

6.2 Спектральные и временные характеристики Z-источника Scorpius X–1. Возрастание жесткости спектров во время фаз вспышек

6.2.1 Введение

По результатам предыдущих разделов установлены и в достаточной мере протестированы спектральные признаки ЧД и НЗ. Однако все рассмотренные нейтронные звезды, как правило, не достигали критических светимостей. Для проверки того, как работают найденные признаки в этом предельном режиме аккреции, в этом разделе проведен анализ нейтронной звезды, достигающей сверх-Эддингтоновской светимости во время своих рентгеновских вспышек, Scorpius X–1.

Sco X–1 является наиболее ярким рентгеновским источником, он расположен на расстоянии 2.8±0.3 кпс [408] и имеет малый угол орбитальной наклонности, что весьма удобно для изучения его *вспышечной* активности, по сравнению с другими *Z*-источниками. Эта двойная система состоит из старой, слабо замагниченной НЗ с массой ∼1.4 $M_{\odot}$, в которой аккрецирующее вещество переносится с маломассивного компаньона (недавно идентифицированного как звезда класса M с массой ∼0.4 $M_{\odot}$, [409]) в результате переполнения полости Роша.

Sco X–1, подобно другим *Z* источникам, показывает квазипериодические осцилляции вдоль всех треков его *цветовой диаграммы*. Обширные временные исследования Sco X–1 по данным обсерватории EXOSAT указывают на то, что феномен и свойства КПО обусловлены переходами Sco X–1 между разными спектральными состояниями [410, 411, 412, 413, 284, 414]. В частности, переход между состояниями HB − NB и FB сопровождается изменениями частоты КПО в интервале от 6 до 16 Гц. Когда Sco X–1 входит в затяжное состояние NB частоты КПО устанавливаются в более узком интервале 6 – 8 Гц. Низкочастотная шумовая компонента (LFN) спектра мощности заметно усиливается с ростом рентгеновской светимости (в мягком диапазоне) в состоянии FB и при этом КПО особенности ослабевают до полного исчезновения в спектре мощности. По данным EXOSAT, Диетерс и ван дер Клис [415] обнаружили эпизодические резкие скачки частоты КПО с 6 Гц на 10 Гц в окрестности т.н. "*soft* apex" (нижнего излома Z-трека) на диаграмме жесткости, а также значительное смещение частоты КПО от 8 до 21 Гц, когда объект переходит из состояния *lower* FB в состояние *upper* FB.

Наблюдения Sco X–1 со спутника *RXTE* также дали много информации о временных свойствах объекта. Например, позволили ван дер Клису и его коллегам [416] обнаружить КПО на частоте 45 Гц, которое усиливается в середине состояния NB. Каселла и др. [417] детектировали монотонный рост центроида частоты КПО от 4.5 – 7 Гц (в состоянии NB) до 6 – 25 Гц (в состоянии FB), что может указывать на одинаковую природу этих КПО с хорошо известными низкочастотными КПО. Спектр мощности также содержит пару КПО, частоты которых изменяются в диапазоне 800 – 1100 Гц (т.н. килогерцовые КПО), при этом величина интервала между частотами этих КПО, в некоторой степени, зависит от текущей частоты самих смещающихся КПО [418].

Физическая интерпретация этих КПО особенностей является неоднозначной и до сих

пор является открытым вопросом многих научных споров. Наряду с детальным изучением наблюдательных временных свойств Sco X–1, исследование энергетических спектров проводилось не столь интенсивно. Это связано с чрезвычайно высокой яркостью Sco X–1, которая не позволяет прямые наблюдения этого источника многими рентгеновскими спутниками, обладающих детекторами высокого разрешения, таких, как *Chandra* и XMM-*Newton*. Однако значительный прогресс в этом отношении был достигнут благодаря наблюдениям Sco X–1 обсерваторией *RXTE* [419, 421, 420, 10, 430]. При этом было показано, что рентгеновский спектр Sco X–1 удовлетворительно аппроксимируется двухкомпонентной моделью, состоящей из *тепловой* компоненты, относящейся с НЗ и *Комптонизированной* компонентой, связанной с протяженной короной аккреционного диска. В дополнение к этому, широкая эмиссионная линия с *Гауссовым* профилем также необходима при описании спектров ов всех состояниях. Однако результаты спектрального анализа и их интерпретация сильно завися от выбранного спектрального интервала и конкретных моделей, принятых в качестве *тепловой* и *Комптонизированной* компонент.

В частности, д'Амико и др. [419] изучили энергетический спектр Sco X–1 только выше 20 кэВ, используя только данные HEXTE, и при этом пытались найти корреляцию между рентгеновским *жестким хвостом* и положением на *Z*-треке. Однако они не нашли никакой строгой корреляции, используя модельную композицию *тормозного излучения (bremsstrahlung)* и степенного закона (*power-law*). В этой работе [419] *жесткий хвост* связан с нетепловым происхождением. Другая группа авторов исследовала наоборот только мягкий рентгеновский диапазон. Так, Бредшоу и его коллеги [420] использовали только данные детектора PCA в достаточно небольшом диапазоне энергий (3 – 18 кэВ), применяя модель, состоящую из чернотельного излучения и *Комптонизационной компоненты* (BMC, [444]). Они изучили эволюцию рентгеновского спектра Sco X–1, как функцию скорости аккреции и, в частности, детектировали усиление поглощения на низких энергиях примерно в два раза, когда объект переходит из состояния HB к точке смены состояний NB и FB (т.н. NB/FB vertex). Наконец, Барнард и др. [421] использовали данные обоих детекторов, PCA и HEXTE, применяя модель, состоящую из компонент *blackbody* и степенного закона с завалом на высоких энергиях *cutoff power law*, к данным в интервале энергий 2.5 – 50 кэВ. В рамках этой модели (т.н. "Birmingham model" [422]) они изучили эволюцию чернотельного излучения (от НЗ) и Комптонизированное излучение (от протяженной короны аккреционного диска) при переходах между состояниями. Чёрч и его коллеги [430] также использовали данные обоих детекторов (PCA и HEXTE) и показали, что спектр в интервале 2 – 50 кэВ может быть аппроксимирован компонентой *blackbody* в сочетании с *cutoff power law* и широкой эмиссионной линией (*Gaussian*). В результате, они обнаружили немонотонное поведение темпа аккреции при эволюции Sco X–1 вдоль *Z*-трека. Более того, они аргументировали, что рост темпа аккреции определяется, главным образом, увеличением температуры поверхности НЗ. В свою очередь, д'Аи и др. [10] также анализировали изменения темпа аккреции, связывая свйства рентгеновских спектров Sco X–1 и положение на цветовой диаграмме. Они продемонстрировали, что рентгеновские спектры Sco X–1 по данным PCA & HEXTE могут быть аппроксимированы трехкомпонентной моделью, состоящей из тепловой компоненты (*diskbb*), тепловой Комптонизационной компоненты (*compps*/*comptt*/*thcomp*) и степенной компоненты (*pegpwrlw*).

Ревнивцев и Гильфанов [423] также изучили степень вклада переходного слоя в результирующем рентгеновском спектре НЗ в маломассивных РДС, как функцию положения на *Z*-треке. Они аппроксимировали спектры различных НЗ с использованием двух Комптонизированных компонент (*CompTT*), при этом одну связывали с излучением НЗ, в то

Таблица 6.6: Список групп наблюдений Sco X–1 обсерваторией *RXTE*

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID наблюдения	Интервал дат (UT)
R1	50227-50228; 50522, 50815	10061[1]	24 – 25 мая 1996 г.; 15 марта 1997 г.; 2 янв. 1998 г.
R2	50556-50562; 50816-50821	20053[1,2,3]	18 – 24 апр. 1997 г.; 3 – 8 янв. 1998 г.
R3	50820-50821; 50963-50999	30036[1,2,3,4]; 30035[1,2]	7 – 8 янв.; 30 мая – 5 июля 1998 г.
R4	51186-51194	40020[2]	1 – 16 янв. 1999 г.
R5	51339-51342	40706[1,3,5]	10 – 13[†] июня 1999 г.
R6	52413.9-52414	70015[2]	21:55:44 – 23:45:28[†] 19 мая 2002 г.

[1] [419]; [2] [10]; [3] [?], [430]; [4] [421]; [5] [420]; [†] интервалы пониженной фларинговой активности.

время как другую – с излучением переходного слоя. В другой своей работе [424], они аргументировали, что переходный слой является источником быстрой переменности на основе фурье-частотно разрешенной спектроскопии.

6.2.2 Наблюдения и анализ данных

Источник Sco X–1 наблюдался телескопами спутника *RXTE*, данные которых мы получили из электронного архива Центра Аэро-Космических полетов им. Р. Годдарда[2] для интервала наблюдений с мая 1996 г. по май 2002 г. В целом, использованные данные содержат 60 сеансов наблюдений для разных состояний источника. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерваторией RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. Ко всем данным была применена стандартная процедура поправки на “мертвое время”. Для спектрального анализа мы использовали данные спектрометра PCA, полученные в моде *Standard* 2, зарегистрированные в интервале 3 – 23 кэВ. Для получения широкополосного спектра GRS 1915+105 также использовались данные детектора HEXTE в диапазоне энергий 19 – 250 кэВ. В таблице 6.6 перечислены группы наблюдений, покрывающие эволюцию источника в разных состояниях в течение семи лет.

Прежде всего, следует указать специфику спектрального анализа для Sco X–1. В силу неравномерной шкалы эволюции объекта, с учетом быстрых переходов на пике вспышки (см. рис. 6.14), время накопления спектра выбиралось индивидуально с разбиением на сегменты, с привязкой к положению на цветовой диаграмме. С одной стороны, время накопления должно быть достаточно коротким, чтобы объект не успел перейти в другое состояние и результирующий спектр представлял истинный этап перехода объекта без смешивания со смежными состояниями. С другой стороны, время накопления должно быть достаточно длительным, чтобы результирующий спектр характеризовался достаточной статистикой для возможности надлежащего спектрального анализа. С учетом этого критерия мя выбрали участки цветовых диаграмм (см. рис. 6.14 и 6.15) для каждого наблюдения и получили спектры для каждого из этих участков. Для дальнейшего спектрального анализа мы использовали программу `XSPEC` (версию 12.1) пакета `FTOOLS`. При моделировании спектров была принята систематическая ошибка 0.5% в каждом энергетическом канале.

[2] http://heasarc.gsfc.nasa.gov

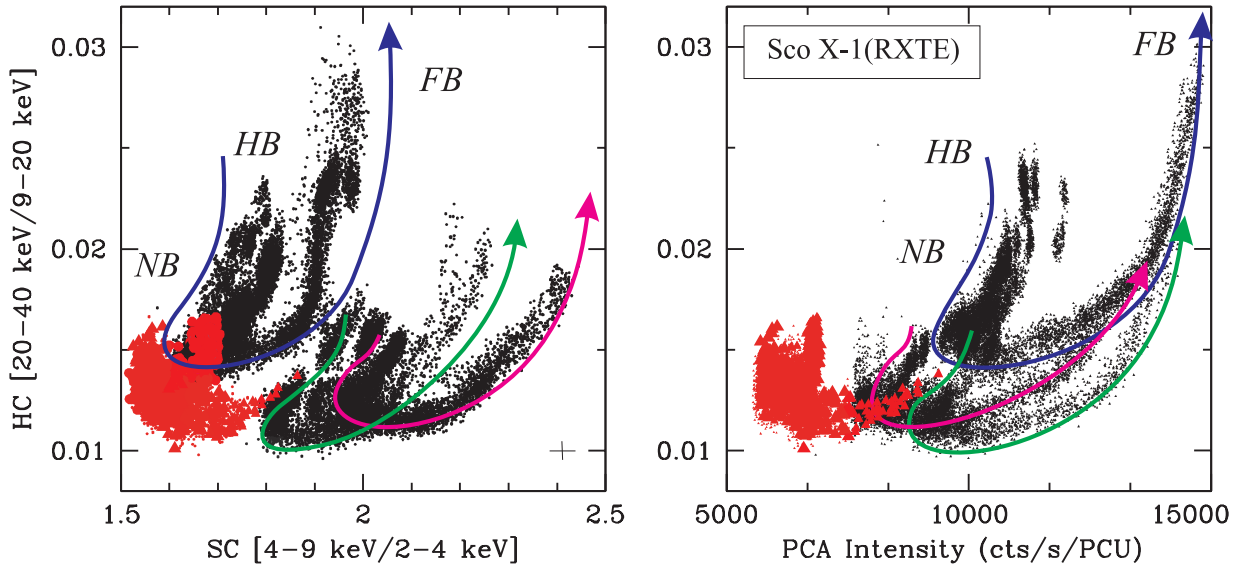

Рис. 6.14: Цветовые диаграммы (слева) и диаграммы жесткости излучения (справа) по наблюдениям Sco X–1 (1996 – 2002). Черными точками отмечены сеты значительной фларинговой активности, в то время как красными точками показаны сеты умеренной активности источника. Для сетов со значительной фларинговой активностью отмечены три типичных трека переходов объекта в направлении HB→NB→FB соответствующими стрелками. Для синего трека также указаны состояния: *Faring branch* (FB), *Normal branch* (NB) и *Horizontal branch* (HB). Здесь хорошо видны смещения треков во время усиления фларинговой активности объекта Sco X–1.

Для дополнительного отслеживания состояния источника мы также использовали кривые блеска источника по данным монитора ASM (в энергетическом диапазоне 2 – 12 кэВ), полученные из общедоступного архива детектора RXTE/ASM web-сайта HEASARC[3]. Эти кривые блеска Sco X–1 показываю иррегулярную фларинговую активность с интервалами скопления частых вспышек, чередующихся с интервалами пониженной фларинговой активности источника. С учетом всех зарегистрированных вспышек в рассмотренном сете данных, можно указать примерное распределение смежных вспышек в интервале от 0.3 до 2.5 дней в большинстве случаев. Иногда наблюдаются менее частые вспышки с интервалом около 10 дней. Ввиду этих особенностей поведения Sco X–1, в дальнейшем мы отдельно провели детальный спектральный анализ для сетов с пониженной фларинговой активностью.

6.2.3 Результаты и выводы

6.2.3.1 Цветовые диаграммы и диаграммы жесткости Sco X–1

Мы исследовали кривые блеска с разбиением на интервалы по 16 с в четырех энергетических каналах детектора PCA: 5 – 10, 11 – 24, 25 – 54 и 55 – 107. Эти инструментальные энергетические каналы соответствуют энергетическим диапазонам: 1.94 – 4.05 кэВ, 4.05 – 9.03 кэВ, 9.03 – 20.3 кэВ и 20.3 – 39.99 кэВ. В результате, мы построили цветовые диаграммы источника с использованием энергозависимых кривых блеска и определили т.н. мягкие

[3] http://xte.mit.edu/ASM_lc.html

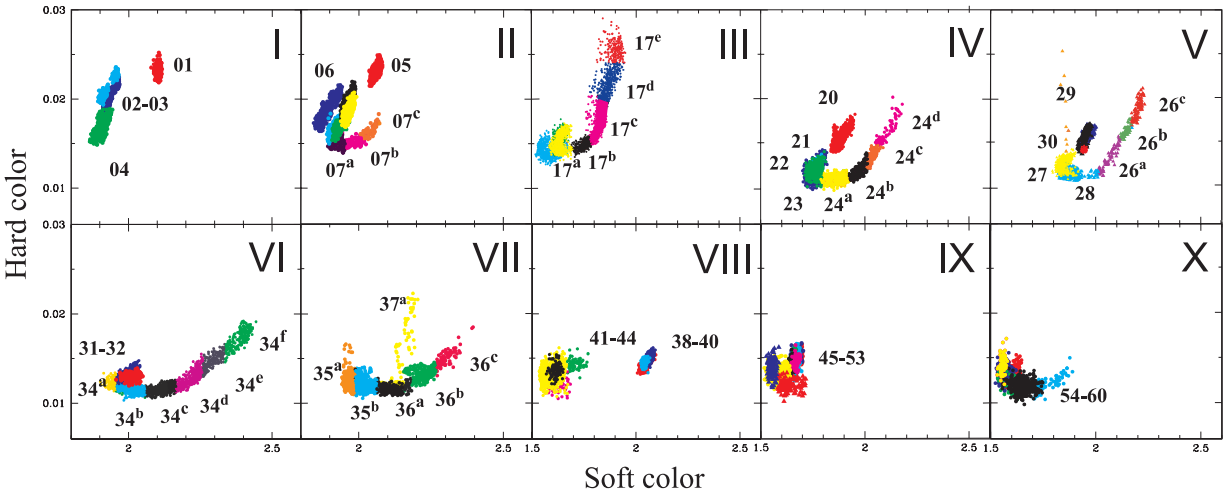

Рис. 6.15: Цветовые диаграммы, полученные по данным *RXTE*. Различными цветами отмечены разные участки цветовых диаграмм с указанием нумерации в соответствии с табл. 6.7.

цвета (SC) как отношение скоростей счета в диапазонах 4.05 – 9.03 кэВ и 1.94 – 4.05 кэВ, при этом жесткие цвета (HC) определили как отношение скоростей счета в диапазонах 20.3 – 39.99 кэВ и 9.03 – 20.3 кэВ. Заметим, что вышеуказанное соответствие между номерами каналов и диапазоном энергий приведено для эпохи 3 (в терминах инструментальной истории RXTE), которая наиболее широко представлена в рассматриваемых данных ($R1$ – $R5$; см. табл. 6.6). Для сета $R6$ энергетические каналы несколько смещены с учетом изменения инструментальной эпохи спутника (эпоха 5), что приводит к незначительному смещению значений по осям HC и SC.

Полученные таким образом цветовые диаграммы и диаграммы жесткости Sco X–1 (1996 – 2002) показаны на рис. 6.14. В целом, они представляют семейство треков ν-образной формы. Причем левая часть ν-трека относится к участкам т.н. *horizontal branch* (HB) и *normal branch* (NB), в то время как правая часть этого ν-трека соответствует участку т.н. *flaring branch* (FB). Резкий минимум этого ν-трека обычно называют *soft apex* (или иногда NB/FB vertex), он интересен тем, что в этой точке Sco X–1 всегда показывает значительное снижение блеска. Заметим, что форма трека для Sco X–1 отлична от типичной “Z”-конфигурации для большинства Z-источников, но терминология состояний сохраняется прежней. Типичные погрешности значений HC и SC показаны в правом углу левой панели; при этом погрешности отсчетов по горизонтальной оси правой панели пренебрежимо малы. Черными точками отмечены сеты значительной фларинговой активности, в то время как красными точками показаны сеты умеренной активности источника. Для сетов со значительной фларинговой активностью отмечены три типичных трека переходов объекта в направлении HB→NB→FB соответствующими стрелками. Для синего трека также указаны состояния: *Faring branch* (FB), *Normal branch* (NB) и *Horizontal branch* (HB). Здесь хорошо видны смещения треков во время усиления фларинговой активности объекта Sco X–1.

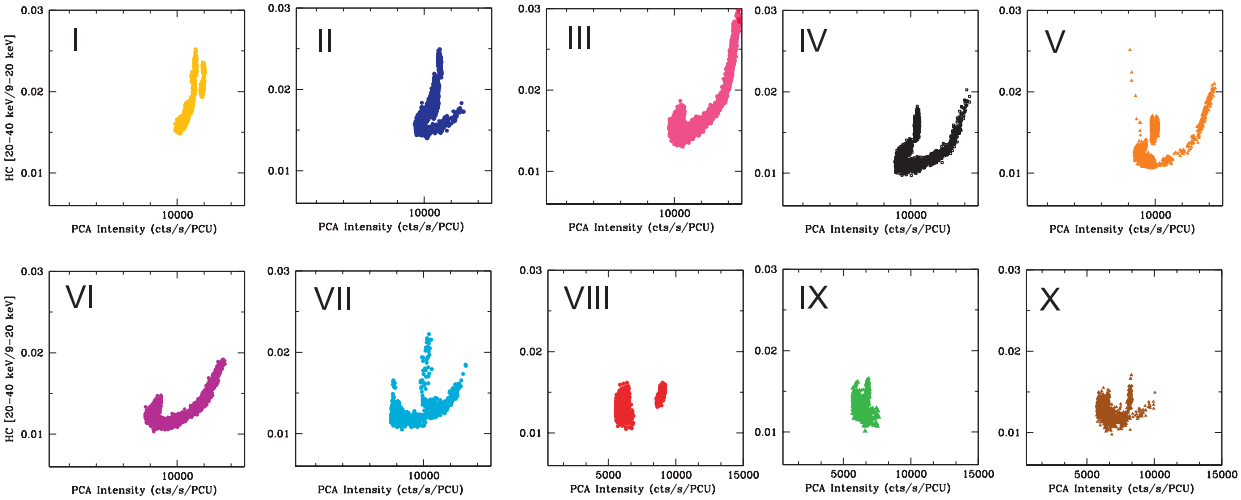

Рис. 6.16: Эволюция треков на диаграммах жесткости Sco X–1, как функция скорости счета в интервале [9 – 20 кэВ]. Группы данных (I – X) соответствуют группам, представленным на рис. 6.15.

6.2.3.2 Изменение спектральной жесткости при переходах Sco X–1 между состояниями по Z-диаграмме

На рис. 6.15 представлены цветовые диаграммы, в которых различными цветами отмечены разные участки цветовых диаграмм с указанием нумерации в соответствии с табл. 6.7. Эволюция формы “Z”-трека лучше видна на на диаграммах жесткости Sco X–1 (рис. 6.16), как функция скорости счета в интервале [9 – 20 кэВ]. Группы данных (I – X) соответствуют группам, представленным на рис. 6.15.

Как видно из рис. 6.15, треки являются вытянутыми, в особенности, относящиеся к вспышечному состоянию FB (см. панели II – VII). Отметим, что источник не обязательно продвигается вдоль трека в одном направлении, от начала до конца трека, и затем обратно. Наоборот, чаще всего он перемещается вперед и назад по локальным участкам Z-трека, постепенно совершая цикл, иногда неполный. Этим и обусловлена такое разнообразие и морфология треков. Мы разбивали данные на подгруппы в соответствии с разбиением на участки по цветовой диаграмме и отмечали их верхними индексами, например, “a”, “b” и т.д. В отличие от этих участков, имеют место достаточно компактные участки, например на панелях I, VIII, IX и X. Во время этих наблюдений источник медленно эволюционирует вдоль короткого сегмента Z-трека, на протяжении которого наблюдается очень незначительная спектральная переменность. Для них разбиение данных на подгруппы является излишним и поэтому для построения результирующих спектров использовались исходные данные детекторов PCA и HEXTE.

Изменение формы и положения Z-трека хорошо видно на рис. 6.16. Здесь уместно описание эволюции в терминах параметра HC: сеты с повышенной фларинговой активностью соответствуют интервалу 0.01<HC<0.03 (группы высокой светимости источника, I – VII), сеты пониженной вспышечной активностью характеризуются интервалом 0.01<HC<0.016 (группы VIII – X).

Заметим, что состояние FB в Sco X–1 связано с монотонным увеличением HC от нижней части FB (“botFB”) до верхней части FB (“topFB”). Это поведение сильно отличается от найденного в предыдущей главе для *диппингового* Z-источника GX 340+0, который

показывает на этом участке лишь незначительное возрастание, чаще всего убывание НС во время всего состояния FB [284, ?, 131].

6.2.3.3 Спектральный анализ

Сначала, в качестве первого пробного шага, к спектрам Sco X–1 применена модель, использованная в предыдущих главах при аппроксимации спектров *atoll*-источников, состоящая из суммы тепловой компоненты (*Bbody*), тепловой Комптонизационной компоненты и линии излучения (*Gaussian*), модифицированные межзвездным поглощением (*wabs*). Однако эта [*одинарная CompTB* модель, $wabs * (Bbody + CompTB + Gauss)$] плохо аппроксимирует ∼60% данных, в частности спектры, относящиеся к состоянию FB. Наличие отрицательных невязок на низких энергиях, менее 4 кэВ, и выше 30 кэВ предполагает наличие дополнительных компонент излучения. Поэтому, для устранения вышеуказанного недостатка этой модели, мы протестировали т.н. *двойную CompTB* модель [$wabs*(CompTB1+CompTB2+Gauss)$] в применении ко всем имеющимся данным Sco X–1. В результате, эта модель дает удовлетворительное описание всех используемых данных (см. табл. 6.7).

Эта модель описывает сценарий, подобный сценарию, представленному в разд. 6.1.2.1. Дальнейший спектральный анализ проведен в рамках аддитивной модели в полном соответствии с разд. 6.1.2.1. Поэтому подробное описание модели, этапов и метода исследования в данном разделе опущены. Отметим лишь, что свободными параметрами являются следующие: количество атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения; спектральные индексы α_1, α_2; цветовые температуры T_{s1}, T_{s2} *затравочных* фотонов диска; параметры $log(A_1)$ и $\log(A_2)$, связанные со степенью облучения переходного слоя мягкими фотонами диска и НЗ, соответственно, f_1, f_2, с учетом того, что $f = A/(1 + A)$ представляет собой относительный вклад Комптонизационной компоненты; электронные температуры $T_e^{(1)}$ и $T_e^{(2)}$; нормировки N_{Com1} и N_{Com2} чернотельных компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно; а также параметры линии в модели *Gaussian*: E_{line} – энергия центроида линии излучения, σ_{line} – ширина линии и ее нормировка N_{line}.

При аппроксимации спектров, мы фиксированли некоторые параметры компоненты $CompTB$. Прежде всего, был фиксирован параметр $\gamma = 3$. Заметим, что в этом случае низкоэнергетический индекс "затравочного" чернотельного спектра $\gamma - 1 = 2$. Мы также фиксировали параметр $log(A) = 2$ когда аппроксимация указывала на $log(A) \gg 1$, поскольку в этом случае степень Комптонизации $f = A/(1 + A)$ стремится к 1 и модель становится нечувствительной к этому параметру. Параметр $\log(A_2)$ также был фиксирован на 2, в предположении о том, что поверхность НЗ полностью охвачена переходным слоем и со всех сторон подвержена его облучению (рис. 6.2). Мы использовали значение N_H для числа атомов нейтрального водорода на луче зрения $N_H = 3 \times 10^{21}$ см$^{-2}$, которое найдено в работе [300]. В результате, мы достигли удовлетворительное согласие модельной аппроксимации и наблюдений по всем данным *RXTE*.

Следует понимать, что в случае *двойной CompTB* модели предусматриваются две температуры "затравочных" фотонов, для которых нижнее значение температуры не может быть определено из-за инструментального ограничения по энергиям снизу детектора PCA (∼ 3 кэВ), которое выше пика чернотельного излучения диска ($\lesssim$0.7 кэВ – типичное значение для маломассивных РДС) [425, 129, 130, 131]. Поэтому, это значение температуры "затравочных" фотонов T_{s1} было фиксировано на значении 0.7 кэВ. Результаты аппроксимации в *двойной CompTB* модели представлены в табл. 6.7.

Таблица 6.7: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений Sco X–1 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 250 кэВ† в модели *wabs*(CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*.

No.	ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$kT_e^{(1)}$, кэВ	$\log(A_1)$	$N_{Com1}^{\dagger\dagger\dagger}$	kT_{s2},	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	$N_{Com2}^{\dagger\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
01	10061-01-01-00	1.03(2)	16(4)	-2.0(5)	2.47(3)	1.42(6)	1.01(3)	2.09(1)	1.21(87)
02	10061-01-01-01	1.00(3)	7(2)	-1.6(2)	1.97(8)	1.27(4)	1.00(1)	1.89(2)	0.93(87)
03	10061-01-02-00	0.98(4)	80(3)	-1.40(1)	0.21(7)	1.17(2)	1.00(2)	2.26(1)	1.14(87)
04	20053-01-02-05	0.99(3)	40(1)	-1.36(7)	0.004(2)	0.72(8)	1.03(6)	2.65(9)	1.02(85)
05	20053-01-01-00	1.06(1)	30(5)	-1.69(8)	0.61(8)	0.95(9)	0.98(1)	2.19(4)	1.16(87)
06	20053-01-01-01	0.71(4)	90(10)	-2.01(4)	0.004(1)	0.45(7)	0.95(1)	2.7(1)	1.32(87)
07^a	20053-01-01-02^a	1.01(2)	15(4)	-2.0(1)	0.8(2)	0.55(6)	1.00(3)	2.05(4)	1.02(87)
07^b	20053-01-01-02^b	1.00(3)	14(3)	-2.1(2)	0.8(1)	0.58(8)	1.01(2)	2.06(7)	1.04(87)
07^c	20053-01-01-02^c	1.03(2)	18(6)	-1.9(1)	0.7(2)	0.52(4)	1.03(3)	2.05(6)	1.01(87)
08	20053-01-01-03	1.00(3)	61(2)	-2.34(8)	0.2(1)	1.1(1)	0.99(2)	2.2(1)	1.19(87)
09	20053-01-01-04	0.41(3)	120(10)	-1.68(7)	0.001(1)	0.66(7)	1.01(1)	2.75(2)	1.03(87)
10	20053-01-01-05	0.99(4)	46(3)	-1.29(3)	0.003(1)	0.56(4)	1.05(2)	2.50(3)	1.16(85)
11	20053-01-01-06	0.98(3)	50(2)	-1.90(4)	0.007(2)	0.47(6)	1.00(1)	2.47(2)	0.97(85)
12	10061-01-03-00	1.01(2)	70(5)	-1.05(8)	0.05(1)	0.72(6)	1.08(3)	0.78(6)	1.23(87)
13^a	20053-01-02-00^a	0.44(6)	120(10)	-2.0(9)	0.002(1)	0.44(9)	0.95(1)	2.9(1)	1.25(85)
13^b	20053-01-02-00^b	0.45(5)	120(10)	-2.0(9)	0.001(2)	0.45(8)	0.94(2)	2.7(2)	1.26(85)
13^c	20053-01-02-00^c	0.44(4)	110(10)	-2.0(9)	0.001(1)	0.46(9)	0.95(1)	2.8(1)	1.23(85)
13^d	20053-01-02-00^d	0.46(6)	120(10)	-2.0(9)	0.001(1)	0.45(7)	0.96(1)	2.6(3)	1.26(85)
14^a	20053-01-02-01^a	0.39(7)	156(8)	-2.3(4)	0.19(9)	0.71(8)	0.91(2)	3.10(2)	1.16(85)
14^b	20053-01-02-01^b	0.39(7)	149(7)	-2.0(4)	0.17(8)	0.75(8)	0.93(2)	3.02(4)	1.14(85)
15	20053-01-02-020	0.90(4)	50(5)	-1.39(6)	0.003(1)	0.7(1)	1.00(4)	2.67(8)	1.00(85)
16^a	20053-01-02-030^a	0.71(2)	85(5)	-1.01(5)	0.001(1)	0.60(3)	0.95(2)	3.0(2)	1.06(85)
16^b	20053-01-02-030^b	0.72(1)	76(4)	-1.00(6)	0.001(1)	0.64(3)	0.97(1)	3.0(1)	0.08(85)
16^c	20053-01-02-030^c	0.71(2)	82(9)	-1.06(5)	0.002(1)	0.60(4)	1.01(3)	2.8(2)	1.01(85)
16^d	20053-01-02-030^d	0.70(1)	86(5)	-1.03(4)	0.001(1)	0.61(2)	0.98(2)	2.9(3)	1.06(85)
16^e	20053-01-02-030^e	0.71(2)	80(7)	-1.10(5)	0.001(1)	0.60(3)	1.00(1)	2.9(2)	1.11(85)
17^a	30036-01-01-000^a	0.26(2)	120(10)	-4.05(4)	0.15(9)	0.71(4)	1.00(1)	3.12(2)	1.05(87)
17^b	30036-01-01-000^b	0.26(3)	120(10)	-4.03(5)	0.16(8)	0.72(3)	1.04(1)	3.11(3)	1.16(87)
17^c	30036-01-01-000^c	0.27(3)	110(10)	-4.16(4)	0.15(7)	0.76(4)	1.03(1)	2.93(3)	1.12(87)
17^d	30036-01-01-000^d	0.28(2)	100(10)	-4.07(3)	0.17(9)	0.70(5)	0.99(2)	2.91(4)	0.99(87)
17^e	30036-01-01-000^e	0.27(3)	110(9)	-4.03(4)	0.14(8)	0.72(4)	1.02(1)	2.98(3)	1.08(87)
18^a	20053-01-02-04^a	0.23(3)	190(10)	-2.2(3)	0.12(8)	0.71(6)	1.01(2)	3.23(8)	1.18(85)
18^b	20053-01-02-04^b	0.25(2)	195(9)	-2.1(1)	0.11(9)	0.69(5)	0.99(1)	3.22(7)	1.17(85)
18^c	20053-01-02-04^c	0.26(3)	200(10)	-2.2(2)	0.10(7)	0.63(4)	1.04(1)	3.21(9)	1.09(85)
19	30036-01-02-000	1.01(2)	60(10)	-2.78(5)	0.07(2)	1.47(3)	1.00(1)	2.09(2)	1.17(87)
20	30035-01-01-00	1.01(3)	40(2)	-2.25(6)	1.58(9)	1.18(6)	0.99(2)	2.17(4)	1.26(87)
21	30035-01-02-000	1.08(2)	45(5)	-1.69(3)	0.24(1)	0.96(2)	1.00(1)	2.45(2)	1.19(87)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H фиксирован на $3{\times}10^{21}$ см$^{-2}$ [300]; температура T_{s2} варьировалась в интервале 0.15 – 1.24 кэВ; верхние индексы (напр., “a”, “b” и т.д.), сопровождающие некоторые номера наблюдений, соответствуют обозначениям на рис. 6.15 и указывают разбиение этого наблюдения на подгруппы; σ_{line} была фиксирована на 0.8 кэВ (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [131]).

Таблица 6.8: (Продолжение табл. 6.4).

No.	ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$kT_e^{(1)}$, кэВ	$\log(A_1)$	$N_{Com1}^{\dagger\dagger\dagger}$	kT_{s2},	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	$N_{Com2}^{\dagger\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
22	30035-01-05-00	1.02(3)	60(5)	-1.7(1)	0.33(4)	0.81(3)	1.01(2)	2.33(4)	1.15(87)
23	30035-01-03-00	1.03(4)	50(2)	-1.7(2)	0.19(1)	0.93(1)	1.03(1)	2.46(2)	1.25(87)
24[a]	30035-01-06-00[a]	0.98(3)	53(5)	-1.7(4)	0.20(4)	0.88(4)	1.02(3)	2.46(5)	1.04(87)
24[b]	30035-01-06-00[b]	0.90(2)	53(5)	-1.7(4)	0.21(3)	0.89(3)	1.04(2)	2.89(6)	0.98(87)
24[c]	30035-01-06-00[c]	0.95(3)	53(5)	-1.7(4)	0.19(4)	0.91(4)	1.03(3)	2.61(5)	1.01(87)
25	30035-01-04-00	0.99(4)	3.9(1)	-3.0(9)	0.26(3)	0.68(3)	1.00(1)	2.40(9)	1.17(87)
26[a]	30035-01-07-00[a]	1.00(1)	3(1)	3.0(8)	1.7(2)	0.58(5)	0.98(2)	2.63(8)	1.31(87)
26[b]	30035-01-07-00[b]	0.95(2)	2.5(2)	3.0(8)	1.9(1)	0.57(3)	0.99(1)	2.97(8)	1.30(87)
26[c]	30035-01-07-00[c]	0.99(2)	3(1)	3.0(8)	1.8(2)	0.59(4)	0.97(2)	2.83(8)	1.28(87)
27	30035-01-08-00	1.01(3)	40(5)	-2.42(2)	1.88(6)	1.34(3)	1.00(1)	2.03(2)	1.23(87)
28	30035-01-09-00	0.90(4)	45(3)	-3.0(8)	0.004(1)	0.69(4)	1.01(1)	2.56(6)	1.05(87)
29	30035-01-10-00	0.98(3)	50(6)	-3.0(9)	0.001(1)	0.60(7)	1.03(2)	2.39(2)	1.19(87)
30	30035-01-11-00	1.02(2)	47(8)	-2.26(2)	1.63(6)	1.34(3)	1.00(1)	2.12(3)	1.15(87)
31	40020-01-01-00	0.45(4)	110(10)	-1.19(7)	0.005(1)	0.60(7)	1.02(3)	2.89(9)	1.23(87)
32	40020-01-01-01	1.03(2)	43(6)	-1.5(1)	0.01(1)	0.73(3)	0.98(2)	2.49(3)	1.28(87)
33[a]	40020-01-01-020[a]	0.95(3)	26(3)	-2.0(2)	0.011(3)	0.60(4)	1.03(1)	2.58(4)	1.21(87)
33[b]	40020-01-01-020[b]	0.56(2)	78(9)	-2.1(2)	0.008(2)	0.61(2)	1.01(1)	2.59(2)	0.98(87)
33[c]	40020-01-01-020[c]	0.42(3)	91(8)	-2.0(3)	0.009(1)	0.61(4)	1.03(2)	2.57(4)	1.15(87)
33[d]	40020-01-01-020[d]	0.40(4)	80(9)	-2.3(2)	0.009(1)	0.63(4)	1.02(1)	2.56(3)	1.20(87)
33[e]	40020-01-01-020[e]	0.40(3)	94(9)	-2.1(3)	0.009(1)	0.59(3)	1.03(2)	2.62(4)	1.19(87)
34[a]	40020-01-01-030[a]	0.44(4)	100(10)	-2.1(2)	0.010(1)	0.7(1)	1.01(1)	2.61(2)	1.18(87)
34[b]	40020-01-01-030[b]	0.43(5)	100(10)	-2.0(3)	0.009(1)	0.7(1)	1.01(2)	2.60(4)	1.20(87)
34[c]	40020-01-01-030[c]	0.44(4)	110(10)	-2.0(2)	0.008(2)	0.7(2)	1.03(1)	2.63(3)	1.16(87)
34[d]	40020-01-01-030[d]	0.43(2)	110(10)	-2.1(3)	0.008(1)	0.6(2)	1.02(1)	2.64(2)	1.18(87)
34[e]	40020-01-01-030[e]	0.43(4)	110(10)	-2.2(3)	0.009(3)	0.7(1)	1.01(2)	2.65(3)	1.17(87)
34[f]	40020-01-01-030[f]	0.43(4)	100(10)	-2.1(2)	0.009(2)	0.6(1)	1.01(1)	2.65(2)	1.18(87)
35[a]	40020-01-01-04[a]	0.39(3)	110(12)	-1.7(2)	0.04(1)	0.60(3)	0.97(2)	2.69(2)	1.08(87)
35[b]	40020-01-01-04[b]	0.38(2)	110(15)	-1.7(1)	0.03(3)	0.61(2)	0.98(3)	2.67(3)	1.09(87)
35[c]	40020-01-01-04[c]	0.38(3)	120(12)	-1.8(2)	0.02(1)	0.60(1)	0.96(1)	2.66(4)	1.09(87)
35[d]	40020-01-01-04[d]	0.37(4)	120(15)	-1.9(3)	0.03(2)	0.63(2)	0.98(3)	2.68(3)	1.08(87)
36[a]	40020-01-01-05[a]	0.41(2)	120(10)	-2.1(2)	0.04(1)	0.63(2)	1.01(2)	2.69(4)	1.15(87)
36[b]	40020-01-01-05[b]	0.38(4)	100(15)	-2.0(3)	0.03(2)	0.62(1)	1.02(1)	2.66(3)	1.25(87)
36[c]	40020-01-01-05[c]	0.39(4)	110(10)	-1.9(4)	0.03(1)	0.63(2)	1.00(1)	2.66(4)	1.28(87)
37[a]	40020-01-01-060[a]	0.98(4)	10(3)	-0.09(3)	0.93(1)	1.17(7)	1.01(1)	2.6(1)	1.02(87)
37[b]	40020-01-01-060[b]	0.38(6)	90(9)	-2.1(2)	1.02(1)	0.52(4)	1.03(2)	2.68(4)	1.23(87)
37[c]	40020-01-01-060[c]	0.37(4)	110(10)	-2.1(2)	0.06(1)	0.54(3)	1.01(3)	1.64(3)	1.26(87)
37[d]	40020-01-01-060[d]	0.98(3)	23(5)	-2.1(2)	0.02(1)	1.14(2)	1.03(2)	1.57(2)	1.16(87)
37[e]	40020-01-01-060[e]	0.99(6)	15(5)	-0.06(2)	0.04(1)	1.15(3)	1.02(2)	0.7(1)	1.19(87)
38	40020-01-01-07	0.41(5)	120(10)	-2.2(4)	0.06(4)	0.59(5)	1.01(2)	2.69(4)	1.08(87)
39	40020-01-03-00	0.80(3)	80(10)	-2.0(2)	0.05(3)	0.51(3)	1.02(3)	2.68(3)	1.12(87)
40	40020-01-03-01	0.82(2)	69(7)	-2.1(3)	0.06(4)	0.45(4)	0.99(1)	2.68(3)	0.93(87)
41	40706-02-01-00	0.98(4)	2.0(3)	-0.08(3)	1.4(1)	1.17(8)	1.01(1)	0.6(1)	1.00(87)
42	40706-02-03-00	1.02(1)	3(1)	-0.14(9)	1.4(1)	1.22(9)	0.98(2)	0.8(1)	1.06(87)
43	40706-02-06-00	1.05(2)	7.6(5)	-1.83(6)	0.96(9)	0.84(7)	1.03(1)	1.14(2)	1.29(87)
44	40706-01-01-000	1.02(1)	2.3(2)	0.26(9)	1.58(5)	1.6(1)	1.01(1)	0.3(1)	1.33(87)

Обозначения те же, что и в таблице 6.7.

В итоге, принятая спектральная модель показывает хорошее согласие с наблюдениями. В частности, величина $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$, где N_{dof} – число степеней свободы, для большей части наблюдений меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Для совсем небольшого числа (менее 2%) спектров χ^2_{red} достигает 1.4, однако не превышает критический предел 1.5 (по уровню значимости 90%). Заметим, что возрастание невязок (в одном случае среди 98 спектров с χ^2_{red}=1.46 для 87 ст.св.), относится к интервалу энергий формирования линий излучения железа. Обнаружено, что ширина линии σ_{line} не показывает какой-либо значительной переменности, что подтверждается и предыдущими исследованиями Sco X–1, согласно которым она лежит в диапазоне 0.7 – 0.8 кэВ. Поэтому она была фиксирована на значении 0.8 кэВ. В целом, вклад линии (компонента *Gaussian*) в спектре Sco X–1 является очень незначительным.

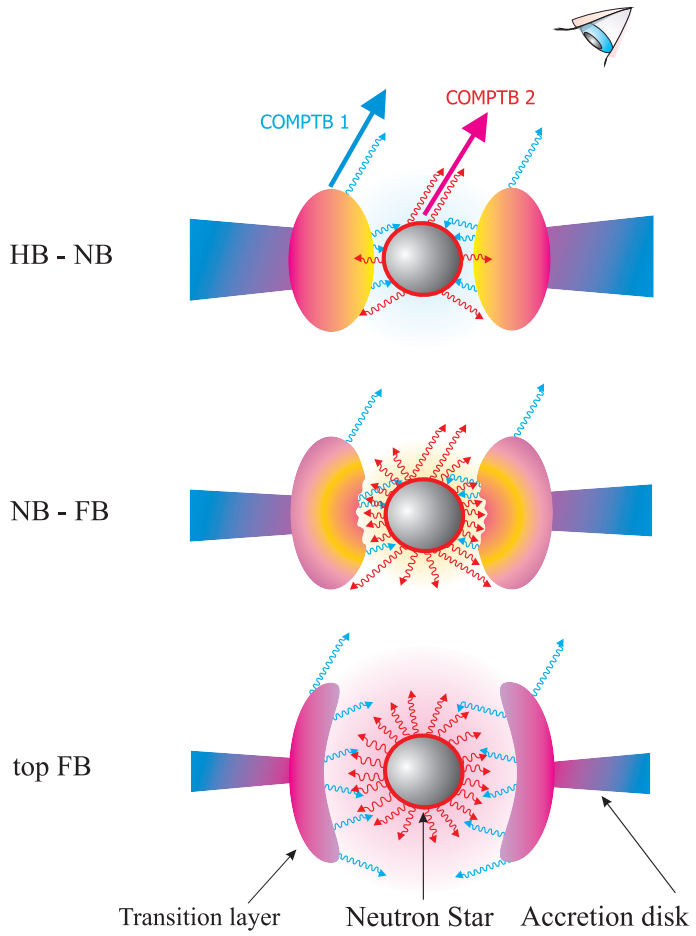

Рис. 6.17: Предполагаемая геометрия в Sco X–1 (см. текст).

6.2.3.4 Спектральные свойства, как функция состояния Z-цикла

По результатам фитирования спектров Sco X–1 можно проследить эволюцию Sco X–1 вдоль вспышечного Z-цикла на языке спектральных параметров. Однако для этого следует выбрать удобный параметр для однозначной идентификации состояния, в котором находится объект. Судя по цветовой диаграмме (левая панель на рис. 6.18) цвета HC и SC, по отдельности, не могут подойти для этой цели, т.к. трек $HC = f(SC)$ неоднозначный. Поэтому было принято решение обратиться к спектральным параметрам модельного спектра. Центральная и правая панели на рис. 6.18 демонстрируют изменение формы спектров во время эволюции источника вдоль Z-трека, при этом указана соответствующая электронная температура T_e^1. Видно, что этот параметр может быть выбран в качестве удобной привязки к состоянию объекта, но опять же отдельно для каждой ветви диаграммы жесткости (левая панель рис. 6.18). Для лучшего представления как изменяется вклад каждой из компонент спектра, обратимся к рис. 6.19, где показано разложение на компоненты и, для ясности, выделен вклад жесткой составляющей спектра во время эволюции между состояниями Horizontal branch (HB, панель Z1, ID=20053-01-01-00), Normal

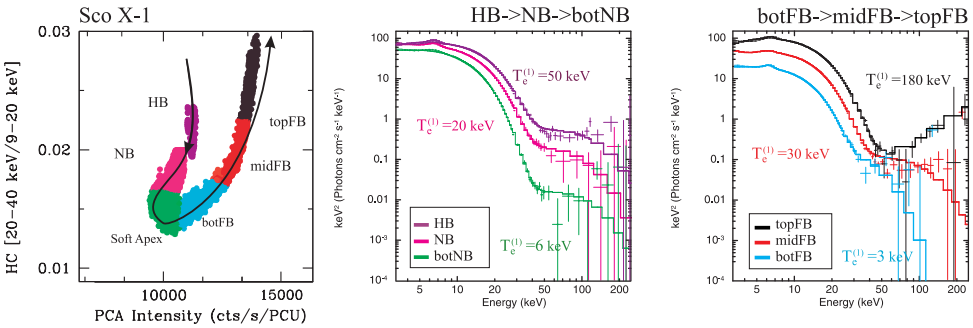

Рис. 6.18: *Левая панель:* диаграмма жесткости Sco X–1. Стрелкой указано направление эволюции HB→NB→bottomFB (левая ветвь) и bottomFB→topFB (правая ветвь). *Центральная панель:* три характерных спектра для разных участков *левой* Z-ветви [HB→NB (hard apex)→botNB]. Спектры соответствуют *RXTE* наблюдениям 20053-01-01-03 (*зеленый*, botNB), 20053-01-01-06^b (*малиновый*, NB) и 20053-01-01-00 (*фиолетовый*, HB). *Правая панель:* Спектры для Z-ветви botFB→topFB. Точки соответствуют *RXTE* наблюдениям 20053-01-01-02^e (*голубой*, botFB), 20053-01-02-01^a (*красный*, midFB) и 20053-01-02-04^{a-b} (*черный*, topFB).

branch (NB, панель Z2, ID=20053-01-01-06^b) и Flaring branch (FB, Z3, ID=20053-01-01-02^e) по данным *RXTE*. На правой панели (Z3) отчетливо виден обнаруженный эффект усиления жесткой части спектра во время состояния FB, что связано с достижением объекта Эддингтоновской светимости.

Изменения спектральных параметров наиболее показательны в сопоставлении с рентгеновской кривой блеска для сетов повышенной (рис. 6.20) и пониженной (рис. 8 в работе [458]) фларинговой активности Sco X–1. Опять же, особо отметим насколько контрастно ведет себя электронная температура $kT_e^{(1)}$ (*синие* точки): возрастает от 20 кэВ до 50 кэВ при переходе от состояния HB к состоянию NB (MJD 50556, 50561 – 50562) и затем снижается до 5 кэВ в точке *soft* apex (MJD 50559 не рис. 6.20 и MJD 51341 на рис. 8 в работе [458]. Наконец, $kT_e^{(1)}$ достигает максимума около 200 кэВ в состоянии FB (MJD 50557, 50560, отмечены синими вертикальными полосками на рис. 6.20). С другой стороны, *CompTB*-нормировки N_{Com1} и N_{Com2} весьма слабо коррелируют с остальными параметрами, оставаясь в своих узких пределах: N_{Com2} варьируется от 0.4 до 3 в единицах $L_{39}/D^2{}_{10}$; N_{Com1} слабее в два раза, чем N_{Com2} и слабо детектируется почти во всех сетах. Поведение спектральных индексов α было весьма неожиданным (показан на нижних панелях): они слегка варьируются около единицы за исключением интервалов на FB, когда индекс α_1 значительно снижается до значения 0.3 [MJD 50557, 50560 на рис. 6.20]. Очевидно, этот параметр можно использовать для различения правой и левой ветвей цветовой диаграммы (рис. 6.18 и описывать эволюцию источника на протяжении всего Z-цикла Sco X–1 в сочетании с изменением электронной температуры.

6.2.3.5 Эволюция спектральных параметров при переходах между Z-состояниями в Sco X–1, как функция электронной температуры $kT_e^{(1)}$

Перейдем к формальному описанию всей эволюции источника в терминах электронной температуры $kT_e^{(1)}$. Как изменяются остальные параметры (фотонный индекс Γ, *CompTB*-нормировка N_{com}, степень облучения f, *правая панель*, а также рентгеновские потоки и степень их жесткости *левая панель*), хорошо видно из графиков (рис. 6.21). Для привязки

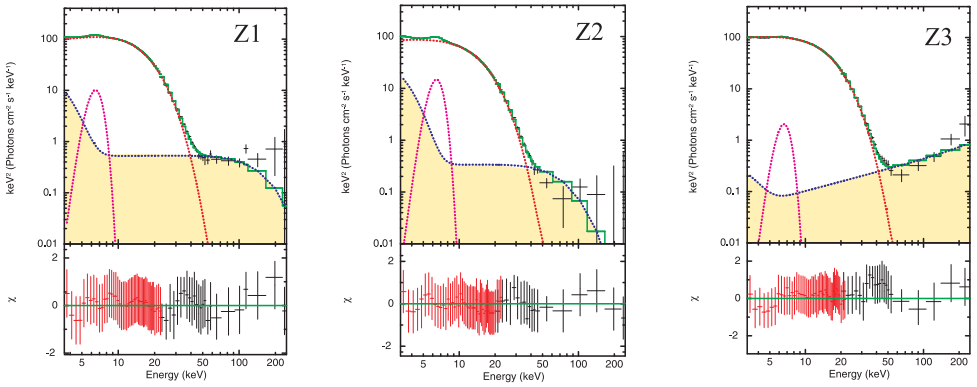

Рис. 6.19: Три характерных спектра, соответствующих разным состояниям объекта Sco X–1 во время эволюции между состояниями Horizontal branch (HB, панель Z1, ID=20053-01-01-00), Normal branch (NB, панель Z2, ID=20053-01-01-06^b) и Flaring branch (FB, Z3, ID=20053-01-01-02^e) по данным *RXTE*. Данные показаны черными точками с указанием наблюдательных погрешностей; компоненты спектральной модели представлены пунктирными синей, красной и сиреневой линиями, соответствующими компонентам CompTB1, CompTB2 и Gaussian; закрашенные желтые области наглядно демонстрируют изменение вклада спектрального компонента CompTB1 между состояниями HB, NB и FB. На правой панели (Z3) отчетливо виден обнаруженный эффект усиления жесткой части спектра во время состояния FB, что связано с достижением объекта Эддингтоновской светимости.

к конкретному состоянию Sco X–1, все графики были калиброваны границами состояний: HB и NB состояния отмечены *фиолетовой* и *синей* вертикальными полосами, соответственно. В дополнение, стрелками (сверху) указаны *hard* и *soft* apex, а также *малиновой* вертикальной полосой отмечен интервал FB (точнее, mid-topFB), где фотонный индекс жесткой компоненты Γ_1 значительно показывает значительное снижение (от 2.0 до 1.3). Комбинация всех панелей с учетом схематических рисунков (внизу диаграмм) дает цельную картину эволюции источника в цепочке состояний FB, NB и HB во время Z-цикла, и действительно может быть воспроизведена с привязкой к изменениям $kT_e^{(1)}$ (в рамках нашей модели).

6.2.3.6 “FB”

В рамках такого подхода мы добились того, что теперь любое состояние Sco X–1 определяется однозначно строгим набором спектральных параметров. Для вспышечного участка (состояния FB) спектр Sco X–1 характеризуется широким интервалом температур $kT_e^{(1)}$ от 5 до 200 кэВ (при этом высокие значения достигаются в верхней части FB, низкие – в нижней, точнее в точке *soft* apex). Здесь фотонный индекс показывает двухфазное поведение, причем эти фазы четко разделены значением температуры $kT_e^{(1)}$: Γ_1 снижается от 2 до 1.3 при $kT_e^{(1)} \geq 80$ кэВ(панель *a*, *синие* точки), хотя Γ_2 стабильно удерживается на одном и том же уровне $\Gamma_2 = 2$ (панель *a*, *красные* точки). Как ведут себя остальные параметры, когда объект находится на FB, видно по диаграммам, выделенным вертикальной *малиновой* полосой: N_{com1} падает в 4 – 5 раз (на вершине FB по сравнению с точкой *soft* apex, панель *b*, *синие* точки) достигая своего наименьшего значения ($N_{com1} < 0.25\ L_{39}/D_{10}^2$). В отличие от этого, N_{com2} монотонно возрастает и достигает свое максимальное значение 3 L_{39}/D_{10}^2 (па-

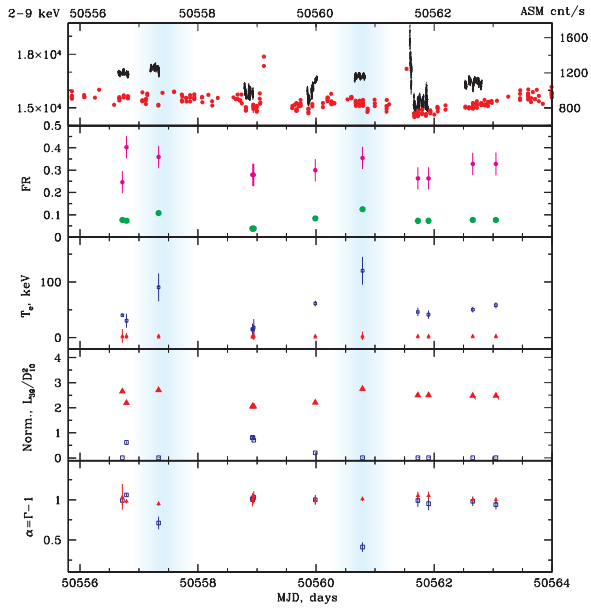

Рис. 6.20: *Сверху – вниз:* Рентгеновская кривая блеска по данным $RXTE$/PCA в интервале [2 – 9 кэВ] с усреднением в течение 16 с, эволюция *фактора жесткости потоков* FR [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ], электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*синие*) и $kT_e^{(2)}$ (*красные* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*синие* и *красные* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*синие* и *красные* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в интервале MJD 50555 – 50565 (сет $R1$). Вспышечные фазы кривой блеска, относящиеся к состоянию *высокой электронной температуры*($kT_e^{(2)} > 60$ кэВ), сопровождаемые пониженным значением спектрального индекса ($\Gamma_1 = \alpha + 1 < 2$) отмечены синими вертикальными полосками.

нель b, *красные* точки). Также совершенно разное поведение показывают коэффициенты освещенности: $f_1 < 0.1$ (панель , *синие* точки), хотя $f_2 > 0.6$ (панель , *красные* точки). Еще одна яркая особенность состояния FB состоит в том, что оно всегда отличается высокой жесткостью потоков (панель d) и высоким уровнем рентгеновского потока в интервале 3 – 250 кэВ ($> 3 \times 10^{-7}$ эрг/с/см^2, панель e). Также отметим уникальную воспроизводимость такого поведения параметров в разных вспышках Sco X–1.

6.2.3.7 “Soft apex”

Состояние *Soft apex* очень короткое, но значительное. Оно является своеобразной границей раздела двух режимов аккреции в Sco X–1, где происходит переход от до-Эддингтоновского в сверх-Эддингтоновский режим и смена поведения фотонного индекса $\Gamma_1 = 2$ (на NB-HB) и $\Gamma_1 < 2$ (на FB). Точка *Soft apex* отличается крайне низкой температурой $kT_e^{(1)} \sim 3$ кэВ и скачками $CompTB$-нормировок и степени облучения компонентов: N_{com1} снижается от $2 \times L_{39}/D_{10}^2$ до $0.2 \times L_{39}/D_{10}^2$ и f_1 снижается от 0.6 до 0.05, когда $kT_e^{(1)}$ возрастает от 3 до 40 кэВ (панели b и c, соответственно). Также скачек испытывают рентгеновский абсолютный и относительный потоки (панели d и e, соответственно).

6.2.3.8 “NB”

После этой поворотной точки (в терминах диаграммы жесткости, рис. 6.18) наступает переходный этап (NB) подстройки к стабильному режиму, сопровождающему начало и конец любой вспышки (HB). Это состояние (NB) отмечено синей вертикальной полосой на рис. 6.21 и характеризуется постоянством индексов Γ_1/Γ_2 на уровне 2 при монотонном возрастании температуры $kT_e^{(1)}$ от 5 кэВ (*soft* apex) до 40 кэВ (*hard* apex). Теперь оба параметра CompTB-нормировки ($N_{com1,2}$) возрастают примерно в пять раз. Интересно, что при этом степень облучения f_1 *жесткой* Комптонизированной компоненты поддерживается максимально высокой только в малой окрестности *soft* apex, затем резко снижается и далее остается на предельно низком уровне. Хотя фактор облучения f_2 наоборот растет при удалении от *soft* apex и далее остается высоким при монотонном возрастании температуры $kT_e^{(1)}$ от 5 кэВ (*soft* apex) до 40 кэВ (*hard* apex).

6.2.3.9 “HB”

Наконец, стабильный режим HB Z-трека, отмеченный *фиолетовой* полосой, также легко определяется в терминах спектральных параметров. Опять же наблюдается постоянство индексов $\Gamma_{1,2} \sim 2$, но уже при $40 < kT_e^{(1)} < 50$ кэВ. The photon indices Γ_1 (панель a, рис. 6.21). Значения нормировок, по сути темпов аккреции $\dot{M}$, крайне дифференцированы для мягкой и жесткой компонент: N_{com1} остается на уровне $1.5 \times L_{39}/D_{10}^2$ (панель b, *синие* точки), в то же время *мягкая* компонента доминирует, $2 < N_{com2} < 2.7\ L_{39}/D_{10}^2]$ (*красные* точки на панели b). Пожалуй, это самый яркий этап для *мягкой* Комптонизированной компоненты в Sco X–1. Этот этап также весьма однозначен в условиях освещения каждой из компонент: фактор f_2 поддерживается на высоких значениях, варьируясь от 0.6 до 1, при этом фактор f_1 всегда чрезвычайно низкий ($f_1 < 0.1$, панель c). Признаком спектров в состоянии HB является неизменно высокое отношение потоков (панель d) и высокий рентгеновский (в интервале 3 – 200 кэВ) поток $(1.5 \div 3.6) \times 10^{-7}$ эрг/с/см^2 (панель e).

Как видно из вышеизложенного, такой подход позволяет легко разделить вклады разных зон излучения, связанных с *жесткой* и *мягкой* компонентами рентгеновского спектра, позволяющих ясную интерпретацию, согласующуюся с моделью переходного слоя [11]. Однако мы детектировали значительное увеличение $kT_e^{(1)}$ на стадии FB, что сильно отличает Sco X–1 от других *atoll* и Z источников, в которых температура электронов плазмы переходного слоя наоборот снижается во время вспышечных эпизодов [130, 426]. Перед тем, как перейти к основательной интерпретации полученных результатов, обратимся к временному анализу этих же данных (разд. 6.2.3.10) для сопоставления с результатами спектрального анализа (в разд. 6.2.3.11).

6.2.3.10 Спектры мощности Sco X–1 при переходах между состояниями NB-HB-FB

Объект Sco X–1 достаточно хорошо изучен на предмет временной эволюции в предыдущих исследованиях (например, [404]). Однако рассмотрение данных в новой спектральной модели, требует проведения одновременного спектрально-временного анализа с учетом разбиения на сегменты (по цветовым диаграммам, рис. 6.15) для более глубокого понимания физических процессов. Анализ кривых блеска Sco X–1, зарегистрированных обсерваторией RXTE, выполнен с помощью программы *powspec* пакета `FTOOLS 5.1`. Для временного

анализа данных детектора PCA/RXTE в энергетическом диапазоне 2 – 13 кэВ были использованы наблюдения, выполненные в *binned* моде. Временное разрешение в этой моде составило 1/128 с. Из спектра мощности был удален вклад Пуассоновского шума, а также шума перегрузочных событий. Обнаружилось, что некоторые спектры мощности на высоких частотах подвержены эффектами мертвого времени [427], которые в случае Sco X–1 при скоростях счета >25 000 отсч./с/PCU оказываются значительными, неопределенными и не поддающимся устранению путем стандартных методов. Поэтому при моделировании СМ мы ограничились интервалом до 100 Гц (рис. 6.22). Анализ спектров мощности был выполнен с использованием пакета `QDP/PLT`.

Спектр мощности Sco X–1 показывает монотонное усиление сверхнизкочастотной шумовой компоненты, ниже 1 Гц (VLFN) при переходе объекта из нижней части NB в состояние FB. При этом высокочастотная шумовая (HFN) компонента может аппроксимироваться степенным законом с экспоненциальным завалом ($\nu^{-\alpha_{HFN}} e^{-\nu/\nu_{cut}}$). Амплитуда rms этой компоненты, в отличие от компоненты VLFN, снижается при переходе объекта по Z-треку (от ∼7% до 3%).

В дополнение к этому шумовому континууму, мы нашли ряд квазипериодических осцилляций между 5 Гц и 20 Гц, которые могут быть аппроксимированы Лоренцианами. В частности, детектированы значительные КПО на частотах около 6 Гц при нахождении источника в состоянии NB. Далее, обнаружено непрерывное увеличение частоты этих КПО от 6 Гц до 15 Гц, когда источник переходит из состояния NB в состояние FB. Затем, на FB частота этого КПО резко возрастает от 10 Гц до 20 Гц и в верхней точке трека FB полностью исчезает. Практически такую же временную картину поведения увидели в наблюдениях EXOSAT [413, 415] и *RXTE* [416, 417].

6.2.3.11 Корреляция между временными и спектральными свойствами во время переходов между состояниями

Далее мы сопоставили свойства спектров мощности и энергетических спектров. Наиболее интересно установить, как "реагирует" спектр мощности на фазу пониженного индекса Γ_1 в состоянии FB ($1.3 < \Gamma_1 < 2$) и фазу квази-постоянства $\Gamma_1 = 2$ во время состояний HB–NB. Для этого исследован наиболее типичный участок фларинговой переменности Sco X–1 для MJD=50556−50821 (сет $R2$). На *верхней* панели рис. 6.22 приведена диаграмма жесткости (*слева*), зависимость полной светимости от $kT_e^{(1)}$ (*в центре*) и зависимость Γ_1 от L_{com2} (в единицах L_{Edd} *справа*). Красные/синие/черные точки A, B и C указывают моменты MJD = $50557.2/50556.6/50819.6^a$, $50818.7^a/50817.8/50558.7^a$ и $50816.9^c/50817.8^b/50820.9^e$, связанные с разными фазами Z-трека (табл. 6.7). Здесь верхние индексы указывают интервалы разбиения в соответствии с табл. 6.7.

Точки A, B и C выбраны таким образом, чтобы захватить все ветви ν-образного Z-трека Sco X–1. При этом точка A представляет левую ветвь (HB-NB-Soft apex, рис. 6.22), в то время как точки B и C относятся к правой ветви (soft apex-botFB-midFB-topFB). Самая неизученная ветвь (состояние FB) было дополнительно разбито на три участка: *нижний* (B *синяя*, B *красная*), *средний* (B *черная*, C *красная*) и *верхний* (C *синяя*, C *черная*).

Вход Sco X–1 непосредственно на вспышечный участок (FB) всегда происходит при переходе объекта через критическую точку *Soft apex*. Обнаружено, что после такого перехода температура "затравочных" фотонов нейтронной звезды T_{s2} начинает монотонно снижаться от 1.5 до 0.7 кэВ (рис. 6.23), что указывает на процесс расширения фотосферы НЗ под действием высокого давления излучения НЗ во время этой фазы.

На нижних панелях рис. 6.22 хорошо видна трансформация формы спектров мощности (левая панель) и энергетических спектров (правая панель). В частности на панели A1 в спектре мощности видно широкое КПО на частотах 2−10 Гц [с пиком на ∼6 Гц, FWHM=11.2±4.1 Гц, rms=5.3±1.0% (A *красная*) и FWHM=9.7±3.5 Гц, rms=4.8±1.2% (A *синяя*), соответственно] во время состояния NB. Далее следует критическая точка, панель B1, где спектры мощности демонстрируют два КПО на 10 Гц и 7 Гц (для *синей* и *красной* точек B, соответственно), когда источник переходит от нижнего участка FB к серединному участку FB. Что происходит со Sco X–1 далее на FB видно на нижней панели C1. Сначала (на среднем участке FB) хорошо видны широкие КПО на частотах ∼7 Гц (FWHM=12.2±3.4 Гц, rms=7.5±1.4%) на фоне сверхнизкочатотного шума (VLFN, ∼5 % rms). Как только Sco X–1 проходит далее к верхнему участку FB, частота КПО начинает резко расти от 7 Гц до ∼20 Гц (FWHM=10.2±2.5 Гц, rms=5.3±1.2% для *синей* точки C). Этот процесс является момнотонным. Но, как только КПО достигает частоту (∼21 Гц, найденную, например, во время вспышки в январе 1998 г. (*синяя* точка C), КПО исчезает из спектра мощности. На пике вспышки (верхняя часть FB) спектр мощности не детектируется выше 2 Гц, будучи представленным только усиливающейся сверхнизкочастотной шумовой компонентой (∼3 % rms).

Заметим, что в некотором смысле подобное поведение особенностей спектра мощности наблюдалось прежде в других вспышках по данным спутника EXOSAT [415], однако тогда не предусматривалось сопоставление с энергетическими спектрами в диапазоне выше 30 кэВ по инструментальным ограничениям.

Такая возможность представляется благодаря качеству наблюдений детекторов RXTE. На *правых нижних* панелях рис. 6.22 мы показали соответствующие спектры в широком диапазоне энергий 3−250 кэВ. Данные наблюдений указаны черными точками и спектральные компоненты The data are shown by black points and отмечены пунктирной *красной*, *синей* и *малиновой* линиями для $Com1$, $Com2$ и $Gaussian$, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют эволюцию компоненты $Com1$ между состояниями HB и FB. Для ясности, спектры 20053-01-02-01^b (*синий*) and 20053-01-02-00^c (*красный*) на панели C2 приведены с коэффициентами 2 и 0.5. Сравнение энергетических спектров на панелях B2 и C2 обнаруживает заметное снижение индекса Γ_1 для группы точек C (усиление жесткого хвоста спектра). Кроме того, можно с уверенностью констатировать существенное отличие спектра мощности для точек C от точек группы B.

6.2.4 Интерпретация спектрально-временных свойств Sco X–1

Перед тем, как перейти к интерпретации наблюдений, кратко суммируем их следующим образом. (1) Спектры Sco X–1 хорошо аппроксимируются двумя *мягкой* и *жесткой* Комптонизационными (*CompTB*) компонентами для всех состояний (HB, NB и FB). (2) *Мягкая* Комптонизированая компонента доминирует в спектрах Sco X–1 во всех состояниях (табл. 6.7 и табл. 2 в [458]). (3) Жесткий хвост рентгеновских спектров может быть аппроксимирован *жесткой* Комптонизационной компонентой.

Обнаружено очень необычное поведение Γ_1 в рентгеновском спектре Sco X–1, когда источник находится в состоянии FB и его светимость достигает критической величины L_{Edd}. Этот факт достаточно необычен в отношении других нейтронных звезд в маломассивных РДС (например, 4U 1728–34 [129], 4U 1820–30 [361], GX 3+1 [130], GX 340+0 [131]), которые демонстрируют постоянство индекса ($\Gamma_1 \sim 2$). Однако важным моментом является то, что все эти источники, кроме Sco X–1, наблюдались в докритическом режиме во всех

спектральных состояниях, в то время как Sco X–1 излучает в Эддингтоновском режиме. С учетом этой особенности, мы детально изучили ситуацию, когда светимость достигает критической величины, что применимо к случаю Sco X–1 во время стадии FB.

6.2.5 Влияние энерговыделения в переходном слое НЗ на спектральный индекс результирующего спектра

Как указано в [255], высвобождение энергии в переходном слое определяет спектральный индекс результирующего спектра. В [255, 285] показано, что поток энергии на единицу площади в переходном слое (короне) может быть найден следующим образом

$$Q_{cor} = 20.2 \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau) T_e(\tau) d\tau, \tag{6.2}$$

где $T_e(\tau)$, $\varepsilon(\tau)$ and τ_0 – температура плазмы (электронов), распределения плотности энергии в переходном слое и его оптическая толща по Томсоновскому рассеянию, соответственно.

Мы получили распределение энергии $\varepsilon(\tau)$ как решение диффузионного уравнения

$$\frac{d^2\varepsilon}{d\tau^2} = -\frac{Q_{cor}}{c} q(\tau) \tag{6.3}$$

где c – скорость света; $q(\tau) = 1/\tau_\star$ для $\tau \leq \tau_\star$ и $q(\tau) = 0$ для $\tau_\star \leq \tau \leq \tau_0$. В этом уравнении, по сравнению с подобным уравнением 4.1 в главе 4, а также в [129, 255], мы предположили, что высвобождение гравитационной энергии происходит только в части переходного слоя, $0 \leq \tau \leq \tau_\star$, поскольку высокое давление излучения (возможно дополнительное давление магнитного поля) от НЗ, в итоге останавливает аккреционный поток. Также следует добавить два граничных условия на внутренней границе переходного слоя (который может представлять собой поверхность НЗ) и на внешней границе $\tau = 0$ в виде:

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau}|_{\tau=\tau_0} = 0, \tag{6.4}$$

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} - \frac{3}{2}\varepsilon|_{\tau=0} = 0. \tag{6.5}$$

Используя выражение для $q(\tau)$ (см. уравнение(6.3) и ниже) находим решение $\varepsilon(\tau)$ уравнений (6.3-6.5)

$$\varepsilon(\tau) = \frac{3Q_{cor}}{c}[(\tau + 2/3) - \tau^2/2\tau_\star] \qquad 0 \leq \tau \leq \tau_\star \tag{6.6}$$

и

$$\varepsilon(\tau) = \frac{3Q_{cor}}{c}(\tau_\star/2 + 2/3) \qquad \tau_\star \leq \tau \leq \tau_0. \tag{6.7}$$

Таким образом, интегрирование $\varepsilon(\tau)$ дает

$$\int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau) d\tau = \frac{Q_{cor}}{c}(\tau_\star^2 + 2\tau_0). \tag{6.8}$$

легко видеть, что получен идентичный результат найденному в главе 4 (а также в [129, 255]) при $\tau_\star = \tau_0$. Далее оценим Комптонизационный параметр Y в переходном слое с

использованием уравнений (6.2) и (6.8). Перепишем уравнение (6.2), применяя теорему о среднем

$$Q_{cor} = 20.2\hat{T}_e \int_0^{\tau_0} \varepsilon(\tau) d\tau \tag{6.9}$$

where $\hat{T}_e$ is the mean temperature in the TL. Подстановка формулы (6.8) в уравнение (6.9)

$$\frac{k\hat{T}_e(\tau_\star^2 + 2\tau_0)}{m_e c^2} = 0.25 \tag{6.10}$$

приводит к оценке параметра Y в переходном слое (см. определение параметра Y в [61])

$$Y = \frac{4k\hat{T}_e\tau_0(\tau_0+2)}{m_e c^2} = \frac{4\tau_0(\tau_0+2)}{\tau_\star^2 + 2\tau_0} \tag{6.11}$$

Теперь используем полученную формулу для параметра Y для определения спектрального индекса α_{diff}. А именно, можно переписать (см. [255])

$$\alpha = -\frac{3}{2} + \sqrt{\frac{9}{4} + Y^{-1}}. \tag{6.12}$$

Перепишем асимптотическую форму этого уравнения для случая $Y^{-1} \leq 1$ в виде

$$\alpha \approx \frac{Y^{-1}}{3} = \frac{4}{3}\frac{(\tau_\star/\tau_0)^2 + 2/\tau_0}{1 + 2/\tau_0}. \tag{6.13}$$

Таким образом, можно видеть, что спектральный индекс $\alpha < 1$, когда $\tau_\star < \tau_0$ и $\tau_0 \gg 1$. На рис. 6.22 (верхняя правая панель) мы представили наблюдаемые зависимости фотонного индекса Комптонизационной компоненты Γ_1 ($\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$), где хорошо видно, что Γ_1 действительно значительно меньше 2 (или $\alpha_1 < 1$), когда наблюдаемая светимость L_{com2}, идущая из внутренних частей переходного слоя примерно равна 1 и выше. Это согласие модельных выводов и наблюдательных результатов позволяет заключить, что в этом случае высвобождение гравитационной энергии происходит только во внешних частях, где $L < L_{crit}$.

Далее покажем, что критическая светимость L_{crit}, при которой сила давления излучения равна гравитационной силе, выше, чем Эддингтоновская для электронной температуры $kT_e \gtrsim 50$ кэВ.

6.2.5.1 Температурная поправка для сечения рассеяния при вычислении критической светимости

Для объяснения наблюдаемых зависимостей Γ от L и L от kT_e (см. правую и центральную панели на рис. 6.22) следует оценить критическую светимость для данной характеристики плазмы kT_e и ее предполагаемый спектр $J_\nu(E)$. Для этого рассчитаем взвешенное электронное сечение $< \sigma >$, используя сечение взаимодействия релятивистских фотонов и максвелловских электронов [445] в предположении нормального космического обилия

$$< \sigma > = \frac{\int J_\nu(E)\sigma(E, kT_e)dE}{\int J_\nu(E)dE}, \tag{6.14}$$

Тогда критическая светимость (которая представляет собой Эддингтоновскую светимость при $<\sigma>=\sigma_{\rm T}$) для заданной электронной температуры может быть найдена с использованием уравнения равенства гравитационной силы и силы давления излучения

$$L_{crit} = \int J_\nu(E)dE = \frac{4\pi c G M_{NS}}{<\sigma>}. \tag{6.15}$$

Далее мы рассчитали по этой формуле L_{crit} для $M_{NS} = 1.4M_\odot$ и построили график зависимости L_{crit} от kT_e (см. сплошную *синюю* линию на центральной), откуда ясно видно, что эта теоретическая зависимость проходит через все наблюдательные точки (L, kT_e).

Сравним полученные результаты для Эддингтоновской светимости в предположении $\sigma = \sigma_{\rm T}$ (см. пунктирную *зеленую* горизонтальную линию на верхней центральной панели рис. 6.22). Из этого графика ясно видно, что критическая светимость $L_{crit}(T_e)$ оказывается выше, чем L_{Edd}, для более высокой температуры kT_e и корректный учет зависимости сечения рассеяния от электронной температуры непосредственно объясняет увеличение значения критической светимости L_{crit}, как функции T_e. Отсюда следует, что излучение Sco X–1 достигает критическую светимость $L_{crit}(T_e)$ во фларинговом состоянии, но не превышает ее, что разрешает проблему свечения Sco X–1 в сверх-Эддингтоновском режиме.

6.3 Заключение

В этой главе представлен анализ спектральных и временных свойств, наблюдаемых в рентгене от Z источников GX 340+0 и Sco X–1 во время эволюции вдоль Z-трека на цветовой диаграмме. При этом обнаружено, что при переходе источников из состояния Horizontal branch (HB) в состояние Flaring branch (FB) электронная температура переходного слоя монотонно снижается от 21 кэВ до 3 кэВ в до-Эддингтоновском режиме. Были проанализированы все имеющиеся на сегодняшний день наблюдения Sco X–1 спутника RXTE и GX 340+0 со спутников RXTE и *Beppo*SAX с использованием пакетов программ SAXDAS и LHEASOFT/FTOOLS 5.3. Показано, что широкополосный рентгеновский спектр GX 340+0 во время этих переходов может быть аппроксимирован аддитивной моделью, состоящей из низкотемпературного чернотельного компонента, двух Комптонизационных компонентов и Гауссового компонентов. Причем обе Комптонизационные компоненты обусловлены наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние как "исходных/затравочных" фотонов с температурой $T_{s1} \lesssim 1$ кэВ, идущих от аккреционного диска [первая Комптонизационная составляющая $CompTB1$], так и "затравочных" фотонов с температурой $T_{s2} \lesssim 1.5$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды [вторая Комптонизационная составляющая $CompTB2$]. Детальный анализ спектров на основе этой модели показал, что фотонные индексы Γ_{com1} и Γ_{com2} соответствующих Комптонизационных компонентов оказываются постоянными на уровне 2 при изменении электронной температуры $kT_e^{(1)}$ переходного слоя от 3 кэВ до 21 кэВ. Обнаруженное квазипостоянство индексов на критическом уровне $\Gamma = 2$ было интерпретировано в рамках модели, в которой спектр определяется тепловыми Комптонизационными компонентами, формируемыми в переходном слое и его внутренних частях. Кроме того, установленный эффект стабильности спектрального индекса для Z-источника GX 340+0 подобен ранее обнаруженному эффекту стабильности фотонного индекса для ряда маломассивных двойных систем с нейтронными звездами и, в частности, для *atoll* источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30. Такое поведение, характерное как для Z-, так и для *atoll* источников во время фаз активности, принципиально отличается от поведения черных дыр, для которых

спектральный индекс монотонно возрастает во время спектральных переходов от низкого к высокому состоянию и затем насыщается при высоких значениях скорости аккреции.

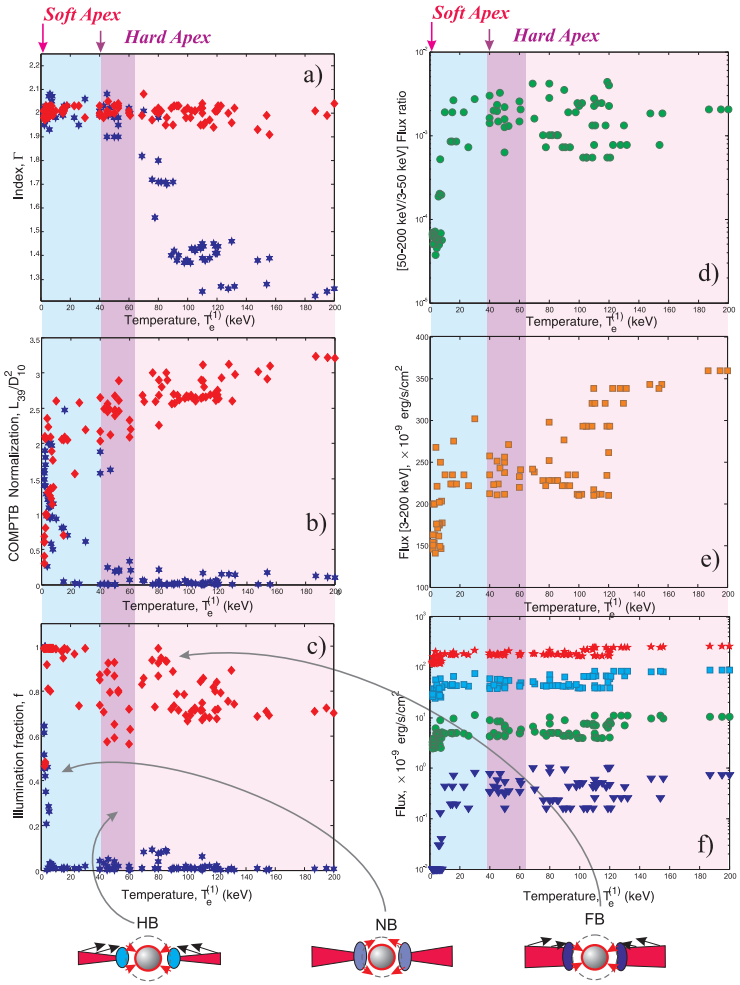

Рис. 6.21: Эволюция спектральных параметров, как функция $T_e^{(1)}$. *Левая колонка*: фотонный индекс (панель a), $CompTB$-нормировка (b) и коэффициент облучения f (c) для *жесткой* Комптонизационной компоненты ($Com\ 1$) (*синие* точки) и *мягкой* Комптонизационной компоненты ($Com2$) (*красные* точки, как функция $T_e^{(1)}$. *Правая колонка*: (d) жесткость потоков [50 – 250 кэВ]/[3 – 50 кэВ] (*зеленые* точки), (e) поток в интервале 3 – 250 кэВ (*оранжевые* точки); и потоки в интервалах(3 – 10 кэВ), (10 – 20 кэВ), (20 – 50 кэВ) и (50 – 250 кэВ) (панель f), как функция $T_e^{(1)}$ (в кэВ), сверху – вниз, соответственно.

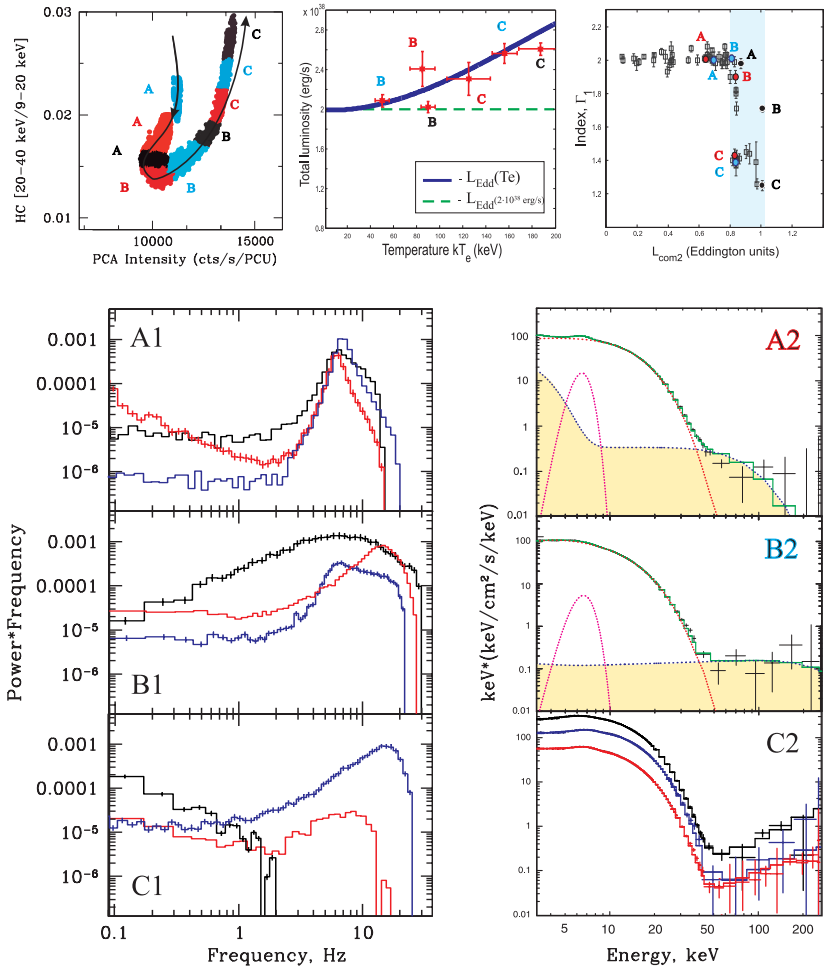

Рис. 6.22: *Сверху*: диаграмма жесткости (*слева*), зависимость полной светимости от $kT_e^{(1)}$ (*в центре*) и зависимость Γ_1 от L_{com2} (в единицах L_{Edd} *справа*). Красные/синие/черные точки A, B и C указывают моменты MJD = 50557.2/50556.6/50819.6^a, 50818.7^a/50817.8/50558.7^a и 50816.9^c/50817.8^b/50820.9^e, связанные с разными фазами Z-трека (табл. 6.7). *Снизу*: СМ для интервала 3 – 13 кэВ (*левая* колонка) приведены в сопоставлении с энергетическими спектрами (*правая* колонка) для точек A (*красная*), B (*синяя*) и C, указанные на диаграмме жесткости (*слева сверху*).

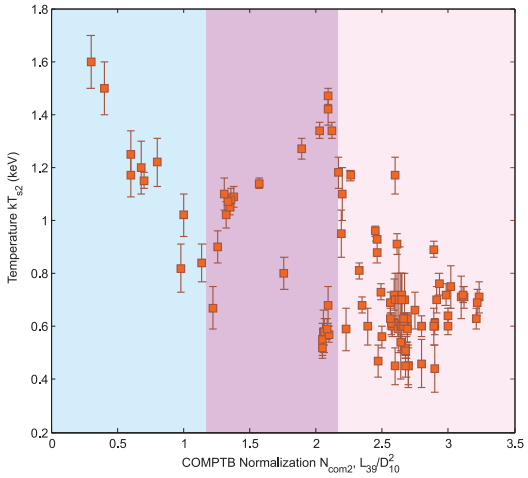

Рис. 6.23: Зависимость температуры затравочных фотонов kT_{s2} от $CompTB$-нормировки *мягкой* компоненты N_{com2} (в единицах L_{39}/D_{10}^2) в модели $wabs * (CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)$. Цвета вертикальных полос соответствуют таковым на рис. 6.21.

Глава 7

Особенности поведения аккрецирующих нейтронных звезд в около-Эддингтоновском режиме

7.1 Усиление жесткости спектров во время вспышек *atoll*-источника 4U 1705–44

7.1.1 Введение

В этой главе продолжено исследование фундаментальных спектральных характеристик рентгеновского излучения в двойных системах с НЗ во время переходов из спокойного в активное состояние на примере рентгеновского источника 4U 1705–44 в маломассивной РДС. Этот источник надежно классифицирован как НЗ, более того, идентифицирован как *atoll*-источник. Он показывает рентгеновские всплески I рода [447, 448, 449] и килогерцовые квазипериодические осцилляции [394], свойственные *atoll*-источникам. Однако его спектр мощности очень напоминает спектр Z-источников, когда они находятся в состоянии *Normal* branch. Наконец, его сходство с Z-источниками подкреплено обнаружением жесткого хвоста в энергетическом спектре по данным IBIS/INTEGRAL [450, 451] и достижением объекта критического уровня светимости в пике вспышек, что обычно свойственно Z-источникам. Такое сочетание свойств *atoll*- и Z-источников делают его уникальной нейтронной звездой. Но, возникает вопрос о том, насколько ее уникальность отразится на спектральных характеристиках, в частности на поведении спектрального индекса при изменениях темпа аккреции? И насколько изменятся или подтвердятся выводы о надежности спектральных признаков НЗ, найденных в предыдущих главах? Поэтому мы детально исследовали широкополосные рентгеновские спектры 4U 1705–44 во время активных состояний источника по данным *Beppo*SAX и *RXTE* в рамках развитого нами подхода.

7.1.2 Описание наблюдений

Объект 4U 1705–44 наблюдался дважды обсерваторией *Beppo* SAX: в августе и октябре 2000 г. (табл. 7.1). На основе данных четырех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Beppo* SAX: *Low Energy Concentrator Spectrometer* (LECS; [84]) для энергетического диапазона 0.3 – 4 кэВ, *Medium Energy Concentrator Spectrometer* (MECS; [120]) для энергетического диапазона 1.8 – 10 кэВ, *High Pressure Proportional Gas Scintillation Counter* [HPGSPC; Manzo et al. (1997)] для интервала 8−50 кэВ и *Phoswich Detection System* (PDS;

Таблица 7.1: Список наблюдений 4U 1705–44 обсерваторией *Beppo*SAX, использованных в нашем анализе.

№ сета	ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время окончания наблюдения (UT)	Интервал дат наблдения (MJD)
S1	21292001[1,2,3]	16:20:16 20 авг. 2000 г.	19:22:57 21 авг. 2000 г.	51776.6-51777.8
S2	21292002[1,2,3]	12:30:07 3 окт. 2000 г.	21:11:38 4 окт. 2000 г.	51820.5-51821.9

Ссылки: [1,2,3] [451, 452, 453]

Таблица 7.2: Список групп наблюдений 4U 1705–44 обсерваторией *RXTE*

Номер группы	Интервал дат (MJD)	ID наблюдения	Интервал дат (UT)	Ссылки
R1	50539-50542	20073	Apr. 1 – 4, 1997	[298]
	50495-50748	20074	Feb. 16 – Oct. 27, 1997	[298, 457]
	50398-50587	20161	Nov. 11, 1996 – May 19, 1997	[298]
R2	51290-51583	40034	Apr. 22, 1999 – Feb. 2, 2000	[298, 453]
R3	51219-51247	40051	Feb. 10 – Mar. 10, 1999	[298, 457]

[121]) для энергетического диапазона 15 – 150 кэВ были получены ширикополосные энергетические спектры 4U 1705–44 по совместным данным. Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS` аналогично описанно в разд. 4.2 главы 4. Спектральный анализ комбинированных данных проводился, аналогично описанному в разд. 2.2, с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого инструмента. Относительные нормировки всех четырех детекторов рассчитывались как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале.

Для получения широкополосного спектра 4U 1705–44 были использованы совместные данные спектрометров PCA и HEXTE. В частности, использованы данные спектрометра PCA, полученные в моде *Standard* 2, собранные в диапазоне энергий 3 – 23 кэВ, а также данные спектрометра HEXTE в энергетическом диапазоне 19 – 200 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE обсерватори RXTE проводилась с использованием стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1. При этом осуществлена подгонка нормировки HEXTE для сшивки с нормировкой PCA, принятой за основную. При обработке всех данных *RXTE* систематическая ошибка была принята равной 0.5% в каждом энергетическом канале. В таблице 7.2 перечислены группы наблюдений со спутника *Beppo*SAX. Также были использованы общедоступные данные 4U 1705–44 обзорного монитора всего неба ASM обсерватории RXTE [39], согласно которым объект 4U 1705–44 показывает переходы между высокими и низкими состояниями на разных временных масштабах, отслеживаемые по переменности рентгеновского потока (см. рис. 7.1). Как видно из этого рисунка, мы выбрали наиболее интересные интервалы с длительным ("плато" с высоким рентгеновским потоком, сет $R1$) и относительно короткими интервалами переменности ($R2$ и $R3$). В целом, выпол-

нен спектральный анализ данных 4U 1705–44 за три года наблюдений $RXTE$ и разбили на три интервала, указанные *синими* прямоугольниками на рис. 7.1. Здесь же *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией $Beppo$SAX. Моделирование спектров источника по данным $RXTE$ проводилось в рамках пакета программ `XSPEC` с учетом систематической ошибки 0.5%.

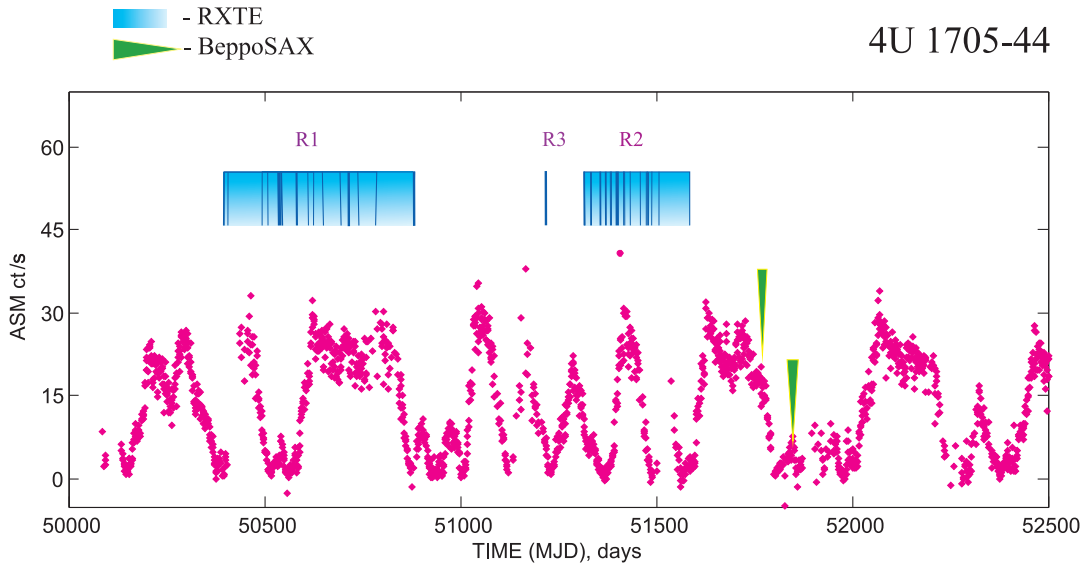

Рис. 7.1: Эволюция скорости счета ASM во время наблюдений 1997 – 2000 гг. объекта 4U 1705–44. *Синими* прямоугольниками указаны сеты данных *RXTE*, перечисленные в табл. 7.2 и *зелеными* треугольниками отмечены моменты наблюдений обсерваторией *Beppo*SAX, перечисленные в табл. 7.1.

7.1.3 Результаты

7.1.3.1 Цветовые диаграммы и диаграммы жесткости 4U 1705–44

Прежде, чем перейти к детальному спектральному анализу, рассмотрим цветовые диаграммы 4U 1705–44 для качественной характеристики изменения спектра источника. Целесообразность такого подхода состоит в том, цветовые диаграммы лишены всякого моделирования и основаны только на сравнении наблюдательных отсчетов детектора. При этом они легко диагностируют переходы между состояниями объекта. Для каждого объекта обычно выбирают свои уникальные цвета [т.н. жесткие цвета (HC) и мягкие цвета (SC)], поэтому для объекта 4U 1705–44 мы ввели следующие: [20 – 40 кэВ/9 – 20 кэВ] для HC и [4 – 9 кэВ /2 – 4 кэВ] для SC (левая панель на рис. 7.2). Для полноты такой первичной диагностики состояний также важна диаграмма жесткости, для которой были выбраны координаты: скорость счета [2 – 40 кэВ], в качестве абсциссы, и, опять же, HC [20 – 40 кэВ /9 – 20 кэВ], в качестве ординаты (правая панель на рис. 7.2). В правом верхнем углу приведены номера соответствующих наблюдений. Можно видеть, что данные распределены по плоскости диаграммы и группируются в условные треки между жесткими состояниями (Island state, IS) и мягкими состояниями (Banana state, BS). При этом жесткость HC монотонно падает с нарастанием рентгеновского потока (правая панель на рис. 7.2) одновременно с умягчением спектра источника (правая панель на рис. 7.2). Таким образом, эти данные содержат информацию о смене разных состояний объекта (от IS до BS) при вариации рентгеновского потока в достаточно большом диапазоне.

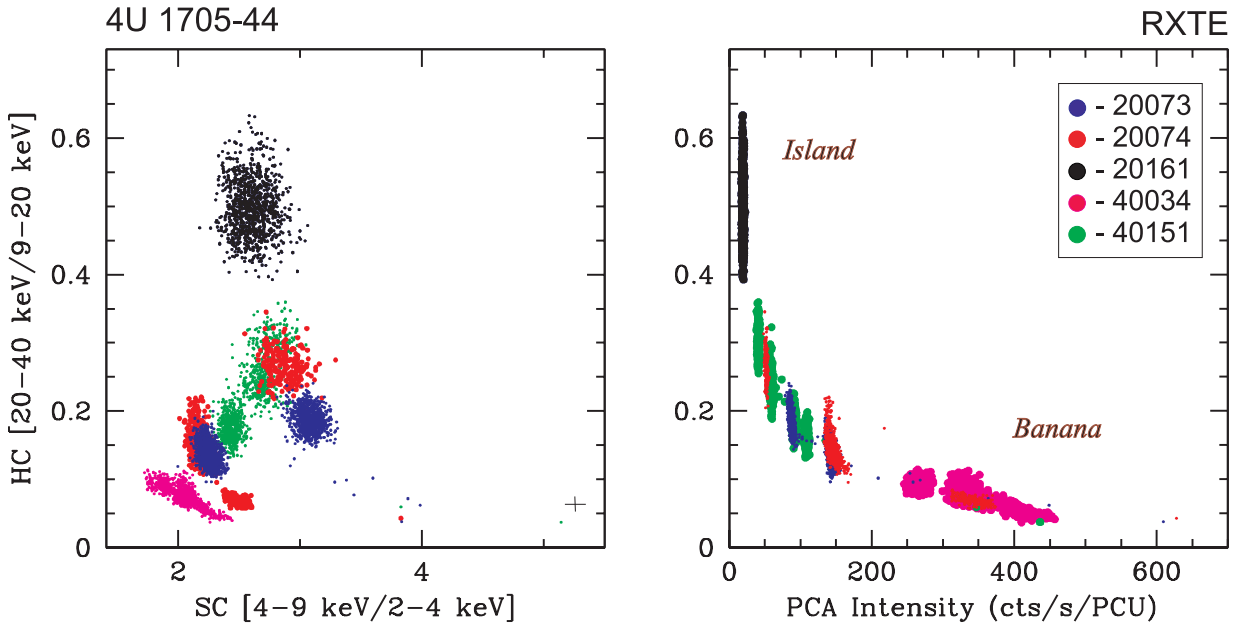

Рис. 7.2: Цветовые диаграммы (*левая* панель) и диаграммы жесткости *правая* панель) для наблюдений 4U 1705–44, использованных для анализа с разбиением на временные интервалы по 16 с. Типичная ошибка показана в правом нижнем углу левой панели, ошибки скорости счета пренебрежимо малы. Сеты наблюдений 4U 1705–44 по данным RXTE указаны разными цветами: *синий* (ID 20073), *красный* (ID 20074), *черный* (ID 20161), *малиновый* (ID 40034) и *зеленый* (ID 40051).

7.1.4 Спектральный анализ

7.1.4.1 Выбор спектральной модели

Целью нашего исследования в этой главе является поиск универсальной модели, которая бы описывала спектр 4U 1705–44 во всех состояниях источника с минимальным набором свободных параметров, на основе самосогласованной картины физических процессов, чтобы, в итоге, иметь возможность адекватно проверить то, как работают спектральные признаки ЧД/НЗ в применении к этой необычной НЗ.

В процессе поиска подходящей модели, сначала к спектрам 4U 1705–44 применена модель, использованная в предыдущих исследованиях этого источника, состоящая из суммы тепловой компоненты (*Bbody*), степенной компоненты (*powerlaw*), тепловой Комптонизационной компоненты, и линии излучения (*Gaussian*), модифицированные межзвездным поглощением (*wabs*). Однако эта [*одинарная CompTB* модель, $wabs * (bbody + powerlaw + CompTB + Gauss$] удовлетворительно описывает только мягкое состояние объекта (напр., в наблюдениях 40034-01-02-06 и 40034-01-02-09, χ^2_{red}=1.16 и 1.34 (для 77 ст.св.), соответственно, см. табл. 7.3]. Иначе говоря, модель дает хорошее описание только в 50% случаев. Кроме того, эта модель требует чрезмерно больших значений фотонного индекса (много больше 3) для спектров *мягкого* состояния [напр., для спектров в наблюдении 40034-01-02-09 Γ_{pow}=3.97±0.05, см. табл. 7.3] и она дает неприемлемое качество аппроксимации для данных в *жеском* состоянии объекта [напр., для спектра 21292002 наблюдений спутника *Беппо*SAX, где χ^2_{red}=3.28 (для 193 ст.св.)] и для спектра 40034-01-07-02G наблюдений

спутника *RXTE*, где χ^2_{red}=1.78 (79 ст.св.)].

Поэтому, для устранения вышеуказанных проблем, мы опробовали т.н. *двойную CompTB*, [$wabs*(Bbody+CompTB1+CompTB2+Gauss)$], в применении ко всем имеющимся данным 4U 1705–44 (см. для данных *Beppo*SAX). По существу, эта модель содержит два источника Комптонизации, обусловленных наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние как "затравочных" фотонов с температурой $kT_{s1} \lesssim 1.7$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды (НЗ) [первая составляющая, CompTB1] на горячих электронах переходного слоя, так и "затравочных" фотонов с температурой $T_{s2} \lesssim 1.3$ кэВ, идущих от аккреционного диска [вторая Комптонизационная составляющая CompTB2], чернотельную компоненту (*Bbody*) и компоненту (*Gaussian*) эмиссионной линии железа. В результате, мы добились хорошего согласия со всеми наблюдениями объекта по данным *Beppo*SAX (нижняя часть табл. 7.3). Далее, эта найденная аддитивная модель была применена ко всем спектрам 4U 1705–44 по данным *RXTE* (табл. 7.4).

Эта модель описывает сценарий, подобный сценарию, предложенному в разд. 6.1.2.2 главы 6, в котором Кеплеровский диск примыкает к *нейтронной звезде* через посредство переходного (граничного) слоя (иногда в тексте называемом Комптоновским облаком для указания основного процесса формирования излучения в этой области, рис. 6.2) [6]. Предполагается, в процессе аккреции на НЗ задействованы две основные зоны: аккреционный диск (стандартный диск Шакуры-Сюняева [3]) и переходный слой. Согласно этому схематичному представлению физической картины, результирующий Комптонизированный спектр формируется в переходном слое, в котором тепловые фотоны диска и "затравочные" фотоны НЗ с температурами T_{s1} и T_{s2} рассеиваются на горячих электронах переходного слоя, порождая два источника Комптонизации в спектре объекта, компоненты *CompTB1* и *CompTB2*, соответственно. Некоторая часть этих фотонов может быть видна непосредственно земному наблюдателю, что подтверждается необходимостью введения дополнительной чернотельной компоненты с низкой температурой T_{BB}. На рис. 6.2 схематично показаны красные и синие траектории, которые соответствуют мягким и жестким (рассеянным с возрастанием энергии) фотонам.

В контексте такой модели $wabs*(Bbody+CompTB1+CompTB2+Gauss)$, моделирование и аппроксимация спектров характеризуется следующими свободными параметрами: количеством атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения; спектральными индексами α_1, α_2; цветовыми температурами T_{s1}, T_{s2} *"затравочных"* фотонов диска; параметрами $log(A_1)$ и $\log(A_2)$, связанными со степенью облучения переходного слоя мягкими фотонами диска и НЗ, соответственно, f_1, f_2, с учетом того, что $f = A/(1+A)$ представляет собой относительный вклад Комптонизационной компоненты; электронные температуры $T_e^{(1)}$ и $T_e^{(2)}$; нормировки N_{Com1} и N_{Com2} чернотельных компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно. Для аппроксимации формы спектра в интервале 6 – 8 кэВ добавлена компонента *Gaussian* с параметрами: E_{line} – энергией центроида линии излучения, σ_{line} – шириной линии и ее нормировкой N_{line}.

При аппроксимации спектров, ряд параметров компоненты $CompTB$ был фиксирован. Прежде всего, фиксирован параметр $\gamma = 3$. Как и ранее, мы также фиксировали параметр $log(A_{1,2}) = 2$ когда аппроксимация указывала на $log(A) \gg 1$, поскольку в этом случае степень Комптонизации $f = A/(1+A)$ стремится к 1 и модель становится нечувствительной к этому параметру. Параметр $\log(A_2)$ также был фиксирован на 2, в предположении о том, что поверхность НЗ полностью охвачена переходным слоем и со всех сторон подвержена его облучению (рис. 6.2). При моделировании данных $RXTE$, мы использовали значение

Таблица 7.3: Параметры аппроксимации спектров 4U 1705–44 наблюдений ВерроSAX (с номерами 00-NNNNNNNN) в интервале 0.3 – 200 кэВ с использованием трех аддитивных моделей †: *wabs*(Blackbody + CompTB + Gaussian)*, *wabs*(Blackbody1+Blackbody2+CompTB+Gaussian)* и *wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*. real: using two additive models†: `wabs*(Blackbody + CompTB + powerlaw + Gaussian)` and `wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)`.

Состояние		IS	IS	LB	LB	UB
Спутник		*Beppo*SAX	*RXTE*	*Beppo*SAX	*RXTE*	*RXTE*
Модель	Парам.	21292002	40034-01-07-02G	21292001	40034-01-02-09	40034-01-02-06
wabs	N_H	2.36±0.07	4.6±0.1	1.81±0.02	4.65±0.02	4.82±0.07
bbody	kT_{BB}	0.50±0.03	0.5±0.1	0.62±0.03	0.61±0.03	0.59±0.01
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	3.8±0.3	7.8±0.3	2.7±0.4	100.7±0.9	14.9±0.2
CompTB	α	1.00±0.01	1.06±0.04	0.99±0.03	1.02±0.04	1.05±0.06
	kT_s	1.31±0.08	1.30±0.02	1.36±0.06	1.28±0.09	1.30±0.07
	log(A)	0.92±0.06	0.95±0.02	-0.03±0.01	-0.24±0.09	-0.22±0.02
	kT_e	20.66±0.08	21.51±0.09	2.78±0.08	2.86±0.09	2.78±0.03
	$N_{Com}^{\dagger\dagger}$	1.08±0.03	0.13±0.02	5.56±0.02	6.62±0.01	7.16±0.07
power law	Γ_{pow}	1.88±0.05	1.5±0.4	2.54±0.05	3.97±0.05	1.90±0.07
	$N_{pow}^{\dagger\dagger}$	2.95±0.02	2.13±0.01	1.26±0.02	1.42±0.01	1.16±0.07
Gaussian	E_{line}	6.45±0.08	6.48±0.09	6.80±0.07	6.81±0.05	6.90±0.07
	σ_{line}	0.35±0.04	0.40±0.06	0.39±0.07	0.41±0.03	0.41±0.05
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	1.08±0.03	1.13±0.02	0.76±0.02	0.72±0.01	0.66±0.07
	χ^2_{red}	3.28 (193)	1.78 (79)	2.3 (200)	1.34 (77)	1.16 (77)
wabs	N_H	2.16±0.04	2.3±0.1	2.43±0.03	4.3±0.1	4.4±0.1
bbody	kT_{BB}	0.54±0.07	0.60±0.04	0.56±0.03	0.60±0.05	0.60±0.04
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.43±0.01	0.15±0.03	4.49±0.05	3.12±0.02	3.16±0.05
CompTB1	α_1	1.00±0.04	0.98±0.02	0.99±0.07	1.01±0.02	1.00±0.03
	kT_{s1}	1.42±0.03	1.5±0.1	1.75±0.02	1.50±0.03	1.50±0.04
	$\log(A_1)$	0.93±0.06	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$	-0.04±0.01	-4.02±0.07	0.4±0.2
	$kT_e^{(1)}$	18.9±0.02	9.22±0.09	2.47±0.04	2.71±0.09	20.4±0.3
	$N_{Com1}^{\dagger\dagger}$	1.08±0.02	0.04±0.02	5.28±0.06	5.54±0.08	4.58±0.04
CompTB2	$\alpha_2 =$	1.01±0.03	1.01±0.02	1.00±0.03	1.01±0.01	0.41±0.07
	kT_{s2}	1.32±0.1	1.27±0.03	1.29±0.05	1.26±0.02	1.09±0.03
	$\log(A_2)$	-0.03±0.01	0.5±0.2	-1.04± 0.02	-0.22±0.02	-0.25±0.03
	$kT_e^{(2)}$	51±1	83±5	2.04±0.08	64±5	96±7
	$N_{Com2}^{\dagger\dagger}$	0.20±0.07	0.11±0.08	0.24±0.05	10.12±0.06	0.48±0.01
Gaussian	E_{line}	6.51±0.08	6.40±0.05	6.95±0.04	6.57±0.03	6.67±0.03
	σ_{line}	0.60±0.04	0.56±0.07	0.79±0.08	0.64±0.07	0.69±0.07
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	1.07±0.09	1.09±0.08	0.68±0.09	0.95±0.02	1.15±0.04
	χ^2_{red}	1.02 (296)	0.76 (86)	1.07 (295)	1.02 (86)	1.05 (86)

† Errors are given at the 90% confidence level. †† The normalization parameters of *Blackbody* and *CompTB* components are in units of L_{37}^{soft}/d_{10}^2 $erg/s/kpc^2$, where L_{37}^{soft} is the soft photon luminosity in units of 10^{37} erg/s, d_{10} is the distance to the source in units of 10 kpc, *Gaussian* component is in units of $10^{-3} \times total$ $photons$ $cm^{-2}s^{-1}$ in line, *powerlaw* component is in units of $10^{-2} \times$ $photons$ кэВ$^{-1}$ см$^{-2}$ s^{-1} at 1 кэВ; ††† when parameter $\log(A) \gg 1$, it is fixed to a value 2.0 for the model `CompTB` *(see comments in the text); ^{f} indicates that a parameter was fixed.

N_H для числа атомов нейтрального водорода на луче зрения $N_H = 2 - 4 \times 10^{22}$ см$^{-2}$, которое получено при фитировании спектров по данным *Beppo*SAX.

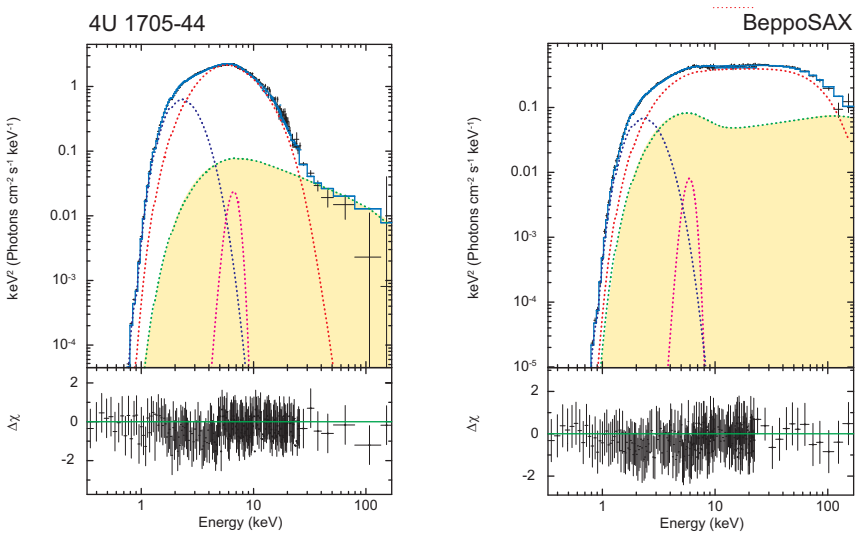

Рис. 7.3: Два типичных спектра 4U 1705–44 в состояниях *banana* и *island* при эволюции вдоль *atoll*-трека по данным *Beppo*SAX 21292001 (слева) и 21292002 (справа). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB1+CompTB2+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана голубой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно.

7.1.4.2 Спектральный анализ данных *Beppo*SAX

На рис. 7.3 представлены два спектра 4U 1705–44 в состояниях *banana* и *island branch* в удобных единицах EF_E, где хорошо видны вклады разных компонент. Эти спектры получены для наблюдений 4U 1705–44 обсерваторией *Beppo*SAX 212921001 (*слева*) и 21292002 (*справа*). Наблюдательные точки отмечены черными крестами и спектральная модель *wabs*(blackbody+CompTB1+CompTB2+Gaussian)* наилучшего согласия с наблюдениями указана голубой линией. Спектральные модельные компоненты представлены синей, красной, зеленой и малиновой линиями для *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно. Параметры наилучшей аппроксимации для состояния *Banana* (левая панель): Γ_1=1.99±0.02, $kT_e^{(1)}$=2.47±0.01 кэВ, Γ_2=2.00±0.01, $kT_e^{(2)}$=46.0±0.7 кэВ, $kT_{BB} = 0.50 \pm 0.01$ кэВ и E_{line}=6.50±0.03 кэВ (χ^2_{red}=1.12 для 132 ст.св.), для состояния *Island* (правая панель): Γ_1=2.00±0.01, $kT_e^{(1)}$=18.9±0.1 кэВ, Γ_2=2.01±0.01, $kT_e^{(2)}$=51.0±0.9 кэВ, $kT_{BB} = 0.54 \pm 0.02$ кэВ и E_{line}=6.51±0.07 кэВ (χ^2_{red}=1.08 for 133 ст.св., более подробно см. в табл. 7.3).

Обнаружено, что температура kT_{BB} составляет 0.6 кэВ независимо от состояния объекта (по уровню 2σ). При этом добавление этой низкотемпературной чернотельной компоненты значительно улучшает качество аппроксимации. Показано, что в мягком состоянии ($ObsId$ = 21292001) параметр N_H несколько больше, а именно $N_H = (2.43 \pm 0.03) \times 10^{22}$ см$^{-2}$, чем в жестком состоянии ($ObsId$ = 21292002), для которого $N_H = (2.16 \pm 0.04) \times 10^{22}$ см$^{-2}$.

Анализ спектров 4U 1705–44 по данным *Beppo*SAX на основе этой модели показал, что фотонные индексы $\Gamma_{1,2} = \alpha_{1,2} + 1$ слабо варьируются в интервалах 2.02±0.02 и 2.01±0.01, соответственно (табл. 7.3). Также обнаружено, что температуры "затравочных" фотонов НЗ и диска kT_{s1} и kT_{s2} варьируются в диапазонах 1.4−1.5 кэВ и 1.1−1.3 кэВ, соответственно.

7.1.4.3 Спектральный анализ данных *RXTE*

Для анализа данных спутника *RXTE* мы частично использовали результаты, полученные из анализа спектров 4U 1705–44 по данным *Beppo*SAX, аналогично ситуации в предыдущих главах. Поскольку респонс-матрица спектрометра PCA/*RXTE* определена выше на энергиях 3 кэВ, то определение цветовой температуры компоненты *blackbody* затруднено. В таком случае, при анализе спектральных данных *RXTE*, мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.6 кэВ), полученный, как среднее значение kT_{BB} для спектров *Beppo*SAX. Также из-за инструментальной ограниченности детектор PCA на низких энергиях, мы оставили N_H, как свободный параметр при фитировании, но ограничили его интервалом $2-4\times10^{22}$ см$^{-2}$, согласно результатам предыдущих исследований этого объекта другими авторами [454, 10, 455, 453]. В табл. 7.4 представлены результаты анализа спектров 4U 1705–44 по наблюдениям *RXTE* в рамках *двойной CompTB* модели.

Найдено, что во время переходов 4U 1705–44 параметр нормировки N_{Com1} изменяется от 0.01 до 6.1 в единицах $L_{37}/D^2{}_{10}$, при этом индекс Γ_1 почти постоянный ($\Gamma_1 = 1.99\pm0.06$) для всех наблюдений (рис. 7.5). Также, как и для Sco X–1, обнаружено двухфазное поведение фотонного индекса Γ_2: первая фаза, в которой этот индекс почти постоянный ($\Gamma_2 = 2.01 \pm 0.07$), когда $kT_e^{(2)}$ варьируется в интервале 3 – 85 кэВ; и вторая фаза, в которой фотонный индекс резко снижается ($\Gamma_2 < 2$) для интервала электронных температур $kT_e^{(2)} > 85$ кэВ (рис. 7.5, правая диаграмма). Заметим, что другие параметры показывали более стабильное поведение, например, ширина σ_{line} компоненты *Gaussian* не обнаруживала значительных изменений, оставаясь в пределах 0.5−0.8 кэВ. Подробный анализ более чувствительных в этом диапазоне энергий детекторов, например выполненных рядом авторов [455, 451, 453] на базе данных, проведенных с борта XMM-*Newton*, показал, что линия железа в спектре 4U 1705–44 для всех его состояний, достаточно широкая, без особенностей структуры профиля. Поэтому мы фиксировали σ_{line} на величине 0.7 кэВ для всех аппроксимационных спектров. В то же время, электронные температуры $kT_e^{(1)}$ и $kT_e^{(2)}$ изменяются в достаточно широких диапазонах, от 3 до 20 кэВ и от 3 до 100 кэВ, соответственно (рис. 7.5).

7.1.4.4 Диаграммы жесткости 4U 1705–44

Как отмечалось выше, *atoll* источник 4U 1705–44 показывает некоторые свойства Z- источников, например, хорошо видные из диаграмм жесткости рентгеновских потоков (рис. 7.4), особенно в жестких диапазонах. Все диаграммы используют одни и те же наблюдения, но зарегистрированные в разных диапазонах энергий фотонов: 3 – 10 кэВ (*слева*), [10-50 кэВ] (*по центру*) и [50-200 кэВ] (*справа*). *Черные* стрелки указывают направление изменения состояний от *island* до *banana* branch, при этом *зеленой* стрелкой (*центральная* панель) отмечено обратное направление смены состояний, т.е. от *banana* до *island* branch (т.н. эффект "*гистерезиса*"). Треки снабжены указанием состояний по ван Страатену [459]. Видно, что диаграммы (отношения потоков [10 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ], как функция потоков в выше-

Таблица 7.4: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1705–44 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 200 кэВ† в модели *wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*.

ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(1)}$, кэВ	log(A$_1$)	N$^{\dagger\dagger}_{com1}$	N$^{\dagger\dagger}_{bb}$	$\alpha_2 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(2)}$, кэВ	N$^{\dagger\dagger}_{com2}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
20073-04-01-00	0.99(1)	7.72(8)	2.00††	0.91(6)	0.49(7)	1.04(3)	20(1)	0.59(4)	1.45(87)
20073-04-01-01	1.00(2)	2.48(9)	2.00††	1.92(3)	1.5(1)	1.01(2)	33(2)	0.58(3)	0.91(87)
20073-04-01-02	1.03(1)	2.5(1)	2.00††	1.51(2)	1.5(1)	1.00(6)	40(1)	0.42(4)	0.79(87)
20073-04-01-03	1.01(1)	2.44(9)	2.00††	1.86(1)	1.6(2)	0.99(1)	45(3)	7.4(1)	0.83(87)
20074-02-01-00	1.02(4)	2.38(7)	2.00††	1.93(5)	1.8(1)	0.97(3)	50(1)	0.01(1)	0.87(86)
20074-02-02-00	0.97(1)	16.9(2)	2.00††	0.08(2)	3(1)	0.98(2)	57(2)	0.09(2)	0.75(88)
20074-02-03-00	0.96(6)	2.52(4)	0.28(3)	11.9(2)	3.0(1)	1.00(1)	69(5)	8.4(7)	0.92(88)
20074-02-04-00	1.01(1)	2.51(4)	0.24(2)	11.9(4)	3.05(2)	1.01(1)	60(2)	7.9(1)	0.91(88)
20074-02-05-00	0.99(1)	2.54(3)	0.14(5)	8.6(3)	1.11(9)	0.99(2)	51(3)	0.39(1)	0.81(88)
20074-02-06-00	0.98(4)	2.53(5)	0.11(6)	9.1(2)	3.44(8)	0.98(4)	46(4)	0.13(3)	0.66(88)
20074-02-07-00	1.01(1)	2.59(6)	0.07(4)	6.9(5)	4.90(7)	1.01(2)	30(1)	0.1(1)	0.76(88)
20161-01-01-002	0.99(3)	3.12(6)	-2.3(8)	0.20(1)	0.39(6)	0.99(1)	50(2)	0.34(2)	1.50(89)
20161-01-01-01	1.03(4)	12.2(4)	-1.9(6)	8(1)	0.25(4)	1.02(4)	30(1)	0.13(1)	0.96(92)
20161-01-01-03	0.99(1)	7.4(2)	-1.8(5)	0.09(2)	0.26(5)	1.01(2)	22.8(3)	0.30(2)	1.27(89)
20161-01-02-00	1.03(3)	8.0(1)	2.00††	0.20(1)	0.301(5)	0.83(6)	90(2)	0.86(1)	1.17(86)
20161-01-02-01	1.00(1)	8.1(2)	-1.9(8)	0.10(3)	0.41(2)	0.98(5)	95(8)	0.59(3)	1.26(90)
20161-01-02-02	1.00(4)	8.2(2)	-1.8(6)	0.12(3)	0.41(2)	0.97(4)	39(2)	0.58(1)	1.26(90)
20161-01-02-03	0.97(2)	3.2(1)	-2.1(7)	0.08(1)	0.37(1)	1.00(1)	31(2)	0.63(2)	1.25(89)
20161-01-02-04	1.00(1)	3.7(2)	-1.8(5)	0.07(2)	0.38(3)	0.98(6)	37(2)	0.67(5)	0.84(89)
40034-01-01-00	0.99(2)	2.9(3)	-0.26(3)	7.12(7)	4.49(9)	1.01(2)	61(4)	0.10(2)	0.85(87)
40034-01-01-01	1.00(2)	2.50(6)	0.45(1)	7.10(8)	4.43(7)	0.98(1)	43(1)	0.10(1)	1.15(86)
40034-01-01-02	0.97(1)	3.10(1)	-0.17(1)	5.19(1)	4.49(9)	1.00(1)	67(2)	0.20(5)	1.23(85)
40034-01-01-03	1.00(5)	2.14(2)	-0.18(2)	5.40(2)	4.44(5)	1.00(2)	63(2)	0.10(1)	1.12(85)
40034-01-01-04	1.02(6)	2.43(1)	-0.28(1)	5.13(2)	4.47(4)	1.02(1)	68(4)	0.60(1)	1.18(86)
40034-01-02-00	1.01(1)	3.04(3)	-0.25(3)	4.54(2)	4.48(5)	0.99(2)	51(3)	0.65(3)	1.19(86)
40034-01-02-01	0.96(6)	2.69(1)	-0.27(1)	5.86(2)	4.46(6)	1.01(1)	63(2)	0.63(1)	1.02(86)
40034-01-02-02	1.00(1)	3.04(1)	-0.27(1)	5.27(3)	4.43(5)	0.98(2)	51(3)	0.67(1)	1.15(86)
40034-01-02-03	0.99(3)	2.72(2)	-0.26(3)	5.90(3)	4.45(3)	1.03(3)	64(5)	0.62(1)	0.95(86)
40034-01-02-04	1.02(2)	2.97(1)	-0.29(2)	5.41(3)	4.44(5)	0.99(1)	56(7)	0.61(3)	1.11(86)
40034-01-02-05	1.00(1)	2.18(4)	-0.28(1)	5.73(1)	4.45(2)	0.98(2)	41(3)	0.65(1)	1.23(86)
40034-01-02-06	1.00(3)	20.4(3)	0.4(2)	4.58(4)	3.16(5)	0.41(7)	96(7)	0.48(1)	1.05(86)
40034-01-02-07	1.00(1)	2.48(5)	0.23(6)	6.13(1)	3.04(6)	1.00(1)	61(3)	0.42(3)	1.00(86)
40034-01-02-08	1.01(2)	2.52(3)	0.17(5)	5.95(7)	3.05(5)	1.02(2)	43(1)	0.41(1)	1.06(86)
40034-01-02-09	1.01(2)	2.71(9)	-4.02(7)	5.54(8)	3.12(2)	1.01(1)	64(5)	0.12(6)	1.02(86)
40034-01-03-00	0.97(3)	2.38(3)	0.17(7)	2.24(7)	1.44(6)	0.99(1)	42(7)	0.31(3)	1.00(86)
40034-01-03-01	1.00(1)	2.41(7)	0.22(9)	2.03(6)	1.45(3)	1.00(1)	65(4)	0.34(1)	0.95(86)
40034-01-03-02	0.99(2)	2.34(5)	0.43(8)	1.88(5)	1.46(5)	0.97(4)	59(3)	0.32(1)	0.97(86)
40034-01-04-00	1.00(1)	22.6(3)	2.00††	0.08(2)	0.45(2)	1.01(1)	63(4)	0.3041)	1.14(86)
40034-01-04-01	0.96(4)	20.0(9)	2.00††	0.04(2)	0.04(2)	0.99(2)	58(1)	0.32(1)	1.21(86)
40034-01-04-02	1.00(1)	19.0(8)	2.00††	0.01(1)	0.01(1)	1.01(2)	45(2)	0.34(3)	1.22(86)
40034-01-04-03	1.01(2)	21(1)	2.00††	0.05(2)	0.02(1)	1.00(1)	38(4)	0.37(2)	1.24(86)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H фиксирован на 6.2×10^{22} см$^{-2}$ [438]; температура T_{BB} была фиксирована на 0.6 кэВ (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [246]).

Таблица 7.5: (Продолжение табл. 7.4).

ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(1)}$, кэВ	log(A$_1$)	N$^{\dagger\dagger}_{com1}$	N$^{\dagger\dagger}_{bb}$	$\alpha_2 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(2)}$, кэВ	N$^{\dagger\dagger}_{com2}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
40034-01-04-04	1.02(1)	18.0(9)	2.00††	0.02(1)	0.01(1)	0.98(3)	62(4)	0.38(5)	1.23(86)
40034-01-04-05	0.98(2)	8.0(5)	2.00††	0.03(1)	0.01(1)	1.00(2)	52(3)	0.62(2)	1.17(86)
40034-01-05-00	1.01(3)	3.0(1)	-0.23(2)	2.51(7)	2.40(1)	1.01(1)	48(1)	0.63(4)	1.14(86)
40034-01-05-01	1.00(2)	3.2(1)	-0.22(1)	2.28(6)	2.58(1)	0.99(2)	46(3)	0.61(5)	0.88(86)
40034-01-05-02	0.97(1)	3.0(4)	-0.26(1)	1.89(2)	2.30(1)	1.01(2)	51(7)	0.62(2)	0.76(86)
40034-01-05-03	1.02(2)	2.51(6)	-0.08(2)	1.43(3)	0.58(1)	1.00(1)	69(3)	0.85(3)	0.79(86)
40034-01-05-04	1.00(1)	2.60(5)	-0.12(3)	1.43(1)	0.57(1)	0.98(4)	68.0	0.83(1)	0.84(86)
40034-01-05-05	1.01(4)	20.7(5)	2.00††	2.00(8)	0.35(4)	0.97(6)	34(6)	0.45(3)	1.07(86)
40034-01-05-06	0.99(1)	2.67(6)	-0.17(3)	1.44(1)	0.58(1)	1.00(1)	60(4)	0.65(1)	0.89(86)
40034-01-05-07	1.02(2)	14.1(9)	2.00††	2.00(8)	0.78(4)	0.92(5)	92(3)	0.37(3)	1.13(86)
40034-01-06-00	1.00(1)	2.91(5)	2.00††	1.90(7)	0.58(1)	0.98(4)	79(4)	3.17(1)	1.08(86)
40034-01-06-01	0.99(1)	2.59(2)	2.00††	5.42(8)	0.54(5)	1.01(1)	81(2)	6.32(1)	1.08(86)
40034-01-06-09	1.00(3)	2.76(4)	2.00††	2.95(8)	0.56(3)	1.02(2)	78(5)	3.99(8)	1.18(86)
40034-01-07-00	1.03(1)	20.7(7)	2.00††	0.06(1)	0.18(1)	0.99(1)	76(3)	0.11(3)	1.06(86)
40034-01-07-01	1.00(1)	20.7(5)	2.00††	0.08(1)	0.16(1)	1.02(2)	75(7)	7(1)	1.07(86)
40034-01-07-02G	0.98(2)	9.22(9)	2.00††	0.04(2)	0.15(3)	1.01(2)	83(5)	0.11(8)	0.76(86)
40034-01-07-03	0.99(3)	31.7(5)	2.00††	0.04(1)	0.28(6)	0.98(1)	70(7)	0.26(9)	1.09(86)
40034-01-07-04	1.00(1)	23.7(8)	2.00††	0.12(7)	0.27(5)	0.97(5)	41(4)	0.33(8)	1.01(86)
40034-01-07-05	0.97(4)	29.7(9)	2.00††	0.16(6)	0.32(3)	0.99(4)	73(3)	0.44(9)	1.07(86)
40034-01-08-00	1.00(2)	29(1)	2.00††	0.07(6)	0.23(5)	1.00(1)	52(7)	0.20(9)	1.09(86)
40034-01-08-01	1.00(1)	23.1(1)	2.00††	0.23(5)	0.43(6)	0.99(5)	49(3)	0.63(9)	0.79(86)
40034-01-08-02	0.99(2)	23.2(9)	2.00††	0.24(6)	0.45(5)	0.98(6)	44(2)	0.65(7)	1.15(86)
40034-01-09-00	1.04(1)	8.0(3)	2.00††	0.11(1)	0.46(1)	0.96(3)	25(4)	1.01(2)	0.88(86)
40034-01-09-01	1.00(1)	3.0(3)	2.00††	0.21(4)	0.47(3)	1.01(2)	21(5)	0.89(1)	0.85(86)
40034-01-09-02	0.99(2)	5.0(2)	2.00††	0.52(2)	0.46(4)	1.00(1)	20(3)	0.76(1)	1.04(86)
40034-01-09-03	1.00(3)	8.0(4)	2.00††	0.10(1)	0.52(3)	0.99(1)	24(2)	0.99(3)	1.16(86)
40034-01-09-04	1.02(1)	7.0(3)	2.00††	0.20(3)	0.43(3)	1.00(2)	32(7)	0.84(7)	0.94(86)
40034-01-09-05	0.99(3)	3.0(4)	2.00††	0.10(1)	0.37(4)	1.01(1)	29(3)	1.27(2)	1.18(86)
40034-01-09-07	1.00(1)	4.0(2)	2.00††	0.45(1)	0.46(3)	1.02(2)	26(4)	0.96(1)	1.18(86)
40034-01-09-08	0.96(4)	8.0(3)	2.00††	0.54(2)	0.45(3)	1.01(1)	28(2)	1.02(1)	1.06(86)
40051-03-01-00	1.00(1)	2.7(1)	0.11(1)	1.82(1)	1.92(1)	1.00(1)	43(4)	0.19(2)	0.99(86)
40051-03-02-00	1.01(2)	2.7(2)	2.00††	1.56(2)	1.54(1)	1.01(1)	35(2)	0.18(2)	1.12(86)
40051-03-03-00	0.99(1)	4.11(9)	0.41(8)	0.65(8)	0.67(2)	0.68(3)	95(3)	0.46(9)	1.17(86)
40051-03-04-00	0.97(2)	6.2(1)	1.27(9)	0.40(6)	0.38(2)	0.98(2)	37(1)	0.46(6)	1.03(86)
40051-03-05-00	1.00(1)	29.9(4)	2.00††	0.30(4)	0.34(2)	1.00(1)	28(3)	0.19(5)	1.04(86)
40051-03-06-00	1.02(4)	27.6(2)	2.00††	0.27(1)	0.29(1)	1.01(1)	34(5)	0.15(4)	0.95(86)
40051-03-07-00	1.00(1)	30(2)	2.00††	0.36(3)	0.33(1)	1.00(2)	48(3)	0.24(3)	0.93(86)
40051-03-08-00	0.99(3)	21(3)	2.00††	0.36(2)	0.37(2)	0.98(2)	87(2)	0.31(3)	1.06(86)
40051-03-09-00	1.01(2)	26(2)	2.00††	0.53(3)	0.41(5)	1.00(1)	52(1)	0.35(5)	1.11(86)
40051-03-10-00	1.00(1)	8.0(3)	2.00††	0.60(5)	0.50(2)	1.00(4)	35(3)	0.46(4)	0.89(86)
40051-03-11-00	1.02(3)	6.70(4)	2.00††	0.71(4)	0.53(3)	1.02(2)	26(1)	0.78(6)	0.97(86)
40051-03-12-00	0.99(1)	8.1(2)	2.00††	0.58(6)	0.58(2)	1.01(1)	48(2)	1.07(4)	1.02(86)
40051-03-13-00	0.97(3)	5.0(3)	-0.67(3)	0.78(4)	0.83(2)	0.98(4)	26(1)	1.13(3)	1.07(86)
40051-03-14-00	1.00(1)	3.10(7)	0.90(8)	1.13(2)	2.03(4)	1.00(1)	2.32(7)	1.20(7)	1.11(86)
40051-03-15-00	1.01(2)	3.60(9)	0.43(6)	1.17(3)	1.63(2)	0.99(2)	3.49(8)	0.93(6)	1.06(86)

Обозначения те же, что и в таблице 7.4.

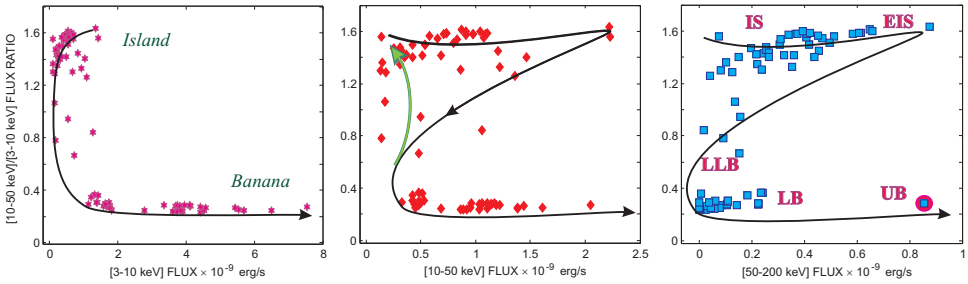

Рис. 7.4: *Слева – направо:* отношение потоков в интервалах [10 – 50 кэВ/3 – 10 кэВ], как функция потока в диапазонах [3 – 10 кэВ], [10 – 50 кэВ] и [50-200 кэВ] в единицах 10^{-9} эрг $с^{-1}см^{-2}$. *Черные* стрелки указывают направление изменения состояний от *island* до *banana* branch, при этом *зеленой* стрелкой (*центральная* панель) отмечено обратное направление смены состояний, т.е. от *banana* до *island* branch. Треки снабжены указанием состояний по ван Страатену [459]. Для точки, отмеченной малиновым ореолом, спектр показан на рис. 7.6, соответствующий состоянию "*Upper Banana* (UB)".

указанных диапазонах) хотя образуют по форме "C"-образный трек (в мягком диапазоне, диаграмма слева), в двух более жестких диапазонах показывают Z-образную форму. Она обязана уникально затяжному состоянию *Extreme Island State (EIS)*, хорошо заметному на правой панели, и которое очень редко наблюдается в *atoll* источниках.

7.1.4.5 Общие рентгеновские свойства при смене состояний 4U 1705–44

Мы нашли, что объект 4U 1705–44 находился в четырех разных состояниях (в объеме наших данных), каждое из которых представлено на рис. 7.6 в единицах EF_E. Такое представление спектров хорошо показывает относительный вклад разных компонент в результирующий спектр. Наблюдательные *RXTE* данные (отмеченные черными крестами) для 4U 1705–44 соответствуют наблюдениям 40034-01-09-00 (состояние *island*, IS), 40034-01-01-00 (*lower left banana*, LLB), 40034-01-02-09 (*lower banana*, LB), и 40034-01-02-06 (*upper banana*, UB). При этом компоненты спектральной модели показаны пунктирными *красной*, *зеленой*, *синей* и *малиновой* линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, *Blackbody* и *Gaussian*, соответственно. Для демонстрации эволюции компоненты $CompTB2$ при смене спектральных состояний (*IS*, *LLB*, *LB* и *UB*), ее вклад выделен желтыми заштрихованными областями (см. также рис. 7.2 и 7.5). Хорошо видно, что спектральные изменения на энергиях выше 30 кэВ вносят основной вклад в переменность спектра для обеих Комптонизационных модельных компонент (*CompTB1* и *CompTB2*). На рис. 8 в работе [246] мы также иллюстрируем эти спектральные изменения, используя зависимость электронной температуры kT_e от светимости в жестком диапазоне (10 – 50 кэВ) на протяжении всего *atoll*-цикла 4U 1705–44.

На представленном ряде спектров (рис. 7.6) хорошо заметно умягчение компоненты $CompTB2$ на панелях *LLB, LB* по сравнению с панелями *IS, UB*). При этом повышение жесткости в состоянии *UB* ("жесткий хвост" на энергиях 50−150 кэВ, рис. 7.6) сопровождается значительным снижением фотонного индекса $\Gamma_2 < 2$, в отличие от состояний IS и LLB, когда фотонный индекс достаточно стабилен на уровне $\Gamma_2 \sim 2$. В наших данных мы нашли пять наблюдений (20161-01-02-00, 20161-01-02-01, 40034-01-02-06, 40034-01-05-07, 40051-03-03-00), в которых *"жесткий хвост"* тянется до 200 кэВ, возможно и выше (подоб-

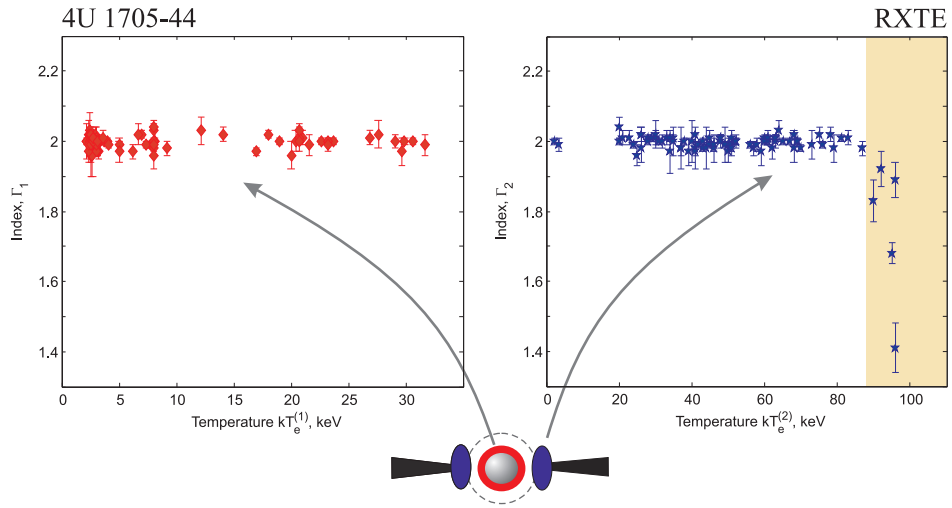

Рис. 7.5: Зависимость фотонных индексов Γ_1 и Γ_2 от электронных температур компонентов $CompTB1$ and $CompTB2$ (см. табл. 7.4). *Красные* и *синие* точки соответствуют компонентам $CompTB1$ и $CompTB2$, связанным с тепловым рассеянием мягких фотонов на электронах плазмы переходного слоя НЗ и Комптоновского облака, соответственно. Диапазон электронных температур $kT_e^{(2)}$, где $\Gamma_2 < 2$, отмечен *светло коричневым* цветом.

но представленному на правой панели рис. 6.20. Во всех этих случаях жесткая компонента отличается пониженными значениями индекса $\Gamma_2 < 2$. На рис. 7.5 мы комбинировали эти точки с $\Gamma_2 < 2$ for $kT_e > 80$ кэВ с точками почти постоянного плато с $\Gamma_2 \sim 2$ для $kT_e < 80$ кэВ.

Для поиска возможных причин такого усиления жесткости спектра 4U 1705–44 на пике вспышки (в состоянии UB), мы построили зависимость фотонных индексов Γ_1 и Γ_2 от температур "затравочных" фотонов T_{s1} и T_{s1} (рис. 7.7). *Красные* и *синие* точки соответствуют компонентам $CompTB1$ и $CompTB2$, связанным с тепловым рассеянием мягких фотонов на электронах плазмы переходного слоя НЗ и Комптоновского облака, соответственно. Из графика хорошо видно, что Γ_2 становится меньше 2, когда kT_{s2} монотонно снижается от 1.3 кэВ до 1.1 кэВ. Поэтому можно заключить, что такое снижение индекса возможно связано с расширением переходного слоя.

С другой стороны, на рис. 7.5 показано, что *фаза снижения фотонных индексов* Γ_1 и Γ_2 с ростом kT_e компонент $CompTB1$ (красные точки) и $CompTB2$ (синие точки) строго связана с высокими электронными температурами ($kT_e^{(2)} > 85$ кэВ). При этом индексы остаются постоянными, когда электронная температура $kT_e^{(2)}$ варьируется в интервале 3–85 кэВ.

Отметим, что процесс моделирования дает хорошее согласие при аппроксимации наблюдательных спектров 4U 1705–44 (*Beppo*SAX и *RXTE*) в рамках принятой модели по критерию хи-квадрат. Величина $\chi^2_{red} = \chi^2/N_{dof}$, где N_{dof} – число степеней свободы, оказывается меньше или около 1.0 для большинства наблюдений. Для небольшой части (менее 2%) анализируемых спектров с высокими статистическими показателями χ^2_{red} достигает примерно 1.4 по уровню значимости 90%.

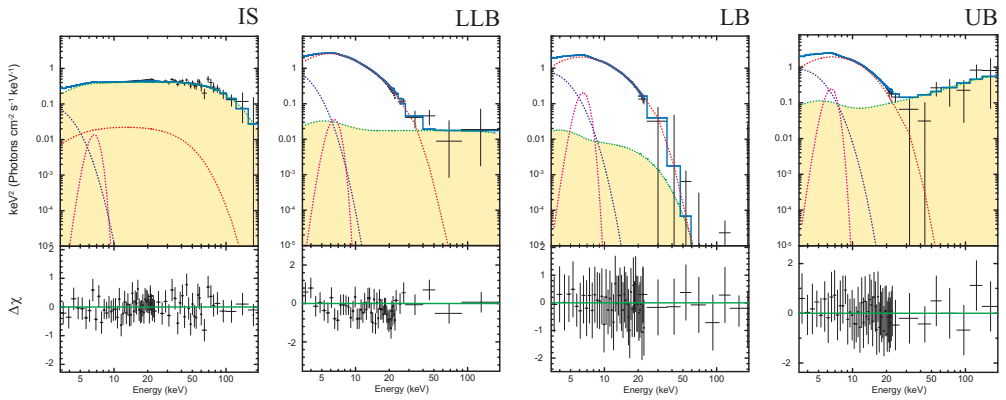

Рис. 7.6: Четыре характерных диаграммы в единицах EF_E для разных состояний *atoll*-трека для 4U 1705–44, для которых использованы данные *RXTE* наблюдений 40034-01-09-00 (состояние *island*, IS), 40034-01-01-00 (*lower left banana*, LLB), 40034-01-02-09 (*lower banana*, LB), и 40034-01-02-06 (*upper banana*, UB). Наблюдательные данные отмечены черными крестами, компоненты спектральной модели показаны пунктирными *красной*, *зеленой*, *синей* и *малиновой* линиями для $CompTB1$, $CompTB2$, *Blackbody* и *Gaussian*, соответственно. Желтые заштрихованные области демонстрируют эволюцию компоненты $CompTB2$ при смене спектральных состояний (см. также рис. 7.2 и 7.5).

7.1.4.6 Кривые блеска и спектральные характеристики

Лучше всего эволюция спектральных свойств на разных временных масштабах (от секунд до нескольких лет) видна при сопоставлении с рентгеновской кривой блеска. Поэтому далее мы представляем эволюцию спектральных свойств 4U 1705–44, как функцию распределения по времени (рис. 7.8). Здесь, *сверху – вниз,* мы привели рентгеновскую кривую блеска по данным *RXTE*/PCA в интервале [2 – 9 кэВ] с усреднением в течение 16 с, эволюцию *коэффициента жесткости потоков* HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ], модельных потоков в диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 50 кэВ (*черные* и *зеленые*, соответственно), электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*синие*) и $kT_e^{(2)}$ (*красные* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*красные* и *синие* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*красные* и *синие* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в 1996−2000 гг. (сеты $R1 - R3$), соответственно в интервале от MJD 50380 до MJD 51650.

Фазы кривой блеска, относящиеся к состоянию *пониженным значениям спектрального индекса* α_2, отмечены синими вертикальными полосками. Для этих фаз температуры $kT_e^{(2)}$ становятся чрезмерно высокими, хотя *отношение потоков* [10−50 кэВ]/[3−10 кэВ] остается произвольным. Также обнаружено, что *отношение потоков* очень чувствительно к выбору энергетического диапазона (рис. 7.4).

Из рис. 7.8 легко видеть, что все переходы $hard \rightarrow soft$ для 4U 1705–44 (третья панель сверху) связаны с нарастанием мягкого потока (3−10 кэВ) и снижением коэффициента HC. Кроме того, этот рисунок демонстрирует ясно демонстрирует, что электронная температура $kT_e^{(2)}$ (*синие* точки) падает от 95 кэВ до 5 кэВ во время переходов из *жесткого* в *мягкое* состояния. $kT_e^{(2)}$ достигает своего максимума в состоянии *upper banana* branch (напр., MJD 51301). На рис. 7.6 мы представляем соответствующий рентгеновский спектр

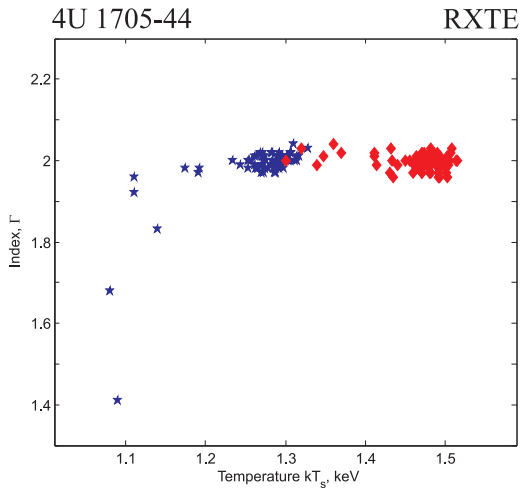

Рис. 7.7: Зависимость фотонных индексов Γ_1 и Γ_2 от температур "затравочных" фотонов T_{s1} и T_{s1} компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно (см. более подробно в табл. 7.4). *Красные* и *синие* соответствуют компонентам $CompTB1$ и $CompTB2$, связанным с тепловым рассеянием мягких фотонов на электронах плазмы переходного слоя НЗ и Комптоновского облака, соответственно.

для этого состояния. Заметим, что $kT_e^{(1)}$ (*красные* точки) варьируется от 3 кэВ до 20 кэВ, указывая на то, что внутренние части переходного слоя, прилегающего к поверхности НЗ, являются более холодными, чем внешние части переходного слоя, характеризуемые температурой $kT_e^{(2)}$.

Параметры нормировки N_{Com1} (*красные* точки) и N_{Com2} (*синие* точки) лишь слабо коррелируют с коэффициентом НС и скоростью счета в интервале 2 – 9 кэВ. По существу, рентгеновское излучение 4U 1705–44 во всех спектральных состояниях всегда доминировано излучением НЗ (рис. 7.8). N_{Com2} (или $\dot{M}$) показывает небольшую переменность (табл. 7.4) вне вспышек, но несколько усиливается и заметно коррелирует с ростом $T_e^{(2)}$ во время вспышек (см. вторую и четвертую панели снизу на рис. 7.8).

Относительный вклад Комптонизированной компоненты, обусловленный "затравочными" фотонами диска ($\propto N_{Com2}$), всегда оказывается намного меньше вклада "затравочных" фотонов НЗ ($\propto N_{Com1}$), что следует из очевидного соотношения $N_{Com2} \sim 0.1 N_{Com1}$. Интересно, что ситуация с поведением фотонных индексов (см. нижнюю панель на рис. 7.8) складывается подобно найденной в Z-источнике Sco X–1. А именно, α_1 и α_2 ($\Gamma_{1,2} = \alpha_{1,2}+1$) лишь незначительно варьируются около уровня 1, за исключением пяти точек в момент пика вспышки, когда α_2 сильно снижается от этого уровня. При этом, температуры "затравочных" фотонов kT_{s1} и kT_{s2} возрастают от 1.3 до 1.5 кэВ (для $CompTB1$) и от 1.1 до 1.3 кэВ (для $CompTB2$), соответственно, при переходах *banana* $\rightarrow$ *island*

Также для демонстрации согласованности полученных результатов целесообразно оценить размер области чернотельного излучения и показать, что его размеры согласуются с типичными размерами НЗ/аккреционных дисков вокруг НЗ. Воспользуемся результатами, полученными для компоненты *Blackbody*. В частности, поскольку чернотельная температура T_{BB} составляет примерно 0.6 кэВ для состояний *banana* и *island*, то радиус области чернотельного излучения R_{BB} оценивается по формуле $L_{BB} = 4\pi R_{BB}^2 \sigma T_{BB}^4$, где L_{BB} –

Таблица 7.6: Параметры 4U 1700–37.

Параметры	Значения	Ссылки
Орбитальный период, P_{orb}	3.412 дней	[464, 473]
Орбитальный эксцентриситет, e	≤ 0.01	[462]
Наклонение орбиты, i	66°	[462]
Масса звезды-донора (O6f), M_V	27.4, $\sim 30\ M_\odot$	[462, 461]
Масса компактного объекта, M_X	2.1 - 2.3, $\sim 2.6\ M_\odot$	[462, 461]
Расстояние до источника, D	1.9 кпс	[469]

чернотельная светимость и σ – постоянная Стефана-Больцмана. Тогда, для расстояния $D = 7.4$ кпс [456], эффективный радиус зоны чернотельного излучения R_{BB} изменяется от 5.5 км (в состоянии *island*) до 120 км (в состоянии *banana*). Эти величины согласуются с размерами зоны излучения, сопоставимыми с радиусом аккреционного диска. Таким образом, оценки радиусов R_{seed} и R_{BB} имеют приемлемые значения, которые соответствуют принятой модели (разд. 7.1.4.1).

7.2 Спектральные признаки аккрецирующих ЧД и НЗ в приложении к вопросу о природе компактного объекта в 4U 1700-37

7.2.1 Введение

В предыдущих разделах были установлены спектральные признаки ЧД и НЗ, протестированные преимущественно на ЧД и НЗ, входящих в состав маломассивных РДС. Однако очень важно проверить то, насколько они применимы для случая массивных двойных систем. И в этом разделе представлены результаты такой проверки найденного способа диагностики природы компактного объекта к массивной РДС 4U 1700–37. Специфика такой систем состоит в том, что природа ее компактного объекта до сих пор не установлена (ЧД или НЗ?) несмотря на интенсивные исследования в разных диапазонах волн уже более 40 лет.

Обычно такие массивные РДС с O – B звездами содержат ЧД (напр., Cyg X–1 и ряд массивных РДС в Магеллановых Облаках и Млечном Пути [465]]. Однако 4U 1700–37, будучи очень хорошо изученной двойной системой, указывает на массу компактного объекта, соответствующую либо нейтронной звезде большой массы, либо черной дыре малой массы (см. табл. 7.6 с параметрами двойной системы). В то же время, источник 4U 1700–37 не показывает признаков каких-либо пульсаций излучения, свойственных НЗ. Детектирование жесткого хвоста со спутника ИНТЕГРАЛ [466] во время ярких вспышек также может свидетельствовать в пользу наличия ЧД в этом источнике. Наконец, Рейнольдс и его коллеги [467] обнаружили признаки циклотронной линии поглощения в рентгеновском спектре источника по данным *Beppo*SAX на энергиях ~37 кэВ, которая также была подтверждена в последующих наблюдениях со спутника *Suzaku* [468].

Однако окончательная классификация компактного объекта в 4U 1700–37, как черной дыры, противоречит некоторым оценкам массы, надежность которых достаточно высока в силу хорошей изученности этой системы. Действительно, с момента ее открытия со

Таблица 7.7: Список наблюдений 4U 1700-37 по данным *Beppo*SAX и *Suzaku*

Спутник	ID наблюдения	Время начала наблюдения (UT)	Время завершения наблюдения (UT)	Интервал наблюдения (MJD)
*Beppo*SAX	20339001[467]	1997 1 апр. 11:20:47	1997 1 апр. 21:51:19	50,539.4 – 50,539.9
Suzaku	401058010[468]	2006 13 сент. 10:44:38	2006 14 сент. 22:03:14	53,991.4 – 53,993.1

спутника *Uhuru* [460] в 1973 г., массы и радиусы звезд-компаньонов измерены достаточно хорошо [461, 462, 463]. Система 4U 1700-37 показывает регулярные затмения каждые 3.41 дня, происхождение которые надежно отождествлено с орбитальным вращением. Поэтому к ней применимы все классические методы и результаты оценки масс не вызывают сомнения. Тем не менее, даже это не позволяет прийти к окончательному заключению о природе компактного объекта из-за большого разброса оценок его массы, от 1.41 до 2.44 $M_{\odot}$. Поэтому мы решили применить новую методику для идентификации природы компактного объекта, разработанную в предыдущих главах, используя данные рентгеновских наблюдений 4U 1700–37 со спутников *Beppo*SAX, *Suzaku* и RXTE для диагностики природы компактного объекта, по существу, альтернативным методом.

7.2.2 Наблюдения и обработка данных

7.2.2.1 *Beppo*SAX

Объект 4U 1700–37 наблюдался обсерваторией *Beppo* SAX в апреле 1997 г. (табл. 7.7) в интервале внезатменных фаз, $\varphi = 0.45 \div 0.59$ (табл. 7.6). На основе данных трех детекторов с малым полем зрения обсерватории *Beppo* SAX: *Low Energy Concentrator Spectrometer* (LECS; [84]) для энергетического диапазона 0.3 – 4 кэВ, *Medium Energy Concentrator Spectrometer* (MECS; [120]) для энергетического диапазона 1.8 – 10 кэВ и *Phoswich Detection System* (PDS; [121]) для энергетического диапазона 15 – 150 кэВ были получены ширикополосные энергетические спектры 4U 1700–37 по совместным данным. Обработка первичных данных выполнена в рамках пакета программ `SAXDAS` аналогично описанно в разд. 4.2 главы 4. Спектральный анализ комбинированных данных проводился, аналогично описанному в разд. 2.2, с учетом соответствующего энергетического интервала с наилучшим определением респонс-матрицы для каждого инструмента. Относительные нормировки всех четырех детекторов рассчитывались как свободные параметры, за исключением нормировки детектора MECS, которая была фиксирована на 1. Полученный таким образом коэффициент взаимной калибровки лежит в допустимых стандартных пределах для каждого инструмента. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале.

7.2.2.2 *Suzaku*

Объект 4U 1700–37 также наблюдался обсерваторией *Suzaku* 13 – 14 сентября 2006 г. (табл. 7.7) в интервале внезатменных фаз, $\varphi = 0.29 - 0.72$ (табл. 7.6). На основе данных двух детекторов HXD и XIS с эффективными временами экспозиций ~ 82.1 кс (для HXD) и ~ 81.5 кс (для XIS). Обработка данных для каждого действующего детектора XIS (XIS0, 1 и 3) проводилась с помощью стандартного пакета программ `HEASOFT` (версия

Таблица 7.8: Список *RXTE* наблюдений 4U 1700–37

№	Даты, MJD	Время экспоз., с	ID набл.	Даты, UT
R1	50,334-50,339	29 685	10148[1]	8 – 13 сент. 1996
R2	51,285-51,408	2 687 688	30094[1]	17 апр. – 17 авг. 1999
R3	51,129-51,193	53 238	30095[1]	12 нояб. 1998 – 15 янв. 1999
R4	51,776-51,779	1 945 005	40068[1]	20 – 23 авг. 2000
R5	52,890.09-52,890.2	9 535	80105[1]	02:19:28 – 03:51:56, 8 сент., 2003

(1) [478].

6.13) и калибровочных данных (CALDB) следуя *Suzaku* Data Reduction Guide[1]. При этом спектры источника 4U 1700-37 построены для участка неба с радиусом 30 центрированного на источник, и генерированы соответствующие спектры фона для кольцевого участка неба вокруг источника с радиусами 30"и 180". Также получены кривые блеска с помощью программы `XSELECT` и респонс-матрицы для каждого детектора с помощью скрипта `XISRESP`. При обработке этих данных систематическая ошибка была принята равной 1% в каждом энергетическом канале.

7.2.2.3 *RXTE*

Для получения широкополосного спектра 4U 1700–37 были использованы совместные данные спектрометров PCA и HEXTE, полученные в период с сентября 1996 г. по сентябрь 2003 г. В целом, исследованы 62 наблюдения для разных состояний источника. При этом данные спектрометра PCA, полученные в моде *Standard* 2 в диапазоне энергий 3 – 23 кэВ, а также данные спектрометра HEXTE в интервале 19 – 200 кэВ. Обработка данных спектрометров PCA и HEXTE проводилась с помощью стандартного пакета программ LHEASOFT/ FTOOLS 5.3 XTE аналогично описанной ранее схеме в разд. 1.2 главы 1.

Также были использованы общедоступные данные 4U 1700–37 обзорного монитора всего неба ASM обсерватории RXTE [39], согласно которым объект 4U 1700–37 показывает переходы между высокими и низкими состояниями на разных временных масштабах: длительных (порядка десяти дней) и коротких (порядка нескольких часов, см. рис. 1 в работе [485]). Мощные спорадические вспышки [466] указывают на то, что система может подвергаться коротким периодам дисковой аккреции [470, 471], особенно в моменты резкого роста светимости в мягком рентгеновском диапазоне ($\propto \dot{M}$). На этом типе переменности, главным образом, сфокусировано исследование данных 4U 1700–37 за семь лет наблюдений *RXTE*, разбитых на пять интервалов (табл. 7.8). Моделирование спектров источника по данным *RXTE* проводилось в рамках пакета программ `XSPEC` с учетом систематической ошибки 0.5%.

7.2.3 Результаты

Как уже упоминалось выше, 4U 1700–37 показывает сложную переменность на масштабах $\sim$ дней, обусловленную главным образом орбитальной модуляцией [462]. Однако мягкие фотоны источника также подвержены поглощению в звездном ветре системы во время орбитального движения [472, 473, 474]. Орбитальная переменность рентгеновского поглощения может дополнительно модифицироваться газовыми потоками [473], взаимодействием

[1] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/suzaku/analysis/

ветровых компонентов [475] и скачком уплотнения в кильватерной струе орбитирующего компактного объекта [477]. Кроме того, звездные ветра звезд-супергигантов обычно неоднородны [479], что обуславливает локальную переменность рентгеновского излучения из-за клочковатости ветра. Однако все вышеперечисленные факторы не связаны с глобальными изменениями $\dot{M}$ (см. ниже).

Здесь мы сфокусировали наши усилия на исследовании спектральных свойств 4U 1700–37, связанных с изменением скорости аккреции $\dot{M}$. При этом мы отобрали наблюдения 4U 1700–37 для внезатменных интервалов орбитального периода, исключив 27 наблюдений в фазах $0.93 < \varphi < 1.07$ [259]. В итоге, изучены 90 наблюдений, проведенных для интервалов фаз $0.07 \leq \varphi \leq 0.93$. Для вычисления орбитальных фаз были использованы эфемериды, полученные Рубиным и др. [462]: орбитальный период $P_{orb} = 3.411581(27)$ дней и момент середины затмения T0 = JD 2 448 900.873(2).

7.2.4 Цветовые диаграммы и диаграммы жесткости 4U 1700–37

Прежде, чем перейти к детальному спектральному анализу, рассмотрим цветовые диаграммы 4U 1700–37 (*левая* панель, рис. 7.9) и диаграммы жесткости (*правая* панель, рис. 7.9) для качественной характеристики изменения спектра источника. С одной стороны, цветовые диаграммы лишены всякого моделирования и основаны только на сравнении наблюдательных отсчетов детектора в разных каналах. С другой стороны, они легко диагностируют переходы между состояниями объекта. Для 4U 1700–37 мы использовали те же жесткие цвета (HC) и мягкие цвета (SC)], что и для объекта 4U 1705–44: [20 – 40 кэВ/9 – 20 кэВ] для HC и [4 – 9 кэВ /2 – 4 кэВ] для SC (*левая* панель на рис. 7.9). Для диаграмма жесткости были выбраны координаты аналогичные случаю с 4U 1705–44 координаты: скорость счета [2 – 40 кэВ], в качестве абсциссы, и, опять же, HC [20 – 40 кэВ /9 – 20 кэВ], в качестве ординаты (правая панель на рис. 7.9). Можно видеть, что данные распределены по плоскости диаграммы и группируются в условные треки между жесткими состояниями (low/hard) и мягкими состояниями (high/soft). Сеты наблюдений 4U 1700–37 по данным RXTE указаны разными цветами: *синий* (ID 10148-01-02-00), *красный* (ID 10148-01-01-000), *голубой* (ID 10148-01-03-000), *зеленый* (ID 30094-01-01-00), *малиновый* (ID 30094-01-02-00), *желтый* (ID 30094-01-03-00) и *черный* (IDs 30094-01-04-00, 30094-01-05-00).

Легко видно, что 4U 1700–37 демонстрирует типичное вспышечное поведение в терминах наблюдательных диаграмм при переходах из жесткого в мягкое состояния , подобно *atoll* источникам. Однако эти диаграммы относятся к эмпирическому описанию и нуждаются в физической интерпретации на основе детального анализа спектральной эволюции источника, к которому мы переходим в следующем разделе.

7.2.5 Спектральный анализ

7.2.5.1 Выбор спектральной модели

Из-за спорной природы компактного объекта в 4U 1705–44 (ЧД или НЗ?) мы тестировали спектр источника с помощью разных моделей, в том числе, типичных для описания ЧД [**?**] и свойственные при аппроксимации НЗ [481, 482], в применении к данным *Suzaku*, *Беппо*SAX и *RXTE* (см. примеры спектров источника на рис. 7.10 – 7.11). В процессе поиска подходящей модели, сначала мы применили к спектрам 4U 1705–44 модель поглощенного чернотельного излучения в комбинации с Комптонизационной компонентой (*CompTB*) и линией излучения (*Gaussian*), которая обычно хорошо аппроксимирует спектры ЧД

во всех спектральных состояниях [182]. Однако в случае 4U 1705–44 эта модель плохо воспроизводит данные, как это ясно видно, например, из рис. 7.11. Здесь представлен спектр 4U 1700–37, полученный 13 сентября 1996 г. по данным *RXTE* (ObsId=10148-01-02-00). На левой панели показана аппроксимация спектра в модели одинарной $CompTB$ $[phabs * (bbody + CompTB + gauss)]$ с указанием невязок ($\chi^2_{red} = 12.3$ для 86 ст.св.). Значительные положительные невязки на энергиях выше 60 кэВ указывают на наличие дополнительной эмиссионной компоненты. Для компенсации этих невязок, мы добавили вторую компоненту $CompTB$ с температурой "затравочных" фотонов kT_{s2} к основной модели (т.е. $wabs * (Bbody + CompTB1 + CompTB2 + Gauss)$ и получили значительное улучшение качества аппроксимации.

На рис. 7.11 (*правая* панель) представлен спектр 4U 1705–44 по данным *RXTE* (ObsId = 10148-01-02-00) и его аппроксимация в модели $phabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + gauss)$ ($\chi^2_{red} = 1.12$ для 81 ст.св.). Наблюдательные данные указаны *черными* крестами, модельные компоненты представлены *синей, красной, зеленой* и *малиновой* линиями для компонент *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно.

Мы также применили разные модели к имеющимся данным *Beppo*SAX и *Suzaku* с использованием лучшего спектрального покрытия по энергиям (0.3−200 кэВ, табл. 7.9]). На рис. 7.10 показаны спектры 4U 1700-37 по данным *Suzaku* (*левая* панель) и *Beppo*SAX при аппроксимации в модели $phabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + gaussian)$. Параметры наилучшей аппроксимации для *Beppo*SAX (*левая* панель) следующие: Γ_1=2.00±0.03, $kT_e^{(1)}$=15.3±0.4 кэВ, Γ_2=1.41±0.02, $kT_e^{(2)}$=96±8 кэВ, kT_{BB}=0.56±0.07 кэВ и E_{line}=6.48±0.07 кэВ (χ^2_{red}=0.96 для 335 ст.св.). Следует заметить, что Рейнольдс и др. [467] фитировали те же данные, но в модели степенного закона, модифицированного поглощением в комбинации с завалом на высоких энергиях, тепловым тормозным излучением на низких энергиях, с учетом линии излучения железа и циклотронной линии поглощения. Хотя эта модель часто используется для фитирования спектров аккрецирующих пульсаров, она дает почти такой же фотонный индекс, 2.07±0.02, как и наша модель для первой Комптонизированной компоненты, $CompTB1$. С использованием второй Комптонизированной компоненты нашей модели, $CompTB2$, мы нашли, что жесткий хвост в спектре 4U 1700–37 очень напоминает найденный в *atoll*-источнике in 4U 1705–44 [246].

Аналогичная ситуация с данными *Suzaku*. Эти данные фитировались в работе [468] в несколько отличной от нашей модели, а именно в модели *NPEX*, комбинированной со степенным законом с завалом на высоких энергиях, тремя линиями излучения Гауссового профиля и циклотронной линией поглощения. В итоге, они обнаружили циклотронную линию на ~ 39 кэВ. Учитывая, что Рейнольдс и др. [467] также обнаружили циклотронную линию в спектре этого источника по данным *Beppo*SAX на энергиях ∼37 кэВ, мы протестировали возможное наличие такой особенности на $\sim 36 - 39$ кэВ, включив ее в нашу модель и используя те же спектральные данные *Beppo*SAX и *Suzaku*, что и упомянутые авторы. Хотя такая модель $[phabs * cyclabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + gauss)]$ статистически приемлема, качество ее аппроксимации несколько хуже (для данных *Beppo*SAX (ID = 20339001), $\chi^2_{red} = 1.17$(335 ст.св.); для данных *Suzaku* (ID = 401058010), $\chi^2_{red} = 1.21$(416 ст.св.), чем без учета этой циклотронной особенности (табл. 7.9). Поскольку невозможно выделить какую-либо структуру около ∼40 кэВ в невязках по нашим аппроксимациям спектров (рис. 7.10, поэтому мы не можем подтвердить наличие этой линии по данным *Beppo*SAX и *Suzaku* в рамках нашей спектральной модели.

7.2.5.2 Аппроксимация спектров 4U 1700–37 в модели двух Комптонизационных компонент

Далее, эта найденная аддитивная модель была применена ко всем имеющимся данным 4U 1700–37, полученным в наблюдениях *RXTE* (табл. 7.10 – 7.11), *Beppo*SAX и *Suzaku* (табл. 7.9). По существу, эта модель дает физическую картину, в отличие от предыдущих моделей, применяемых к спектрам 4U 1700–37 [467, 483, 468]. Фактически, сама структура модели уже указывает на присутствие НЗ в этом источнике, поскольку модель с двумя Комптонизационными компонентами обычно применяется при описании спектров нейтронных звезд. Действительно, такая модель содержит два источника Комптонизации, обусловленных наличием переходного слоя, обеспечивающего рассеяние как "затравочных" фотонов (с температурой T_{s1}), идущих от поверхности нейтронной звезды на горячих электронах переходного слоя, так и "затравочных" фотонов (с температурой T_{s2}), идущих от аккреционного диска. В отличие от этого, в черных дырах "затравочные" фотоны идут только от аккреционного диска.

Эта модель описывает сценарий, подобный сценарию, предложенному в разд. 6.1.2.2 главы 6, поэтому здесь мы не будем подробно останавливаться на нем. В контексте такой модели $wabs*(Bbody+CompTB1+CompTB2+Gauss)$, моделирование и аппроксимация спектров характеризуется следующими свободными параметрами: количеством атомов нейтрального водорода N_H на луче зрения; спектральными индексами α_1, α_2; цветовыми температурами T_{s1}, T_{s2} *"затравочных"* фотонов диска; параметрами $log(A_1)$ и $\log(A_2)$, связанными со степенью облучения переходного слоя мягкими фотонами диска и НЗ, соответственно, f_1, f_2, с учетом того, что $f = A/(1+A)$ представляет собой относительный вклад Комптонизационной компоненты; электронные температуры $T_e^{(1)}$ и $T_e^{(2)}$; нормировки N_{Com1} и N_{Com2} чернотельных компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно. Для полноты картины в аппроксимационной модели, как и ранее, была добавлена чернотельная компонента ($Bbody$) с температурой T_{BB} и нормировкой N_{BB}, а также компонента ($Gaussian$) эмиссионной линии железа для описания формы спектра в интервале 6 – 8 кэВ с параметрами: E_{line} – энергией центроида линии излучения, σ_{line} – шириной линии и ее нормировкой N_{line}. В результате, мы добились хорошего согласия со всеми наблюдениями объекта (нижняя часть табл. 7.9 – 7.11).

Наиболее важным выводом этого моделирования является то, как ведет себя фотонный индекс в зависимости от других параметров модели, что в итоге и определяет природу компактного объекта в 4U 1700–37. По данным *Suzaku* и *Beppo*SAX (табл. 7.4) обнаружено, что спектральные индексы α_1 и α_2 составляют 1.00±0.02 и 0.34±0.08, соответственно (или $\Gamma_1 = \alpha+1$ и $\Gamma_2 = \alpha_2+1$ равны 2.02±0.02 and 1.34±0.08, соответственно). Также установлено, что kT_{s1} и kT_{s2} изменяются в интервалах 1.3−1.4 кэВ и 0.8−0.84 кэВ, соответственно, для всех имеющихся данных. В итоге, используя данные *Suzaku* и *Beppo*SAX, мы установили два основных источника чернотельных фотонов: первый, связанный с поверхностью НЗ, и второй, относящийся к области аккреционного диска, для которых $kT_{s1} \sim 1.3$ кэВ и $kT_{s2} \sim 0.8$ кэВ, соответственно (табл. 7.4).

Для анализа данных спутника *RXTE* мы частично использовали результаты, полученные из анализа спектров 4U 1700–37 по данным *Suzaku* и *Beppo*SAX, аналогично ситуации в предыдущих главах. Поскольку респонс-матрица спектрометра PCA/*RXTE* определена выше на энергиях 3 кэВ, то определение цветовой температуры компоненты *blackbody* затруднено. В таком случае, при анализе спектральных данных *RXTE*, мы фиксировали ключевой параметр компоненты *blackbody* (kT_{BB} =0.6 кэВ), полученный, как среднее

значение kT_{BB} для спектров *Suzaku* и *Beppo*SAX. В таблицах 7.10 и 7.12 представлены результаты анализа спектров 4U 1700–37 по наблюдениям *RXTE* в рамках *двойной CompTB* модели. На рис. 7.12 показаны шесть типичных спектров 4U 1700–37 в единицах EF_E для *жесткого* (левая панель) и *мягкого* (правая панель) состояний рентгеновского источника. Представлены данные по наблюдениям *RXTE* 30094-01-01-10 (*зеленый*), 30094-01-12-00 (*оранжевый*), 30095-02-02-20 (*фиолетовый*), 30094-01-33-00 (*красный*), 30094-01-31-00 (*синий*), 30095-01-01-00 (*черный* спектры). Из этого рисунка хорошо видно как изменяется спектральная форма, особенно на энергиях выше 30 кэВ, при этом отражая эффект суммы двух Комптонизационных компонент в разных состояниях. Жесткий хвост на энергиях 50−200 кэВ возрастает с увеличением рентгеновской светимости, за исключением *промежуточного мягкого* состояния [напр., *красный* спектр 30094-01-33-00]. В наших данных содержится достаточное множество спектров со значительным *жестким хвостом*, который тянется до 200 кэВ (рис. 7.12).

Из таблиц 7.9 – 7.12 легко видеть, что нормировка компоненты $CompTB1$ изменяется в интервале от 0.01 до 22.6 в единицах $L_{37}/D^2{}_{10}$ (где L_{37} – светимость чернотельных затравочных фотонов диска, в 10^{37} эрг сек$^{-1}$ и D_{10} – расстояние в единицах 10 кпс), при этом фотонный индекс Γ_1 почти постоянный ($\Gamma_1 = 1.99 \pm 0.06$) для всех сетов наблюдений (см. левую панель на рис. 7.13). Однако, также установлено двухфазное поведение индекса Γ_2: фаза квазипостоянства $\Gamma_2 = 2.01 \pm 0.07$, когда $kT_e^{(2)}$ находится в интервале 3−40 кэВ; и фазу пониженного значения индекса $\Gamma_2 < 2$ для $kT_e^{(2)} > 40$ кэВ (см. правую панель на рис. 7.13). Заметим, что ширина линии σ_{line} в модели *Gaussian* почти не изменяется и многочисленные фиты указывают на вариацию σ_{line} в узком диапазоне 0.5 – 0.8 кэВ. Поэтому во всех спектральных фитах для данных *RXTE* σ_{line} была фиксирована на 0.7 кэВ. Температуры плазмы $kT_e^{(1)}$ и $kT_e^{(2)}$ изменяются в широком интервалах 2−22 кэВ и 19−100 кэВ, соответственно (см. табл. 7.9 – 7.12 и рис. 7.13).

7.2.6 Общая картина рентгеновских свойств

Интересно сопоставить поведение индексов Γ_1 и Γ_2 с характерными температурами T_{s1}, T_{s2} фотонов (рис. 7.13). Из рисунка видно, что $\Gamma_2 < 2$, когда kT_{s2} снижается от 1.1 до 0.8 кэВ. Это простое сопоставление является достаточно *сильным аргументом* того, что Γ_2 падает при возрастании размера (площади) Комптоновского облака. Как уже было указано *фаза пониженных значений фотонного индекса* соответствует фазе высоких температур плазмы ($kT_e^{(2)} > 40$ кэВ) при этом для $kT_e^{(2)}$ в интервале 2−30 кэВ индекс остается постоянным.

В результате, эта двухкомпонентная модель дает хорошее согласие со всеми наблюдениями объекта. Из рис. 7.10 –7.12 можно видеть, что $\chi^2_{red} \sim 1$ для большинства случаев. Лишь в 2% наблюдений χ^2_{red} достигает значения 1.4.

Сопоставление всех параметров с распределением по времени представлено на рис. **??**, где всерху – вниз приведена рентгеновская кривая блеска по данным *ASM*/PCA, эволюция *отношения модельных потоков* FR [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ] и [50 – 200 кэВ]/[3 – 10 кэВ] (*черные* и *зеленые* точки, соответственно), электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*синие*) и $kT_e^{(2)}$ (*красные* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*красные* и *синие* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*красные* и *синие* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в 1999 гг. (сет $R2$). Заметим, что *Bbody* компонента обычно очень слабая, но

есть фазы кривой блеска, в которых происходит заметное *усиление компоненты Bbody*, они отмечены синими вертикальными полосками. Этот эффект возможно связан с усилением эффективности аккреции, в частности, переключением режима ветровой аккреции в режим дисковой аккреции [485].

7.2.7 Обсуждение

По результатам анализа эволюции спектрального индекса в 4U 1700–37 мы установили the *постоянство* Γ_1*, как функцию CompTB-нормировки* N_{Com1} *(*$\propto \dot{M}$*)* и как функцию других параметров, kT_s и kT_e (рис. 7.13). Интерпретация этого результата дана в [255, 129] и сопоставлена с наличием твердой поверхности компактного объекта, **с указанием на наличие нейтронной звезды** в массивной двойной системе 4U 1700-37. Кроме того, снижение фотонного индекса Γ_2 непосредственно связано с фазой расширения переходного слоя из-за усиления давления излучения, что сопровождается повышением температуры плазмы kT_e (рис. 7.13). Объяснение этого наблюдательного эффекта было дано выше (см. также [458]), при обсуждении Sco X–1 и 4U 1705–44. *При высокой светимости давление излучения со стороны фотонов НЗ останавливает падение плазмы на НЗ, в результате чего выделение гравитационной энергии имеет место только во внешних частях переходного слоя, в которых температура плазмы достигает высоких значений (выше 30 кэВ).* При таких температурах не достигается критическая светимость. Фаза расширения также подтверждается наблюдательно по факту снижения температуры "затравочных" фотонов kT_{s2}. Таким образом, фотонный индекс Γ_2 демонстрирует стабильность при до-Эддингтоновской светимости и снижение при достижении фазы высоких температур, как и в предыдущих случаях в Sco X–1 [458] и 4U 1705–44 [246].

В случае ярких рентгеновских источников, действующих в около-Эддингтоновсих режимах аккреции, неизбежно возникает вопрос о целесообразности учета низкого вклада чернотельной компоненты N_{bb} с цветовой температурой 0.6 кэВ. В этом случае мы фиксировали N_{bb} на значении $0.001 \times L_{39}/D_{10}^2$, для возможности моделирования надлежащего сравнения наших результатов для всех спектральных состояний, при этом используя одну и ту же модель. Эта процедура позволяет учесть влияние на спектр слабого аккреционного диска.

В нашем случае протяженная степенная компонента содержит жесткий хвост, обусловленный тепловой Комптонизацией во внешних горячих частях Комптоновского облака, который наблюдается во многих источниках [246, 458]. Этот наблюдательный феномен имеет простое объяснение в рамках предложенной здесь модели, согласно которой он связан с двумя источниками мягких фотонов, *во-первых, идущих от поверхности НЗ и, во-вторых, поступающих из аккреционного диска.* Что касается, источника компоненты *Bbody*, эти мягкие фотоны приходят из внешних частей протяженного диска.

Один из основных результатов этой главы представлен на рис. 7.13, демонстрирующего стабильность фотонного индекса Γ (α+1) на уровне 2 для режима низких температур электронов плазмы Комптоновского облака ($T_e \leq 30$ кэВ). Заметим, что в этом режиме еще применимо Томсоновское сечение электронного рассеяния. Однако с ростом температуры плазмы ($T_e \geq 30$ кэВ) сечение электронного рассеяния неизбежно падает, приводя к более высоким значениям критической светимости. Разумеется, в этом случае, давление излучения, возникающее со стороны поверхности НЗ, не может остановить аккреционный поток.

В контексте диагностики природы компактного объекта в 4U 1700–37, неожиданно по-

лезной оказалась первичная диагностика по наблюдательным цветовым диаграммам и диаграммам жесткости, которые для этого объекта сразу показывают удивительную схожесть с типичными диаграммами для НЗ (рис. 7.9). Кроме того, мы обнаружили, что 4U 1700-37 ведет себя подобно остальным НЗ в терминах физических параметров (спектрального индекса и температуры плазмы Комптоновского облака), подразумевая, что цветовые диаграммы лишь качественно описывают наблюдательные данные.

Наконец, один из возможных выводов нашего исследования касается вопроса о наличии магнитного поля в этом источнике, которое может быть высоким, как для обычного рентгеновского пульсара, о чем указывалось ранее по данным *Beppo*SAX и *Suzaku* [467, 468]. Отсутствие пульсаций в этом источнике даже наталкивало на вывод о наличии ЧД в 4U 1700–37. Одно невозможность детектирования пульсаций решается простой оценкой условий освещенности в этом объекте. Так, по результатам нашего анализа, мы обнаружили, что фактор облучения Комптоновского облака f очень близок к 1 (или $\log A \gg 1$) в большинстве наблюдений. Это означает, что нейтронная звезда погружена в толстое Комптоновское облако, которое не позволяет видеть излучение непосредственно с поверхности НЗ, что и усложняет оценку магнитного поля НЗ.

7.3 Сравнительный анализ спектральных характеристик нейтронных звезд разных подклассов

В этой и предыдущих главах, мы изучили корреляции спектральных и временных характеристик, как функцию скорости аккреции, наблюдаемых в рентгеновских лучах в ряде *atoll* источников, Z- источников и в нейтронной звезде 4U 1700–37 относящейся к массивной РДС, во время их спектральных переходов. При этом усилия сфокусированы на исследовании подобий и отличий между этими источниками. В рамках такого подхода далее представлен сравнительный анализ на примере четырех *atoll* источников (4U 1705–44, 4U 1820–30, GX 3+1 и 4U 1728–34), двух Z-источников и НЗ 4U 1700–37 (табл. 7.10) с использованием одинаковой спектральной модели, состоящей из низкотемпературной чернотельной компоненты, Комптонизированной компоненты непрерывного спектра излучения и линии излучения с Гауссовым профилем.

7.3.1 Постоянство фотонного индекса в до-Эддингтоновском режиме и фаза снижения фотонного индекса Γ_1 в состояниях высокой светимости

Все эти источники, в том числе Z-источники Sco X–1, GX 340+0 и *atoll* источники GX 3+1, 4U 1820–30, 4U 1728–34, 4U 1705–44, а также нейтронная звезда 4U 1700–37 (входящая в состав массивной РДС) демонстрируют подобное поведение индекса Γ, как функции электронной температуры T_e в *до-Эддингтоновском* режиме, а именно квази-постоянство индекса Γ на уровне 2. *Важно подчеркнуть, что рассматриваемое спектральное поведение характеризует область Комптонизации в сценарии с переходным слоем.* Согласно вышеизложенным результатам (а также [255, 129, 130, 131, 361, 458, 246, 485] этот результат указывает на то, что энерговыделение имеет место во всем Комптоновском облаке (т.е. граничное условие $\tau_\star = \tau_0$) для этих источников и оно значительно превышает охлаждающий поток мягких фотонов [см. уравнения (6.11) и (6.12].

Однако три источника, Sco X–1, 4U 1705–44 и 4U 1700–37, показывают намного большие светимости, чем другие рассмотренные НЗ, и достигают Эддингтоновских светимостей в

ходе спектральной эволюции, тем самым, позволяя изучить поведение индекса в экстремальных условиях. Мы обнаружили, что спектральный индекс для компоненты переходного слоя Γ_1 значительно снижается, когда аккреция вещества в источнике протекает в Эддингтоновском режиме (см. рис. 6.21, 6.22 на примере Sco X–1). А именно, во время этой стадии *жесткая* Комптонизационная компонента характеризуется пониженным значением фотонного индекса ($1.3 < \Gamma_1 < 2$, рис. 7.14) и высокой электронной температурой переходного слоя (60 кэВ $< kT_e <$ 200 кэВ) для Sco X–1). Для 4U 1700–37 этот эффект начинается при несколько меньших температурах $kT_e \sim 40$ кэВ, чем в 4U 1705–44 ($kT_e \sim 80$ кэВ) и Sco X–1. Также следует отметить, что в Sco X–1 максимальная температура плазмы, kT_e^{max}, превышает 100 кэВ, хотя для 4U 1700–37 и 4U 1705–44 варьируется в диапазоне $kT_e^{max} \sim 95 - 100$ кэВ (рис. 7.14). несмотря на низкий уровень нормировки N_{com1} *жесткая* Комптонизированная компонента $CompTB_1$ надежно детектируется, по меньшей мере, до 200 кэВ на пике вспышки. Кроме того, часть излучения на высоких энергиях возрастает с ростом kT_e и снижением Γ_1 от 2 до 1.3.

7.3.2 Связь между степенью жесткости спектра и природой компактного объекта

Для сравнения эволюции свойств нейтронных звезд и черных дыр мы построили на *верхней панели* рис. 13 в работе [458] спектральную жесткость НС (10 – 50 кэВ/3 – 50 кэВ), как функцию светимости для Z источников Sco X–1 (красный), GX 340+0 (черный [131]), *atoll* источников 4U 1728–34 (синий [129]), GX 3+1 (зеленый [130]), 4U 1820–30 (голубой [361]) и черных дыр 4U 1630–47 (малиновый [182]), SS 433 (коричневый [184]).

Как видно из рис. 13 в работе [458], эти НЗ и ЧД прописывают специфические треки на диаграмме. Мы нашли, что эволюция разных подклассов НЗ может достаточно хорошо отслеживаться, как функция светимости в мягком рентгеновском диапазоне. В частности, Z-источники прописывают свои треки при более высоких светимостях, с большими скоростями аккреции, в то время как *atoll*-источники наблюдаются при меньших светимостях (и меньших значениях $\dot{M}$). Напомним, что светимость в мягком рентгеновском диапазоне L_{3-10} пропорциональна скорости аккреции (см. формулу 1.2) главы 1). Черные дыры и *atoll* источники ведут себя одинаково при низких светимостях, в то время как Z источники резко отличаются от ЧД. Интересно, что черные дыры охватывают почти весь диапазон рентгеновских светимостей, типичных для разных подклассов нейтронных звезд. На *верхней панели* рис. 13 в работе [458] показано, что Z источники являются более яркими, чем ЧД, даже в их мягких состояниях.

Интересно, что Cyg-подобные Z-источники (напр., GX 340+0) прописывает свой Z-трек при несколько более высоком темпе аккреции $\dot{M}$, чем Sco-подобные Z-источники (напр., Sco X–1). IB свою очередь, яркие *atoll* источники (т.н. “GX”-источники, напр., GX 3+1) прописывают свои диаграммы (обычно, между состояниями lower banana и upper banana) при несколько более высоких $\dot{M}$, чем обычные *atoll* источники (напр., 4U 1728–34, 4U 1820–30). В этом контексте интересно отметить спектральные свойства источника XTE J1701-462 [428]. Этот источник весьма уникален, поскольку показывает как свойства *atoll*-источников (при низкой светимости), так и Z-источников (при высокой светимости). Более того, Хоман и его коллеги [428] нашли, что сначала источник показывал типичные свойства Cyg-подобных, а затем Sco-подобных Z-источников, по мере того, как его светимость падала. Поэтому, целесообразно предположить, что тип Z-источника (Cyg/Sco-подобный) зависит от уровня светимости, который, по существу, определяется скоростью

аккреции $\dot{M}$.

7.3.3 Отличие и подобие поведения kT_e в нейтронных звездах разных подклассов

Мы также сравнили изменения электронной температуры при смене состояний для разных подклассов НЗ (см. *нижнюю панель* рис. 13 в работе [458]. Хорошо видно, что kT_e также отслеживается светимостью L_{3-10}. *Atoll* источники обычно относятся к интервалу низких светимостей и промежуточных электронных температур kT_e. Далее, *GX Atoll* источники обычно относятся к интервалу низких электронных температур kT_e и промежуточных светимостей. Наконец, Z-источники соответствуют высоким светимостям, вплоть до Эддингтоновской светимости. Фактически, эта диаграмма демонстрирует явное различие между *atoll* и Z-источниками (табл. 7.12).

7.4 Заключение

В этой главе проанализированы нейтронные звезды, достигающие сверх-Эддингтоновской светимости во время своих рентгеновских вспышек. Среди них НЗ разных подклассов, входящие в состав как маломассивных, так и массивных РДС: Scorpius X–1 (наиболее яркий из известных Z- источников со сложной эволюцией рентгеновского излучения, см. рис. 6.14), 4U 1705–44 (надежно установленный "atoll"-источник, но показывающий некоторые свойства Z-источников) и возможная нейтронная звезда 4U 1700–37 (входящая в состав массивной РДС и имеющая спорную идентификацию природы компактного объекта, НЗ или ЧД). Показано, что спектры этих объектов (Sco X–1, 4U 1705–44 и 4U 1700–37) во время всех состояний, также как и в предыдущей главе для Z-источника GX 340+0, могут быть аппроксимированы аддитивной моделью, состоящей из двух Комптонизационных компонентов и эмиссионной линии железа. Обе Комптонизационные компоненты обусловлены наличием переходного слоя, который обеспечивает рассеяние "*затравочных*" фотонов с температурой $T_{s1} < 0.7$ кэВ, идущих от аккреционного диска [первая, *жесткая*, Комптонизационная составляющая $CompTB1$], и "*затравочных*" фотонов с температурой $T_{s2} < 1.8$ кэВ, идущих от поверхности нейтронной звезды [вторая, *мягкая*, составляющая, $CompTB2$] на горячих электронах переходного слоя. Для объектов 4U 1705–44 и 4U 1700–37 при моделировании спектров также добавлялась компонента *Bbody* для описания их низкоэнергичной части спектра. По результатам детального анализа спектров в этой модели подтвержено постоянство индексов $\Gamma_{com1/com2}$ на уровне 2 для докритического режима и впервые обнаружено значительное снижение индекса Γ_{com2} *жесткой* компоненты в пределах $1.3 > \Gamma_{com1} > 2$ в околокритическом (или даже сверхкритическом) режиме аккреции (рис. 7.14). Такое двухфазное поведение индексов никогда не обнаруживается в черных дырах, поэтому может рассматриваться как дополнительный признак наличия нейтронной звезды в системе. При этом показано, что при нахождении источников на пике вспышки температура T_{s2} монотонно снижается от 1.8 до 0.7 кэВ при одновременном росте электронной температуры плазмы переходного слоя $T_e^{(2)}$, выше 80 кэВ.

Обнаруженное квазипостоянство индексов $\Gamma_{com1/com2} \simeq 2$ для до-Эддингтоновского режима (сопоставимого с интервалом низких температур плазмы переходного слоя $T_e^{(2)} < 80$ кэВ) было интерпретировано с помощью модели, в которой спектр определяется доминированием Комптонизационных компонент. Кроме того, установленный факт стабильности

спектральных индексов для Z-источника Sco X–1, atoll-источника 4U 1705–44 и источника 4U 1700–37 подобен ранее обнаруженному эффекту стабильности фотонного индекса для других нейтронных звезд (atoll источников 4U 1728–34, GX 3+1 и 4U 1820–30, а также для Z-источника GX 340+0), светимости которых много меньше критической для всех спектральных состояний. В свою очередь, мы интерпретировали фазу снижения индекса при достижении объектом критическиго режима аккреции (ассоциируемого с наблюдаемыми высокими электронными температурами $T_e^{(2)} > 80$ кэВ) в рамках модели, согласно которой спектр определен высоким давлением излучения, идущего от поверхности НЗ. В результате последнего, внутренние части переходного слоя эффективно охлаждаются, в то время как его внешние части остаются разогретыми без должного теплоотвода. В результате этого, сечение рассеяния значительно снижается во внешних областях переходного слоя, что приводит к росту значения критической светимости. Таким образом, показано, что локальная светимость объектов не превосходит критический уровень. В этом случае усиливается роль тепловой Комптонизации, что и приводит к снижению спектрального индекса.

По результатам этой главы идентифицирована природа компактного объекта в пользу НЗ в 4U 1700–37 путем применения нового способа диагностирования (рис. 7.14, разд. 8.6). В отличие от динамических оценок массы компактного объекта в 4U 1700–37, которые указывали либо на нейтронную звезду большой массы, либо на черную дыру малой массы, наш способ, используя фундаментальные спектральные признаки ЧД/НЗ, дает однозначную идентификацию компактного объекта в 4U 1700–37 в пользу НЗ на основе характерного поведения фотонного индекса в докритическом и около-Эддингтоновском режимах.

Анализ и систематизация спектральных признаков на основе рентгеновских данных позволили сформулировать наблюдательную теорему, согласно которой основной параметр спектра - фотонный индекс Г - демонстрирует совершенно разное поведение во время смены спектральных состояний объекта в случае наличия нейтронной звезды и в случае черной дыры в такой двойной системе. А именно, стабильность (постоянство) фотонного индекса рентгеновского спектра на уровне Г=2 независимо от состояния перехода (в до-Эддингтоновском диапазоне светимостей) и снижение индекса от 2 до 1.3 (в Эддингтоновском режиме) сразу указывает на наличие нейтронной звезды в двойной системе. В то время как монотонное возрастание фотонного индекса от 1.5 до 3 при смене спектральных состояний (от низкого/жесткого к высокому,мягкому, соответственно), сопровождающееся изменениями скорости аккреции, с характерным участком насыщения при высоких значениях темпа аккреции вещества, является ключевым признаком наличия черной дыры в такой двойной системе. Используя сформулированную схему, протестированную на обширном множестве компактных объектов, можно утверждать, что для наблюдательной диагностики природы компактного объекта этим способом нужно лишь детектировать объект во время переходных состояний, по сути, во время смены фаз активности, и проанализировать поведение спектра фотонов, в частности, установить зависимость фотонного индекса Г от величины темпа аккреции вещества $\dot{M}$ на компактный объект. Возможно, что дальнейшие исследования многообразия двойных систем с нейтронными звездами позволят обнаружить разнообразие треков на диаграмме зависимости фотонного индекса Г от темпа аккреции, отличное от найденного для уже освоенного набора двойных с нейтронными звездами (рис. 7.13). Однако эффект насыщения индекса (рис.7) согласно современным представлениям возможен только для черных дыр и не может наблюдаться в источниках с нейтронными звездами (рис. 5.20).

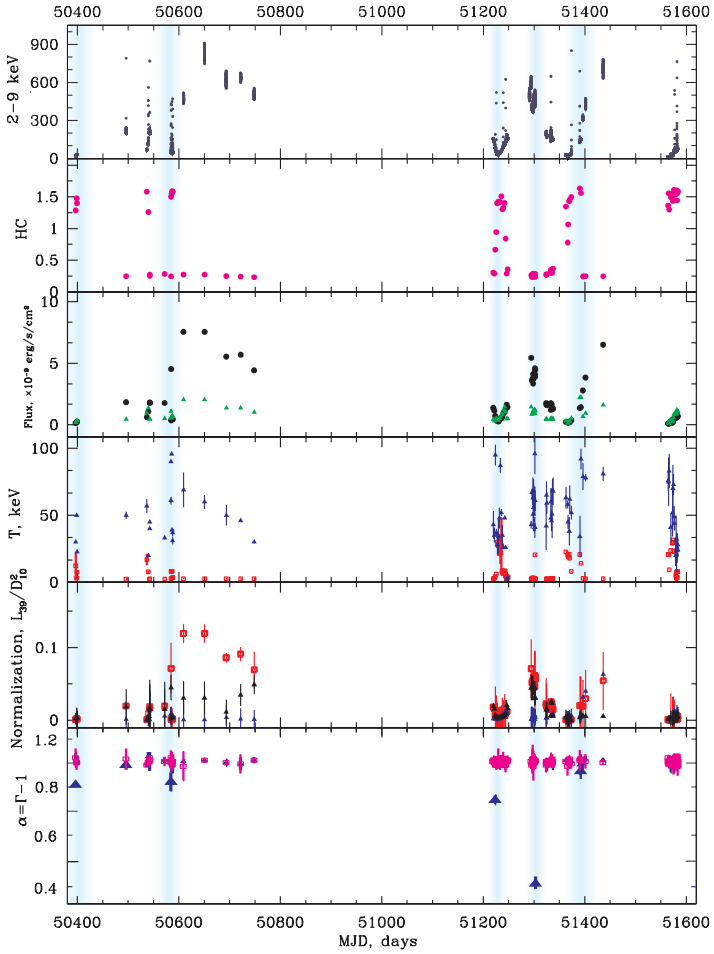

Рис. 7.8: *Сверху – вниз:* Рентгеновская кривая блеска по данным $RXTE$/PCA в интервале [2 – 9 кэВ] с усреднением в течение 16 с, эволюция *коэффициента жесткости потоков* HC [10 – 50 кэВ]/[3 – 10 кэВ], модельных потоков в диапазонах 3 – 10 кэВ и 10 – 50 кэВ (*черные* и *зеленые*, соответственно), электронных температур $kT_e^{(1)}$ (*синие*) и $kT_e^{(2)}$ (*красные* точки), нормировок компонент $CompTB1$ и $CompTB2$ (*красные* и *синие* точки, соответственно) и спектральных индексов α_1 и α_2 ($\alpha = \Gamma - 1$) (*красные* и *синие* точки) для компонент $CompTB1$ и $CompTB2$, соответственно, во время вспышечной активности в 1996−2000 гг. (сеты $R1 - R3$). Фазы кривой блеска, относящиеся к состоянию *пониженным значениям спектрального индекса* α_2, отмечены синими вертикальными полосками.

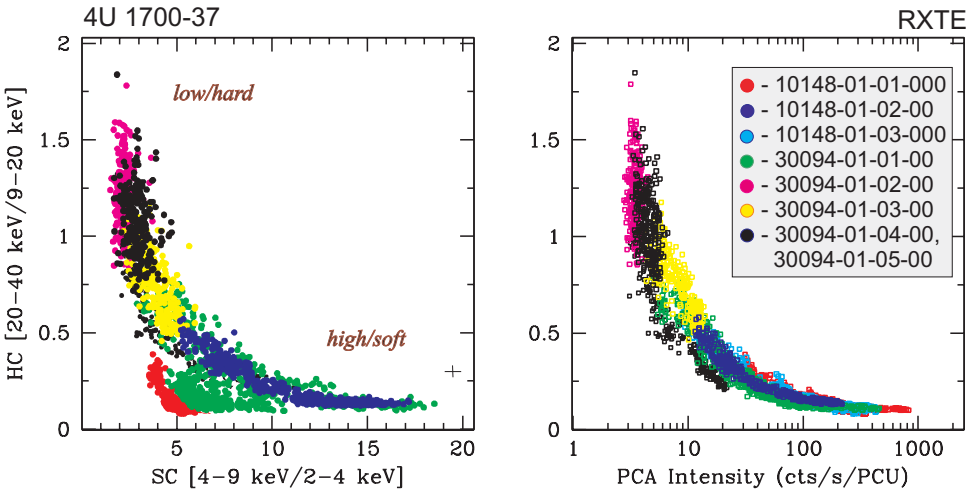

Рис. 7.9: Цветовые диаграммы (*левая* панель) и диаграммы жесткости (*правая* панель) для наблюдений 4U 1700–37, использованных для анализа с разбиением на временные интервалы по 16 с. Типичная ошибка показана в правом нижнем углу левой панели, ошибки скорости счета пренебрежимо малы. Сеты наблюдений 4U 1700–37 по данным RXTE указаны разными цветами: *синий* (ID 10148-01-02-00), *красный* (ID 10148-01-01-000), *голубой* (ID 10148-01-03-000), *зеленый* (ID 30094-01-01-00), *малиновый* (ID 30094-01-02-00), *желтый* (ID 30094-01-03-00) и *черный* (IDs 30094-01-04-00, 30094-01-05-00).

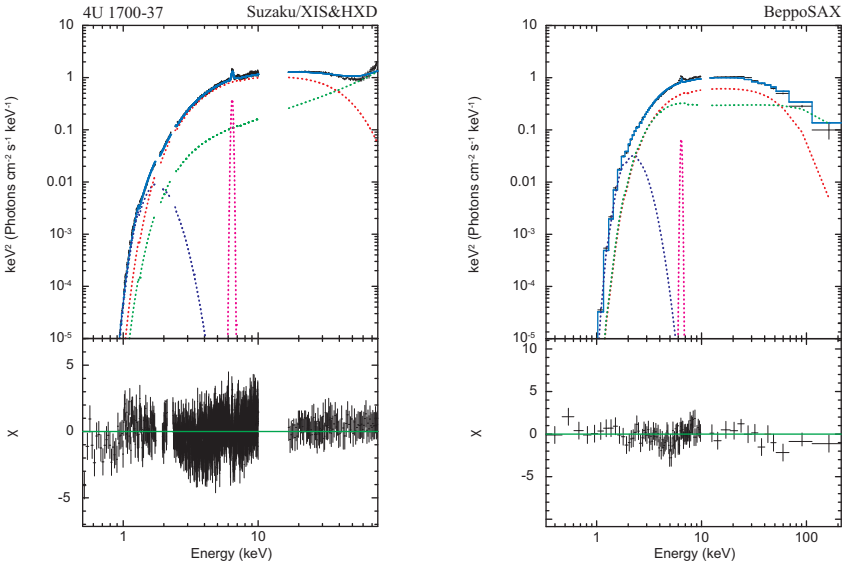

Рис. 7.10: Спектры 4U 1700-37 по данным *Suzaku* (*левая* панель) и *Beppo*SAX (*правая* панель) при аппроксимации в модели $phabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + gaussian)$.

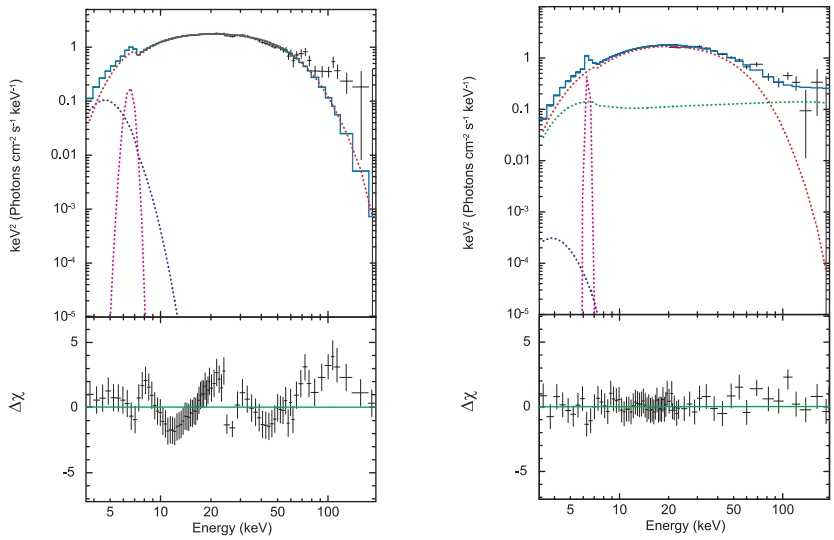

Рис. 7.11: К выбору спектральной модели. Спектр 4U 1700–37, полученный 13 сентября 1996 г. по данным *RXTE* (ObsId=10148-01-02-00). Слева: спектр и его аппроксимация в модели $phabs * (bbody + CompTB + gauss)$ с указанием невязок ($\chi^2_{red} = 12.3$ для 86 ст.св.), и справа: то же для модели $phabs * (bbody + CompTB1 + CompTB2 + gauss)$ ($\chi^2_{red} = 1.12$ для 81 ст.св.). Наблюдательные данные указаны *черными* крестами, модельные компоненты представлены *синей, красной, зеленой* и *малиновой* линиями для компонент *Blackbody*, *CompTB1*, *CompTB2* и *Gaussian*, соответственно.

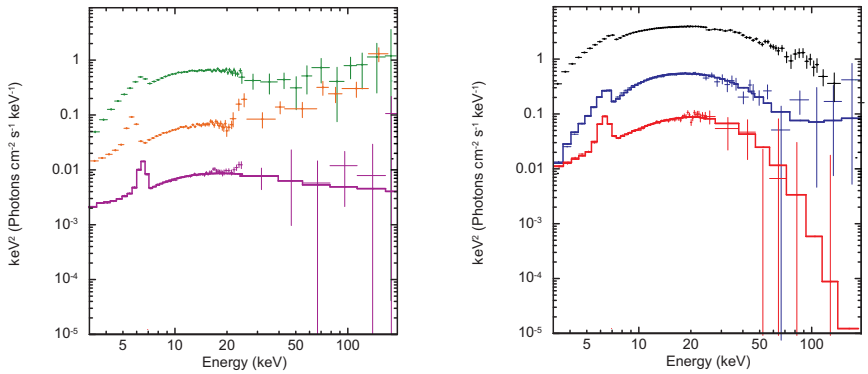

Рис. 7.12: Шесть типичных спектров 4U 1700–37 в единицах EF_E для *жесткого* (левая панель) и *мягкого* (правая панель) состояний рентгеновского источника. Представлены данные по наблюдениям *RXTE* 30094-01-01-10 (*зеленый*), 30094-01-12-00 (*оранжевый*), 30095-02-02-20 (*фиолетовый*), 30094-01-33-00 (*красный*), 30094-01-31-00 (*синий*), 30095-01-01-00 (*черный* спектры).

Таблица 7.9: Параметры аппроксимации спектров 4U 1700-37 по данным *Beppo*SAX (ID=20339001), *Suzaku* (ID=401058010) и *RXTE* (ID=10148-01-02-00)† для разных моделей.

Модель	Параметр	00-20339001	0-401058010	10148-01-02-00
phabs	N_H (см$^{-2}$)	2.8±0.1	3.78±0.02	5.7^{frozen}
bbody	kT_{BB} (кэВ)	0.99±0.02	0.98±0.03	0.48±0.06
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.07±0.01	0.011±0.06	0.5±0.1
CompTB	$\alpha = \Gamma - 1$	1.02±0.01	1.00±0.05	0.82±0.07
	kT_s (кэВ)	1.36±0.04	1.39±0.07	2.0±0.1
	log A	1.29±0.03	0.86±0.03	0.74±0.03
	kT_e (кэВ)	13.98±0.08	9.62±0.06	10.3±0.2
	$N_{Com}^{\dagger\dagger}$	7.47±0.05	15.19±0.09	4.38±0.08
Gaussian	E_{line} (кэВ)	6.70±0.08	6.79±0.09	6.56±0.04
	σ_{line} (кэВ)	0.65±0.05	0.60±0.01	0.60±0.01
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	0.43±0.06	0.26±0.07	0.03±0.01
	χ^2_{red} (d.o.f.)	3.2 (340)	1.59 (421)	12.3 (86)
phabs	N_H (см$^{-2}$)	2.9±0.1	3.76±0.02	5.7^{frozen}
bbody	kT_{BB} (кэВ)	0.56±0.07	0.53±0.02	0.60±0.07
	$N_{BB}^{\dagger\dagger}$	0.084±0.001	0.012±0.004	0.001±0.001
CompTB1	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	1.00±0.03	1.01±0.07	0.97±0.02
	kT_{s1} (кэВ)	1.39±0.05	1.32±0.03	2.0±0.1
	log A_1	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$
	$kT_e^{(1)}$ (кэВ)	15.3±0.4	8.47±0.08	9.7±0.1
	$N_{Com1}^{\dagger\dagger}$	2.28±0.05	2.34±0.05	3.65±0.09
CompTB2	$\alpha_2 = \Gamma_2 - 1$	0.41±0.02	0.34±0.06	0.69±0.03
	kT_{s2} (кэВ)	0.83±0.06	0.80±0.09	1.05±0.08
	$kT_e^{(2)}$ (кэВ)	96±8	100±9	43±2
	log A_2	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$	$2.0^{\dagger\dagger\dagger}$	0.39±0.04
	$N_{Com2}^{\dagger\dagger}$	0.14±0.07	0.5±0.1	0.8±0.1
Gaussian	E_{line} (кэВ)	6.48±0.07	6.42±0.04	6.51±0.03
	$N_{line}^{\dagger\dagger}$	0.16±0.8	0.25±0.09	0.05±0.02
	χ^2_{red} (d.o.f.)	0.96 (338)	1.09 (419)	1.12 (83)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3.

Таблица 7.10: Параметры спектральной аппроксимации наблюдений 4U 1700–37 детекторами PCA & HEXTE обсерватории *RXTE* в энергетическом диапазоне 3 – 200 кэВ† в модели *wabs*(Blackbody + CompTB1 + CompTB2 + Gaussian)*.

ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(1)}$, кэВ	$N_{com1}^{\dagger\dagger}$	$N_{bb}^{\dagger\dagger}$	$\alpha_2 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(2)}$, кэВ	$N_{com2}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
10148-01-01-000	0.99(2)	10.29(7)	5.72(3)	0.52(4)	0.31(9)	70(5)	0.9(2)	1.17(78)
10148-01-02-00	0.97(2)	9.6(1)	3.63(9)	0.001(1)	0.69(3)	42(1)	0.8(1)	1.11(78)
10148-01-03-000	1.00(1)	10.5(1)	4.40(3)	0.001(1)	0.37(5)	74(8)	0.9(2)	1.24(78)
30094-01-01-00	1.07(4)	8.8(1)	2.03(3)	0.002(1)	1.02(4)	23(2)	0.7(1)	0.91(81)
30094-01-02-00	1.00(2)	20.01(2)	0.09(3)	0.003(1)	1.01(7)	24(3)	0.6(1)	0.85(81)
30094-01-03-00	0.99(7)	20.45(3)	0.01(3)	0.002(1)	1.01(5)	25(2)	0.03(1)	0.87(81)
30094-01-04-00	1.05(4)	19.01(2)	0.19(3)	0.003(2)	1.03(7)	27(4)	0.03(2)	0.85(80)
30094-01-05-00	0.97(2)	16.3(1)	0.74(5)	0.003(1)	1.02(3)	20(7)	0.01(1)	1.05(81)
30094-01-06-00	0.98(3)	21.9(2)	0.25(3)	0.004(3)	1.01(3)	20(9)	0.01(1)	1.07(81)
30094-01-07-00	0.99(5)	24.2(1)	0.17(3)	0.004(2)	0.94(1)	21(6)	0.01(1)	1.22(81)
30094-01-08-00	1.00(9)	6.48(9)	1.46(2)	0.001(1)	1.00(5)	22(1)	0.63(4)	1.02(81)
30094-01-09-00	1.01(8)	9.8(1)	11.67(9)	0.10(2)	0.51(3)	52(8)	1.06(9)	1.14(81)
30094-01-10-00	1.02(3)	20.0(8)	0.39(2)	0.004(1)	0.6(2)	49(7)	0.02(1)	1.04(80)
30094-01-11-00	0.99(5)	16.1(1)	0.12(5)	0.001(1)	1.0(10)	20(1)	0.03(1)	0.90(81)
30094-01-12-00	1.00(2)	8.00(1)	0.09(3)	0.001(1)	0.40(8)	90(10)	0.08(8)	1.10(80)
30094-01-13-00	1.01(4)	18.0(3)	0.05(3)	0.002(1)	1.07(3)	19(2)	0.07(1)	1.11(80)
30094-01-14-00	1.00(8)	9.05(2)	1.39(3)	0.010(1)	0.65(4)	52(3)	0.10(6)	0.95(81)
30094-01-15-00	1.01(7)	15.87(6)	3.32(3)	0.020(3)	0.40(6)	69(5)	0.09(3)	1.06(80)
30094-01-16-00	0.89(5)	16.5(2)	2.93(5)	0.003(2)	0.35(3)	86(12)	0.09(5)	0.89(80)
30094-01-17-00	1.03(7)	15.17(6)	0.17(4)	0.002(4)	1.02(3)	23(2)	0.03(2)	1.18(81)
30094-01-18-00	1.06(3)	15.78(5)	0.12(3)	0.003(1)	1.00(4)	24(2)	0.02(1)	0.76(81)
30094-01-20-00	1.01(5)	17.32(7)	0.19(7)	0.003(1)	0.97(3)	23(2)	0.03(2)	0.83(81)
30094-01-21-00	0.99(6)	17.54(6)	0.13(3)	0.004(1)	1.03(3)	22(3)	0.02(1)	1.35(81)
30094-01-22-00	1.02(8)	11.58(2)	2.22(1)	0.52(1)	0.20(3)	90(15)	0.08(3)	1.36(80)
30094-01-23-00	0.97(7)	13.18(1)	3.15(2)	0.02(1)	0.25(3)	86(11)	0.09(4)	0.74(80)
30094-01-24-00	0.98(8)	13.04(2)	5.87(1)	0.023(2)	0.27(3)	80(11)	0.07(3)	0.85(80)
30094-01-26-00	1.04(7)	7.89(8)	0.20(6)	0.004(1)	1.07(3)	29(2)	0.27(2)	1.33(81)
30094-01-27-00	1.02(9)	12.05(2)	0.90(5)	0.002(1)	1.00(3)	23(14)	0.10(3)	0.99(81)
30094-01-28-00	1.04(4)	14.19(3)	4.18(2)	0.002(1)	0.34(3)	84(15)	0.009(1)	1.12(80)
30094-01-29-00	0.94(6)	9.73(2)	2.32(3)	0.001(1)	0.29(3)	91(10)	0.30(8)	0.94(80)
30094-01-30-00	0.97(9)	8.37(2)	0.15(7)	0.50(1)	0.79(3)	45(4)	0.11(7)	1.08(81)
30094-01-31-00	0.99(3)	8.50(4)	1.41(9)	0.020(3)	0.20(3)	100(20)	0.08(3)	1.19(74)
30094-01-32-00	0.98(7)	8.37(3)	0.19(3)	1.001(1)	1.01(3)	23(4)	0.11(7)	1.23(81)
30094-01-33-00	1.02(2)	8.37(2)	0.21(7)	0.001(1)	0.70(3)	67(12)	0.14(3)	1.13(81)
30094-01-34-00	0.97(6)	8.36(5)	0.01(3)	0.005(2)	0.62(2)	79(14)	0.03(3)	0.89(80)

Обозначения те же, что и в таблице 5.3, параметр N_H варьировался в интервале $(2-8)\times10^{22}$ см$^{-2}$ (см. комментарии в тексте); температура T_{BB} была фиксирована на 0.6 кэВ (см. комментарии в тексте и полную версию таблицы в [485]).

Таблица 7.11: (Продолжение предыдущей таблицы)

ID наблюдения	$\alpha_1 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(1)}$, кэВ	$N_{com1}^{\dagger\dagger}$	$N_{bb}^{\dagger\dagger}$	$\alpha_2 = \Gamma_1 - 1$	$T_e^{(2)}$, кэВ	$N_{com2}^{\dagger\dagger}$	χ^2_{red} (d.o.f.)
30095-01-01-00	1.04(3)	12.89(2)	21.7(1)	0.11(8)	0.5(1)	72(19)	1.03(6)	1.19(81)
30095-01-01-01	1.01(8)	15.81(8)	2.62(2)	0.020(3)	0.35(9)	80(20)	1.19(81)	
30095-01-01-02	0.99(9)	12.87(1)	0.02(4)	0.002(3)	0.59(8)	60(15)	0.20(4)	1.18(81)
30095-01-01-03	1.05(4)	10.12(9)	7.20(5)	0.12(1)	0.5(2)	73(18)	1.02(8)	0.82(81)
30095-01-01-04	1.09(7)	9.94(3)	6.63(8)	0.93(4)	0.59(7)	67(21)	0.20(9)	0.89(81)
30095-01-01-05	1.10(6)	11.58(2)	6.63(7)	0.002(6)	0.69(8)	69(20)	0.21(7)	0.96(81)
30095-02-01-04	0.89(4)	10.11(9)	6.54(3)	0.51(3)	0.93(8)	27(3)	0.32(4)	1.19(81)
30095-02-01-05	0.98(7)	10.16(8)	6.56(3)	0.50(2)	0.95(7)	30(6)	0.30(2)	1.18(81)
30095-02-02-00	1.01(8)	8.37(2)	1.03(3)	0.13(1)	0.89(3)	30(4)	0.05(7)	1.17(80)
30095-02-02-01	0.95(6)	8.35(6)	0.11(4)	0.11(6)	1.01(2)	26(3)	0.06(8)	1.14(80)
30095-02-02-02	0.98(2)	10.22(3)	2.94(2)	0.028(1)	0.20(3)	100(20)	0.30(4)	1.12(81)
30095-02-02-03	1.01(8)	22.59(2)	0.43(3)	0.027(1)	0.98(4)	23(3)	0.14(5)	1.11(81)
40068-01-01-01	1.03(5)	10.84(9)	5.60(2)	0.92(3)	1.00(3)	26(9)	0.70(4)	0.83(80)
40068-01-01-02	1.02(7)	9.84(7)	6.75(6)	0.01(1)	0.31(2)	69(12)	0.10(3)	1.15(80)
40068-01-01-03	1.06(2)	6.93(1)	1.9(1)	0.001(3)	1.00(3)	21(6)	0.70(4)	1.14(80)
40068-01-01-04	1.02(8)	10.72(3)	4.62(4)	0.05(1)	0.30(3)	90(25)	0.40(1)	1.16(81)
40068-01-01-05	0.99(7)	10.53(1)	6.92(2)	0.02(3)	0.34(7)	83(20)	0.10(3)	1.19(81)
40068-01-01-06	1.01(2)	9.05(2)	3.69(4)	0.03(1)	0.9(1)	25(4)	2.07(3)	1.17(81)
40068-01-01-07	1.07(7)	12.30(6)	1.28(3)	0.02(2)	0.36(9)	74(23)	0.10(4)	1.19(81)
40068-01-01-08	1.02(3)	10.74(4)	2.20(9)	0.001(3)	0.3(2)	81(20)	0.70(6)	1.13(80)
40068-01-01-09	1.01(6)	8.53(7)	4.12(8)	0.001(3)	0.34(5)	73(20)	0.63(3)	1.12(81)
40068-01-01-010	1.00(7)	1.71(3)	22.68(3)	0.002(3)	1.01(3)	23(2)	2.0(1)	0.84(81)
40068-01-01-011G	1.02(8)	9.94(7)	9.94(2)	0.002(3)	1.04(3)	19(1)	3.0(2)	1.13(81)
40068-01-01-14	1.03(5)	7.02(3)	1.2(1)	0.001(3)	1.0(2)	19(3)	0.55(6)	1.11(80)
40068-01-01-15	1.05(3)	10.55(9)	3.23(4)	0.001(3)	0.20(3)	100(20)	0.12(3)	1.16(81)
40068-01-01-16	1.02(5)	10.83(1)	6.88(3)	0.51(1)	0.29(3)	90(9)	0.09(4)	0.93(81)
40068-01-01-17	0.98(8)	10.12(3)	3.85(2)	0.52(2)	0.51(7)	52(4)	0.08(2)	1.08(80)
80105-14-01-00	1.00(2)	9.47(5)	2.35(4)	0.50(1)	0.91(2)	27(2)	0.3(1)	1.15(80)

Обозначения те же, что и в таблице 7.4.

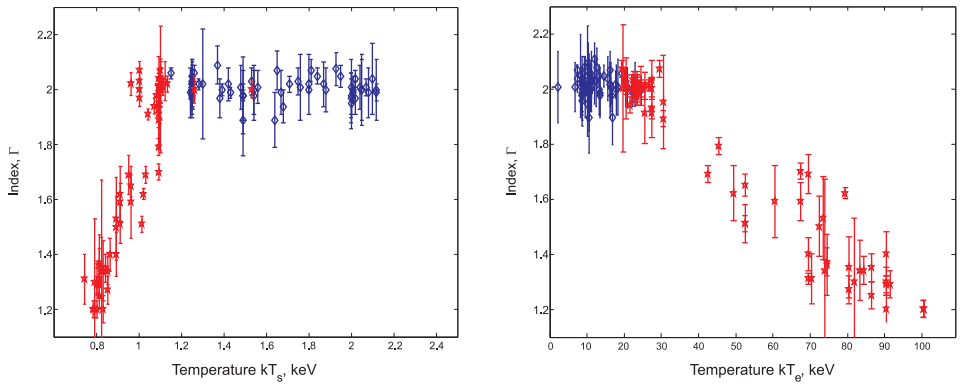

Рис. 7.13: Зависимость фотонных индексов Γ_1 и Γ_2 от температуры "затравочных" фотонов kT_s (слева) и электронной температуры kT_e (справа) для компонент CompTB1 и CompTB2, соответственно (см. также табл. 7.10 – 7.12). *Синие* и *красные* точки которые относятся к компонентам CompTB1 и CompTB2, соответственно.

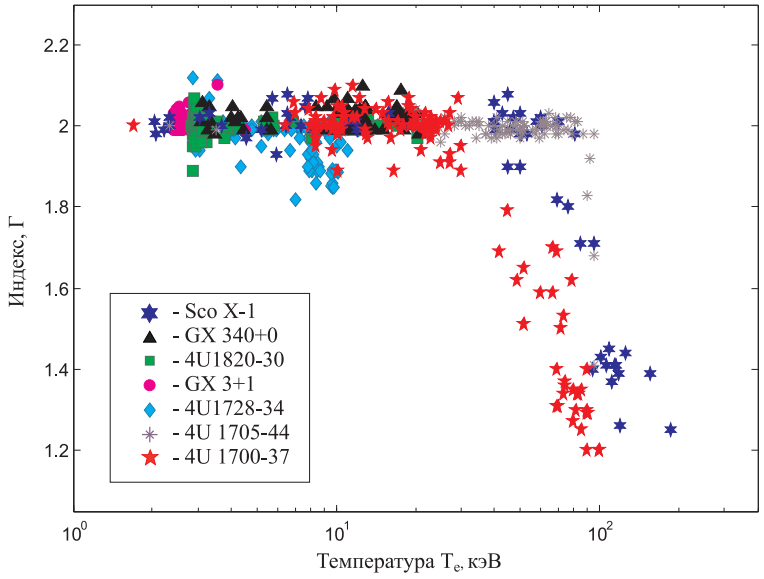

Рис. 7.14: Зависимость фотонного индекса Γ от электронной температуры kT_e для Z-источникаов Sco X–1 (синие звездочки) [458]), GX 340+0 (черные треугольники) [131]) и *atoll* источники 4U 1705–44 (серые точки) [246]), 4U 1728–34 (голубые ромбы) [129]), GX 3+1 (малиновые кружки) [130]), 4U 1820–30 (зеленые квадраты) [361]) и НЗ 4U 1700–37 (красные звездочки) [485]).

Таблица 7.12: Сравнение параметров источника 4U 1700–37 и Z-источников Sco X–1[458] и GX 340+0 [131], *atoll* источников GX 3+1 [130], 4U 1728–34 [129], 4U 1820–30 [361], 4U 1705–44 [246], а также "*atoll*+Z" источника XTE J1701-462 [437]

Назв. источника	Альтерн. назв.	Класс†	Расстояние, кпс	kT_e, кэВ	N_{com} L_{39}^{soft}/D_{10}^2	kT_s кэВ	f
Sco X–1	V818 Sco	Z, Sp, B	2.8 [408]	3-180	0.3-3.4	0.4-1.8	0.08-1
4U 1642-45	GX 340+0	Z, Sp, B	10.5 [486]	3-21	0.08-0.2	1.1-1.5	0.01-0.5
4U 1744-26	GX 3+1	Atoll, Sp, B	4.5 [308, 484]	2.3-4.5	0.04-0.15	1.16-1.7	0.2-0.9
4U 1728–34	GX 354-0	Atoll, Su, D	4.2-6.4 [259]	2.5-15	0.02-0.09	1.3	0.5-1
4U 1820–30	...	Atoll, Su, B	5.8-8 [198]	2.9-21	0.02-0.14	1.1-1.7	0.2-1
XTE J1701	...	Atoll+Z, Su, D	8.8 [436, 437]	...	...	1-2.7	...
4U 1705–44	...	Atoll, Sp, B	7.4 [456]	2.7-100	0.01-0.08	1.1-1.5	0.2-1
4U 1700-37	HD153919	HMXB, Sp, B	1.9 [469]	2-100	0.001-0.22	1.3-2.1	0.1-1

†Классификация системы в разных схемах (см. текст): Sp = суперкритический, Su = субкритический режим, B = принадлежность к населению балджа, D = принадлежность к населению диска;

Заключение

Одним из основных результатов, полученных в диссертации, является анализ и интерпретация наблюдательных характеристик источников рентгеновского излучения, принадлежащих разным классам (кандидаты в черные дыры звездных и промежуточных масс, микроквазары, нейтронные звезды, входящие в состав массивных и маломассивных РДС, в том числе, *atoll*-источники, Z-источники) детекторами обсерваторий RXTE, *Beppo*SAX, SWIFT, Чандра и *Suzaku*. На основе систематизации этих наблюдений разработан метод диагностики природы компактных объектов в форме спектральных признаков ЧД и НЗ, который применен преимущественно к ряду галактических и внегалактических источников с аккрецирующими компактными объектами.

Вторым основным результатом диссертации является внедрение метода определения масс черных дыр путем скалирования спектральных и временных характеристик для аккрецирующих черных дыр как звездных, так и промежуточных масс.

Более подробно, в диссертации получены следующие результаты:

1. Обнаружены фундаментальные спектральные признаки аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр: для ЧД фотонный индекс Г монотонно возрастает с ростом скорости аккреции $\dot{M}$ при переходе от низкого к высокому спектральному состоянию, и насыщается при высоких значениях $\dot{M}$, в то время как для НЗ фотонный индекс Г демонстрирует стабильность на уровне $\Gamma = 2$ независимо от спектрального состояния в режиме суб-Эддингтоновской светимости и снижается до уровня $\Gamma = 1.3$ при достижении системой критического режима аккреции.

3. Внедрен новый метод определения массы ЧД путем масштабирования (скалирования) спектральных и временных характеристик рентгеновского излучения как Галактических, так и внегалактических ЧД во время переходов между спектральными состояниями. Этот метод дал принципиально новую возможность определения массы аккрецирующих ЧД с использованием исключительно рентгеновских наблюдений.

4. С помощью разработанных критериев диагностики идентифицирована природа ряда аккрецирующих рентгеновских источников в двойных системах со спорным типом компактного объекта, по измерениям переменности рентгеновских спектров во время переходов между спектральными состояниями.

5. Получены ограничения на массу черных дыр в ряде ультраярких источников методом масштабирования (скалирования) их спектральных рентгеновских характеристик во время переходов между спектральными состояниями, указывающие на наличие черных дыр “промежуточной массы” в таких источниках.

Научная новизна

Все результаты, представленные к защите, являются новыми. Новизна работы также связана с использованием обширного сета наблюдений, как по длительности временных рядов наблюдений, так и по количеству использованных инструментов с разными принципами детектирования (*Beppo*SAX, *RXTE*, *Suzaku*, *SWIFT*, Чандра и ИНТЕГРАЛ) и качеству данных. Были использованы все имеющиеся на сегодняшний день доступные набюдательные данные (как архивные, так и активно работающих в настоящий момент орбитальных обсерваторий) по изученным объектам.

Впервые предложены спектральные признаки черных дыр и нейтронных звезд в аккрецирующих РДС, использующие рентгеновские наблюдательные корреляции спектрального индекса, как функцию темпа аккреции, во время фаз активности объекта, протестированные на большом наблюдательном материале, включая как Галактические, так и внегалактичекские источники

Впервые выполнена оценка массы центрального объекта M101 ULX–1 методом скалирования спектральных характеристик рентгеновского излучения ULX–1 на основе наблюдений обсерваторий *Chandra* и *Swift*, при этом впервые сделан вывод о природе центрального объекта (в пользу ЧД) на основе спектральных признаков ЧД и обосновано наличие "черной дыры промежуточной массы" в ULX–1 с помощью наблюдательного эффекта насыщения индекса в рентгеновском спектре источника.

Впервые на основе эффекта насыщения индекса (признака наличия сходящегося потока, по сути, признака ЧД) доказано наличие черной дыры в микроквазаре SS 433. При этом оценка нижнего предела массы черной дыры в этом источнике ($> 2\ M_\odot$), впервые выполненная с помощью метода скалирования, указывает на черную дыру с наименьшей массой среди обнаруженных ЧД к настоящему моменту.

Впервые выполнена оценка массы черной дыры в двойной системе 4U 1630–47 методом скалирования спектральных и временных характеристик рентгеновского излучения на основе `RXTE` и *Beppo*SAX наблюдений: $M_x \sim 10$ M$_\odot$.

Впервые обнаружена фаза насыщения спектрального индекса, как функция скорости аккреции $\dot{M}$, в РДС с черной дырой GRS 1915+105, на основе анализа рентгеновских наблюдений с борта орбитальной обсерватории *RXTE*.

Впервые обнаружено постоянство спектральных индексов рентгеновских спектров ряда нейтронных звезд (в модели переходного слоя с учетом тепловой Комптонизации): 4U 1728–34, GX 3+1, 4U 1820–30 и GX 340+0 при эволюции источников между состояниями низкой и высокой светимости на основе анализа рентгеновских наблюдений обсерваторий *RXTE* и *Beppo*SAX.

Впервые предложена физическая модель для обоснования обнаруженного квазипостоянства спектрального индекса, согласно которой доминирующий вклад в формирование спектра обусловлен Комптонизированной компонентой, формирующейся в переходном слое между аккреционным диском и поверхностью нейтронной звезды. Как правило, квазистабильность фотонного индекса имеет место в случае, если собственное энерговыделение в переходном слое превосходит поток излучения аккреционного диска, перехватываемый в области переходного слоя.

Впервые обнаружено двухфазное поведение фотонного индекса жесткой компоненты рентгеновского спектра ряда нейтронных звезд: Sco X–1, 4U 1705–44 и 4U 1700–47 при смене спектральных состояний объектов, при этом впервые детектирована уникальная фаза повышенной жесткости спектров в суперэддингтоновском режиме аккреции веще-

ства звезды-донора на основе анализа рентгеновских наблюдений обсерваторий *RXTE* и *Beppo*SAX.

Впервые предложена физическая модель для обоснования обнаруженного усиления жесткости рентгеновских спектров НЗ на пике вспышки, согласно которой высвобождение гравитационной энергии происходит лишь во внешних частях переходного слоя, причем эти области разогреваются настолько, что это приводит к уменьшению сечения электронного рассеяния и увеличению уровня критической светимости. В итоге эффективность тепловой Комптонизации возрастает, приводя к снижению спектрального индекса в режиме суперэддингтоновской светимости. Это может рассматриваться, как дополнительный спектральный признак наличия нейтронной звезды в такой системе.

Научная и практическая ценность

В работе обнаружены фундаментальные спектральные признаки отличия черных дыр от нейтронных звезд в аккрецирующих РДС, которые обеспечивают наиболее универсальный и простой в применении способ наблюдательной диагностики природы компактного объекта по рентгеновсим спектрам. Обнаруженные признаки уже применяются различными группами для диагностики природы как Галактических, так и внегалактических источников.

Предложенные методики используют различие поведения объектов (ЧД / НЗ), наиболее проявляемое в активных состояниях, которые представляют огромный интерес с точки зрения понимания природы компактных объектов и для тестирования теории эволюции Галактических двойных систем и ультраярких рентгеновских источников, в целом.

Развит новый метод оценки массы черных дыр (M_x) на основе скалирования спектральных и временных характеристик источников. Создана база “образцовых” корреляционных треков Г, как функции темпа аккреции $\dot{M}$, для объектов с известными параметрами (массой M_x, расстоянием D и углом наклонности орбиты двойной системы i), которые позволяют на их основе скалирование масс ЧД, в широком диапазоне корреляций, имеющих разные уровни насыщения индекса. В настоящее время полученные зависимости спектрального индекса от темпа аккреции для ряда черных дыр, полученные в данной работе, многими исследователями используются как эталонные.

Научное значение имеет также оценка масс ЧД в ультраярких источниках, что позволит уточнить их эволюционный статус. Методическое значение имеет впервые примененный для ультраярких источников способ оценки масс ЧД путем скалирования корреляций спектрального индекса, как функции темпа аккреции. Решен вопрос о природе компактного источника в ультраярком источнике ULX–1 в галактике M101 в пользу черной дыры “промежуточной массы”, представлявший загадку для исследователей в течении более чем 15 лет. Оказалось, что масса черной дыры M101 ULX–1 составляет порядка 10 000 солнечных масс, что, с одной стороны, существенно больше, чем оптические оценки, но, с другой стороны, согласуется со слишком мягким рентгеновским спектром источника. Тем самым разрешена загадка источника ULX–1 в галактике M101, что способствует решению актуальной прикладной задачи определения масс кандидатов в черные дыры.

Открытие насыщения фотонного индекса рентгеновского спектра в системе 4U 1630–47 впервые позволило оценить массу ЧД путем скалирования рентгеновских спектральных характеристик. Оценка массы в двойной системе 4U 1630–47 традиционными (динамическими) методами до сих пор невозможна из-за отсутствия оптического излучения объек-

та в силу его удаленности. Внедрение новой методики диагностирования ЧД по рентгеновскому излучению способствует решению актуальной задачи обнаружения и изучения наблюдательных проявлений черных дыр, в особенности, когда классические методы не применимы.

Решен вопрос о природе компактного источника в массивной двойной системе 4U 1700–47, в которой динамические оценки массы не позволяли идентифиуировать компактный объект (указывали как на НЗ, так и на ЧД малой массы), в качестве компактного объекта, при этом отсутствие пульсаций излучения и циклотронной линии поглощения в рентгеновском спектре не подтверждали наличие НЗ. Только на основании приенения предложенной в данной работе диагностики с использованием спектрального признака НЗ (о стабильности индекса $\Gamma \sim 2$ в нейтронных звездах), был сделан вывод в пользу наличия нейтронной звезды в 4U 1700–47.

Открытие насыщения фотонного индекса рентгеновского спектра в системе SS 433 впервые позволило доказать наличие ЧД в этой двойной системе на основе признака наличия сходящегося потока на ЧД. При этом оценки массы компактного объекта (как динамические, так и скалирование) не дают однозначной идентификации природы компактного объекта.

Систематизация и изучение спектральных признаков черных дыр и нейтронных звезд в рентгеновском диапазоне спектра является одним из ключевых факторов как для понимания процессов формирования рентгеновского излучения, так и для выяснения свойств самих компактных объектов.

Полученные в работе результаты могут найти применение во всех астрономических учреждениях, где изучаются РДС с аккрецирующими компактными объектами, в частности, в ГАИШ МГУ, ИКИ РАН, ФТИ РАН (г. Санкт-Петербург), АКЦ ФИАН, КГУ, САО РАН, ГАО РАН (в Пулково), и зарубежных институтах и обсерваториях.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих статьях:

1. Titarchuk L., Seifina E., *Scaling of the photon index vs. mass accretion rate correlation and estimate of black hole mass in M101 ULX–1*, **Astron. Astrophys.**, V. 585, P. 94 (2016)
2. Seifina E., Titarchuk L., Shrader C., Shaposhnikov N., *X-ray spectra of the high-mass X-ray binary 4U 1700–37 using BeppoSAX, Suzaku and RXTE observations*, **Astrophys. J.**, V. 821, P. 23 (2016)
3. Seifina E., Titarchuk L., Shrader C., Shaposhnikov N., *BeppoSAX and RXTE spectral study of the low-mass X-ray binary 4U 1705-44: spectral hardening during the banana branch*, **Astrophys. J.**, V. 808, P. 142 (2015)
4. Titarchuk L., Seifina E., Shrader C., *X-ray spectral and timing behavior of Scorpius X–1. Spectral hardening during the flaring branch*, **Astrophys. J.**, V. 789, P. 98 (2014)
5. Seifina, E., Titarchuk, L., Shaposhnikov, N., *Black hole mass determination in X-ray binary 4U 1630-47 using scaling of spectral and variability characteristics*, **Astrophys. J.**, V. 789, P. 57 (2014)
6. Titarchuk, L., Seifina, E., Frontera, F., *Spectral state evolution of 4U 1820–30: the stability of the spectral index of Comptonization tail*, **Astrophys. J.**, V. 767, P. 160 (2013)
7. Seifina, E., Titarchuk, L., Frontera, F., *Stability of the Photon Indices in Z-source GX 340+0 for Spectral State*, **Astrophys. J.**, V. 766, P. 63 – 85 (2013)
8. Seifina, E., Titarchuk, L., *GX 3+1: The Stability of Spectral Index as a Function of Mass Accretion Rate*, **Astrophys. J.**, V. 747, P. 99 – 114 (2012)
9. Seifina, E., Titarchuk, L., *On the Constancy of the Photon Index of X-Ray Spectra of 4U 1728–34 through all Spectral States*, **Astrophys. J.**, V. 738, P. 128 – 148 (2011)

10. Seifina, E., Titarchuk, L., *On the nature of the compact object in SS 433: observational evidence of X-ray index saturation*, **Astrophys. J.**, V. 722, P. 586 – 604 (2010)
11. Titarchuk, L., Seifina, E., *Discovery of photon index saturation in the Black Hole binary GRS 1915+105*, **Astrophys. J.**, V. 706, P. 1463 – 1483 (2009)
15. Сейфина Е.В. *К вопросу о происхождении стационарной линии вблизи энергии 6.4 кэВ в рентгеновском спектре SS 433*, **Астрономический Журнал**, Т. 76, С. 356 – 362 (1999)
16. Cherepashchuk A.M., Bychkov K.V., Seifina E.V., *Colliding winds model of X-ray radiation in SS 433: analysis of X-Ray eclipses*, **Astrophysics and Space Science**, V. 229, P. 33 – 48 (1995)

В этих работах личный вклад диссертанта состоял в равноправном участии в постановке задачи, обработке и интерпретации полученных результатов.

Сейфина Елена

Москва, 2016 год

Приложение А

А.1 Термины и сокращения

Аккреционный диск – формируется вокруг компактного объекта в двойной системе из вещества, обладающего высоким угловым моментом, которое обычно перетекает от оптического компаньона, заполняющего/переполняющего свою полость Роша, через внутреннюю точку Лагранжа

Комптонизация – изменение частоты фотонов в результате многократных комптоновских рассеяний на тепловых/нетепловых электронах

ПС (Переходный Слой) – формируется между аккреционным диском и компактным объектом в результате их взаимодействия и служит для подстраивания кеплеровской скорости вещества диска к скорости турбулентного внутреннего субкеплеровского потока. Вещество диска должно потерять избыточную кинетическую энергию, прежде чем выпасть на компактный объект. Эта кинетическая энергия переходит в тепло. При этом выделяется практически столько же энергии, как и в аккреционном диске.

Полость Роша – критическая эквипотенциальная поверхность в двойной системе, определяющая гравитационно-связанную область вокруг одного из ее компонентов. Размеры полости определяются отношением масс компонетов.

Рентгеновские всплески I-рода – термоядерные взрывы накопленного вещества, приводящие к коротким (1 – 10 сек) и мощным вспышкам рентгеновского излучения в результате нестационарного горения гелия на поверхности рентгеновского барстера. Всплески I-го рода характеризуются резким нарастанием и последующим более медленным спадом потока рентгеновского излучения.

РДС (Рентгеновские Двойные Системы) – двойные системы на поздних стадях их эволюции, в которых, по меньшей мере, одна компонента является источником рентгеновского излучения.

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

КПО (QPO, Quasi Periodic Oscillations) – квази периодические осцилляции (колебания).

LHS, Low Hard State, низкое/жесткое состояние – состояние ЧД по классификации [1], характеризуемое низкой светимостью и жестким рентгеновским спектром.

IS, Intermediate State, промежуточное состояние – состояние ЧД по классификации [1], характеризуемое средней светимостью и мягким/жестким рентгеновским спектром.

HSS, High Soft State, высокое/мягкое состояние – состояние ЧД по классификации [1], характеризуемое высокой светимостью и мягким рентгеновским спектром.

A.2 Определения состояний черных дыр и нейтронных звезд в транзиентных двойных системах

Основная классификация спектральных состояний черных дыр базируется на синтезе как спектральных, так и временных свойств рентгеновских двойных систем. Для систем с черными дырами, следуя обзору Ремилларда и МакКлинтока [1], можно выделить пять основных состояний: спокойное (quiescent), состояние низкой светимости с жестким спектром (low-hard state, LHS), промежуточное состояние (intermediate state, IS), состояние высокой светимости с мягким спектром (high-soft state, HSS) и состояние со сверхмягким спектром или сверхмягкое состояние (very soft state, VSS), приведенные на рис.1. Каждое состояние характеризуется разной формой энергетического спектра (см. пример изменения формы спектра системы с черной дырой GRS 1915+105 [38] на Рис.2) и временными характеристиками [12, 19, 55, 18].

Для транзиентных систем с нейтронными звездами можно выделить четыре основных состояния: спокойное, состояние низкой светимости с жестким спектром, промежуточное состояние и состояние высокой светимости с мягким спектром (по Хасингеру и ван дер Клису [9]). Выделяют более детальную классификацию спектральных состояний НЗ для двух подклассов: так называемых "*atoll*-" и "Z"-источников, которые отличаются уровнем средней светимости, а также спектральными и временными характеристиками. Исторически сложилось, что для этих подклассов НЗ закрепились свои специфические названия состояний, несмотря на то, что в последнее время делаются уверенные попытки объединить спектральные состояния atoll- и Z-источников между собой и представить унифицированную схему (см. работу Чёрч и др. [426], и исследования Лин и др. [340]). Однако в данном обзоре, конечно, будет использована устоявшаяся (общепринятая) терминология. Итак, для atoll-источников выделяют следующие состояния: Island (IS), Extreme Island (EIS), Left Lower Banana (LLB), Lower Banana (LB) и Upper Banana (UB), для наглядности указанные на цветовой диаграмме (см. рис. A.1, левая панель). В то время как для Z-источников характерны последовательные переходы между тремя состояниями: Horizontal Branch (HB), Normal Branch (NB) и Flaring Branch (FB) (см. рис. A.1, правая панель).

Каждое состояние характеризуется разной формой энергетического спектра (см. пример изменения формы спектра системы с нейтронной звездой 4U 1820–30 [131] на левой панели рис. 5.11 главы 6) и временных характеристик [2].

A.3 Определение параметра нормировки в моделях `CompTB` и `BMC`

Модели *CompTB* и *BMC* описывают выходящий спектр, как конволюцию входного спектра "*затравочных*" чернотельных фотонов (нормировки которых – N_{com} и N_{BMC}; цветовая температура – kT) с Комптонизационной функцией Грина. Подобно обычной модели *bbody* пакета `XSPEC`, болометрическая светимость

$$L_{bol} = \int_0^\infty E \times A(E) dE, \tag{A.1}$$

где $A(E)$ – плотность потока фотонов чернотельного излучения

$$A(E) = 8.052 \times K \times \frac{E^2}{(kT)^4} \times (\exp\frac{E}{kT} - 1)^{-1}, \tag{A.2}$$

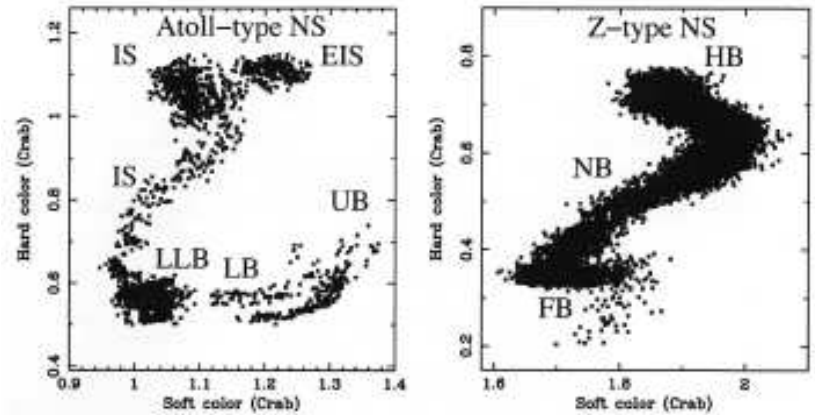

Рис. A.1: Типичные цветовые диаграммы для atoll- (левая панель) и Z-источников (правая панель). Для *atoll* источников показано extreme island state (EIS), island state (IS), lower left banana state (LLB) и lower banana (LB). Для Z-источников: horizontal branch (HB), normal branch (NB) и flaring branch (FB). Рисунок заимствован из работы ван Страатена [2]).

и $K = N_{com}\, N_{BMC}$ – нормировка спектра затравочных чернотельных фотонов, определенная так же, как и в модели *bbody* пакета `XSPEC`.

Следовательно, можно рассчитать светимость на выходе из источника как интеграл

$$L_{bol} = 8.052 \times K \int_0^\infty \frac{z^3 dz}{e^z - 1} = 8.052 \times K \times \frac{\pi^4}{15}. \tag{A.3}$$

С другой стороны, $N_{BMC}, N_{com} = K = L_{39}/D_{10}^2$ (см. разд. 6.2.10 “User’s Guide of an X-Ray Spectral Fitting Package XSPEC v.12.6.0” [1] и [101][2]), где L_{39} – светимость источника в единицах 10^{39} эрг с$^{-1}$ и D_{10} – расстояние до источника в единицах 10 кпс; и, далее, при известном K легко вычисляется L_{39} с исползованием D_{10}. Таким образом, подобно обычной модели *bbody* пакета `XSPEC`, нормировки N_{com} и N_{BMC} представляют собой отношения светимости (диска) источника к квадрату расстояния

$$N_{BMC}, N_{com} = \left(\frac{L}{10^{39}\mathrm{erg/s}}\right)\left(\frac{10\,\mathrm{kpc}}{D}\right)^2. \tag{A.4}$$

Это предполагает важное свойство как CompTB так и BMC моделей. заключающееся в том, что при использовании этих моделей имеется возможность надлежащей оценки нормировки исходной “затравочной” компоненты, которая предположительно является корректным индикатором скорости аккреции вещества диска.

A.4 Литература

[1] https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/xanadu/xspec/XspecManual.pdf
[2] http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/models/CompTB.html

Литература

[1] Remillard, R. A., & McClintock, J. E., *X-Ray Properties of Black-Hole Binaries*, 2006, ARA&A, 44, 49

[2] van Straaten, S., van der Klis, M., Kuulkers, E. & Mendez, M., *An Atlas of Burst Oscillations and Spectral Properties in 4U 1728–34*, 2001, ApJ, 551, 907

[3] Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A., *Black holes in binary systems. Observational appearance*, 1973, A&A, 24, 337

[4] Черепащук А.М., *Массы черных дыр в двойных звездных системах*, 1996, УФН, 166, 809

[5] Churazov, E. et al., *LMXBS and black hole candidates in the Galactic Center Region*, 1997, Advances in Space Research, 19, 55

[6] Titarchuk, L., Lapidus, I.I. & Muslimov, A., *Mechanisms for High-Frequency Quasi-periodic Oscillations in Neutron Star and Black Hole Binaries*, 1998, ApJ, 499, 315

[7] Sunyaev, R.A. & Titarchuk, L.G. *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*, 1980, A&A, 86, 121

[8] Kluzniak, W., *Mechanisms of hard X-ray emission from accreting neutron stars*, 1993, A&AS, 97, 265

[9] Titarchuk, L., Shaposhnikov, N., & Laurent, P., *On the Nonrelativistic Origin of Red-skewed Iron Lines in Cataclysmic Variable, Neutron Star, and Black Hole Sources*, 2009, ApJ, 700, 1831

[10] D'Ai, A., Życki, P., Di Salvo, T., Iaria, R., Lavagetto, G. & Robba, N. R., *Broadband Spectral Evolution of Scorpius X–1 along Its Color-Color Diagram*, 2007, ApJ, 667, 411

[11] Titarchuk, L. & Zannias, T., *The Extended Power Law as an Intrinsic Signature for a Black Hole*, 1998, ApJ, 493, 863

[12] Vignarca, F., Migliari, S., Belloni, T., Psaltis, D., & van der Klis, M., *Tracing the power-law component in the energy spectrum of black hole candidates as a function of the QPO frequency*, 2003, A&A, 397, 729

[13] Sunyaev R., Revnivtsev M., *Observations of the soft gamma-ray early afterglow emission from two bright gamma-ray bursts*, 2000 Astron. Astroph., 358, 617

[14] Bachetti, M., Harrison, F. A., Walton, D. J. et al., *An ultraluminous X-ray source powered by an accreting neutron star* 2014, Nature, 514, 202

[15] Greiner, J., Cuby, J.G., McCaughrean, M.J., *An unusually massive stellar black hole in the Galaxy*, 2001, Nature, 414, 522

[16] Mirabel, I.F. & Rodriguez, L.F., *A superluminal source in the Galaxy*, 1994, Nature, 371, 46

[17] Fender, R. P., & Belloni, T., *GRS 1915+105 and the Disc-Jet Coupling in Accreting Black Hole Systems*, 2004, ARA&A, 42, 317

[18] Shaposhnikov, N., & Titarchuk, L., *Determination of Black Hole Mass in Cygnus X–1 by Scaling of Spectral Index-QPO Frequency Correlation*, 2007, ApJ, 663, 445

[19] Shaposhnikov, N., & Titarchuk, L., *Determination of Black Hole Masses in Galactic Black Hole Binaries Using Scaling of Spectral and Variability Characteristics*, 2009, ApJ, 699, 453

[20] Titarchuk, L.G. & Fiorito, R., *Spectral Index and Quasi-Periodic Oscillation Frequency Correlation in Black Hole Sources: Observational Evidence of Two Phases and Phase Transition in Black Holes*, 2004, ApJ, 612, 988 (TF04)

[21] Mukai, K., Still, M., Corbet, R., Kuntz, K. & Barnard, R., *The X-ray properties of M101 ULX–1= CXOKM101 J140332.74+542102*, Astrophys. J. 634, 1085-1092 (2005) 2005, ApJ, 634, 1085

[22] Novikov, I. D., Thorne, K. S., *Astrophysics of black holes*, 1973, blho.conf, 343

[23] Liu, J. et al., *Puzzling accretion onto a black hole in the ultraluminous X-ray source M 101 ULX–1*, 2013, Nature, 503, 500

[24] Fender, R. P., *Powerful jets from black hole X-ray binaries in low/hard X-ray states*, 2001, MNRAS, 322, 31

[25] Markoff, S., Falcke, H., & Fender, R., *A jet model for the broadband spectrum of XTE J1118+480. Synchrotron emission from radio to X-rays in the Low/Hard spectral state*, 2001, A&A, 372, L25

[26] Vadawale, S. V., Rao, A. R., & Chakrabarti, S. K., *Spectral differences between the radio-loud and radio-quiet low-hard states of GRS 1915+105: Possible detection of synchrotron radiation in X-rays*, 2001, A&A, 372, 793

[27] Corbel, S., & Fender, R. P., *Near-Infrared Synchrotron Emission from the Compact Jet of GX 339–4*, 2002, ApJ, 573, L35

[28] Markoff, S., Nowak, M., Corbel, S., Fender, R., & Falcke, H., *Exploring the role of jets in the radio/X-ray correlations of GX 339–4*, 2003, A&A, 397,645

[29] Giannios, D., *Spectra of black-hole binaries in the low/hard state: From radio to X-rays*, 2005, A&A, 437, 1007 (Paper III)

[30] Migliari, S., Fender, R. P., & van der Klis, M., *Correlation between radio luminosity and X-ray timing frequencies in neutron star and black hole X-ray binaries*, 2005, MNRAS, 363, 112

[31] Meyer-Hofmeister, E., & Meyer, F., *Black hole soft X-ray transients: evolution of the cool disk and mass supply for the ADAF*, 1999, A&A, 348, 154

[32] Meyer, F., Liu, B., & Meyer-Homeister, E., *Evaporation: The change from accretion via a thin disk to a coronal flow*, 2000, A&A, 361, 175

[33] Meyer-Hofmeister, E., & Meyer, F., *The formation of the coronal flow/ADAF*, 2003, A&A, 402, 1013

[34] Kylafis, N. D., Papadakis, I. E., Reig, P., Giannios, D., & Pooley, G. G., *A jet model for Galactic black-hole X-ray sources: some constraining correlations*, 2008, A&A, 489, 481

[35] Titarchuk, L., Mastichiadis, A., & Kylafis, N. D., *X-Ray Spectral Formation in a Converging Fluid Flow: Spherical Accretion into Black Holes*, 1997, ApJ, 487, 834

[36] Bradt, H.V., Rothschild, R.E. & Swank, J.H., *X-ray timing explorer mission*, 1993, A&AS, 97, 355

[37] Rodriguez, J., Hannikainen, D.C., Shaw, S.E. et al., *2 YEARS of INTEGRAL Monitoring of GRS 1915+105. I. Multiwavelength Coverage with INTEGRAL, RXTE, and the Ryle Radio Telescope*, 2008, ApJ, 675, 1436

[38] Titarchuk, L., & Seifina, E., *Discovery of photon index saturetion in the black hole binary GRS 1915+105*, 2009, ApJ, 706, 1463

[39] Swank, J.H., *The Rossi X-Ray Timing Explorer*, 1999, Nucl. Phys. B - Proc. Suppl., 69, 12, 569, 362

[40] Pooley G., & Fender R., *The variable radio emission from GRS 1915+105*, 1997, MNRAS 292, 925

[41] Laor, A., *Line profiles from a disk around a rotating black hole*, 1991, ApJ, 376, 90

[42] Trudolyubov, S., Churazov, E., & Gilfanov, M., *The X-ray source GRS 1915+105: The low-luminosity state and transitions between the states during 1996-1997 (RXTE observations)*, 1999, Astron. Lett., 25, 718

[43] Trudolyubov, S. P., *On the Two Types of Steady Hard X-Ray States of GRS 1915+105*, 2001, ApJ, 558, 276

[44] Muno, M. P., Morgan, E. H., & Remillard, R. A., *Quasi-periodic Oscillations and Spectral States in GRS 1915+105*, 1999, ApJ, 527, 321

[45] Reig, P., Belloni, T., van der Klis, M., & Mendez, M., *Phase Lag Variability Associated with the 0.5-10 HZ Quasi-Periodic Oscillations in GRS 1915+105*, 2000, ApJ, 541, 883

[46] Kotani, T., Ebisawa, K., Dotani, T. et al., *ASCA Observations of the Absorption Line Features from the Superluminal Jet Source GRS 1915+105*, 2000, ApJ, 539, 413

[47] Martocchia, A., Matt, G., Karas, V., Belloni, T., & Feroci, M., *Evidence for a relativistic iron line in GRS 1915+105*, 2002, A&A, 387,215

[48] Miller, J. M., & Homan, J., *Evidence for a Link between Fe K_α Emission-Line Strength and Quasi-periodic Oscillation Phase in a Black Hole*, 2005, ApJ, 618, 107

[49] Titarchuk, L., Shaposhnikov, N. & Arefiev, V., *Power Spectra of Black Holes and Neutron Stars as a Probe of Hydrodynamic Structure of the Source: Diffusion Theory and Its Application to Cygnus X–1 and Cygnus X-2 X-Ray Observations*, 2007, ApJ, 660, 556

[50] Titarchuk, L. & Shaposhnikov, N., *On the Nature of the Variability Power Decay Toward Soft Spectral States in X-Ray Binaries: Case Study in Cygnus X–1*, 2008, ApJ, 678, 1230

[51] Belloni, T., Klein-Wolt1, M., Mendez, M., van der Klis, M., & van Paradijs, *A model-independent analysis of the variability of GRS 1915+105*, 2000, A&A, 355, 271

[52] Belloni, T., Homan, J., Casella, P., van der Klis, M., Nespoli, E., Lewin, W. H. G., Miller, J. M., & Méndez, M., *The evolution of the timing properties of the black-hole transient GX 339–4 during its 2002/2003 outburst*, 2005, A&A,440, 207

[53] Klein-Wolt, M., & van der Klis, M., *Identification of Black Hole Power Spectral Components across All Canonical States* 2008, ApJ, 675, 1407

[54] Neilsen, J., & Lee, J. C., *Accretion disk winds as the jet suppression mechanism in the microquasar GRS 1915+105*, 2009, Nature, 458, 481

[55] Shaposhnikov, N., & Titarchuk, L., *Comprehensive Analysis of RXTE Data from Cygnus X–1: Spectral Index-Quasi-Periodic Oscillation Frequency-Luminosity Correlations*, 2006, ApJ, 643, 1098

[56] Montanari, E., Titarchuk, L. & Frontera, F., *BeppoSAX Observations of the Power and Energy Spectral Evolution in the Black Hole Candidate XTE J1650–500*, 2009, ApJ, 692, 1597

[57] Coppi, P. K., *The Physics of Hybrid Thermal/Non-Thermal Plasmas*, 1999, in ASP Conf. Ser. 161, High Energy Processes in Accreting Black Holes, ed. J. Poutanen & R. Svensson (San Francisco, CA: ASP), 375

[58] Chakrabarti, S.K. & Titarchuk, L., *Spectral Properties of Accretion Disks around Galactic and Extragalactic Black Holes*, 1995, ApJ, 455, 623

[59] Laurent, P. & Titarchuk, L., *The Converging Inflow Spectrum Is an Intrinsic Signature for a Black Hole: Monte Carlo Simulations of Comptonization on Free-falling Electrons*, 1999, ApJ, 511, 289

[60] Bradshaw, C. F., Titarchuk, L. & Kuznetsov, S.I., *Correlations between X-Ray Spectral Characteristics and Quasi-Periodic Oscillations in Scorpius X–1*, 2007, ApJ, 663, 1225

[61] Rybicki, G. B., & Lightman, A. P., *Radiative processes in astrophysics*, 1979, New York, Wiley-Interscience, 393

[62] Basko, M. M., Sunyaev, & Titarchuk, L. G., *Reflection and reprocessing of X-ray source radiation by the atmosphere of the normal star in a binary system*, 1974, A&A, 31, 249

[63] Magdziarz, P., & Zdziarski, A. A., *Angle-dependent Compton reflection of X-rays and gamma-rays*, 1995, MNRAS, 273, 837

[64] Laurent, P. & Titarchuk, L., *Effects of Downscattering on the Continuum and Line Spectra in a Powerful Wind Environment: Monte Carlo Simulations, Analytical Results, and Data Analysis*, 2007, ApJ, 656, 1056

[65] Laming, J.M. & Titarchuk, L., *Outflows near an Accreting Black Hole: Ionization and Temperature Structures*, 2004, ApJ, 615, L121

[66] Różanska, A., & Madej, J., *Models of the iron K_α fluorescent line and the Compton Shoulder in irradiated accretion disc spectra*, 2008, MNRAS, 386, 1872

[67] Titarchuk, L., *Comptonization Processes in Galactic and Extragalactic High Energy Sources* 2002, in Meeting Abstract 4th COSPAR Scientific Assembly, The Second World Space Congress

[68] Grove, J. E., et al., *Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates*, 1998, ApJ, 500, 899

[69] Titarchuk, L. & Shaposhnikov, N., *How to Distinguish Neutron Star and Black Hole X-Ray Binaries? Spectral Index and Quasi-Periodic Oscillation Frequency Correlation*, 2005, ApJ, 626, 298

[70] Shaposhnikov, N., Titarchuk, L., & Laurent, P., *Discovery of Red-skewed K_α Iron Line in Cyg X-2 with Suzaku*, 2009, ApJ, 699, 1223

[71] Titarchuk, L., Bradshaw, C. F., & Wood, K. S., *B-Field Determination from Magnetoacoustic Oscillations in Kilohertz Quasi-periodic Oscillation Neutron Star Binaries: Theory and Observations*, 2001, ApJ, 560, L55

[72] Lightman, A. P., & Eardley, D. M., *Black Holes in Binary Systems: Instability of Disk Accretion*, 1974, ApJ, 187, L1

[73] Lightman, A. P., *Time-dependent accretion disks around compact objects. II. Numerical models and instability of inner region*, 1974, ApJ, 194, 429

[74] Orosz, J. A. 2003, *A Massive Star Odyssey: From Main Sequence to Supernova*, 212, 365

[75] Titarchuk, L., & Osherovich, V., *Correlations between Kilohertz Quasi-periodic Oscillations and Low-Frequency Features Attributed to Radial Oscillations and Diffusive Propagation in the Viscous Boundary Layer around a Neutron Star*, 1999, ApJ, 518, L95

[76] Steiner J. F., Narayan R., McClintock J. E., Ebisawa K., *A Simple Comptonization Model*, 2009, PASP, 121, 1279

[77] Stiele, H., Belloni, T.M., Kalemci, E. & Motta, S., *Relations between X-ray timing features and spectral parameters of Galactic black hole X-ray binaries*, 2013, Motta, S. 2013, MNRAS, 429, 2655

[78] Mitsuda, K. et al., *Energy spectra of low-mass binary X-ray sources observed from TENMA*, 1984, PASJ, 36, 741

[79] Strohmayer, T.E., & Mushotzky, R.F., *Evidence for an Intermediate-mass Black Hole in NGC 5408 X–1*, 2009, ApJ, 703, 1386

[80] Jones, C., Forman, W., & Tananbaum, H., *UHURU and Ariel V observations of 3U 1630–47 - A recurrent transient X-ray source*, 1976, ApJ, 210, L9

[81] Priedhorsky, W., *Recurrent Population II X-ray transients - Similarities to SU UMa cataclysmic variables*, 1986, A&SS, 126, 89

[82] Tanaka, Y., & Lewin, W. H. G., *Black hole binaries*, 1995, in X-ray Binaries, eds. W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel, Cambridge: Cambridge University Press, p. 126

[83] Parmar, A. N., Angelini, L., White, N. E., *Periodic Outbursts from the Ultrasoft X-Ray Transient 4U 1630–47*, 1995, ApJ, 452, L129

[84] Parmar, A.N., Williams, O.R., Kuulkers, E., Angelini, L., White, N.E., *Archival observations of the ultra-soft X-ray transient 4U 1630–47*, 1997, A&A, 319, 855

[85] Kuulkers, E., Wijnands, R., Belloni, T., Mèndez, M., van der Klis, M. & van Paradijs, J., *Absorption Dips in the Light Curves of GRO J1655-40 and 4U 1630–47 during Outburst*, 1998a, ApJ, 494, 753

[86] Kuulkers E., Parmar A. N., Kitamoto S., Cominsky L. R., Sood R. K., *Complex outburst behaviour from the black hole candidate 4U1630–47*, 1997, MNRAS, 291, 81

[87] Oosterbroek, T., Parmar, A. N., Kuulkers, E., Belloni, T., van der Klis, M., Frontera, F., & Santangelo, A., *The 1998 outburst of the X-ray transient 4U 1630–47 observed with it BeppoSAX*, 1998, A&A, 340, 431

[88] Cui, W., Ebisawa, K., Dotani, T., Kubota, A., *Simultaneous ASCA and RXTE Observations of Cygnus X–1 During Its 1996 State Transition*, 1998, ApJ, 493, L75

[89] Miller, J. M., Fabian, A. C., & Miller, M. C., *A Comparison of Intermediate-Mass Black Hole Candidate Ultraluminous X-Ray Sources and Stellar-Mass Black Holes*, 2004, ApJ, 614, L117

[90] Kubota, A. et al., *Suzaku Discovery of Iron Absorption Lines in Outburst Spectra of the X-Ray Transient 4U 1630–472*, 2007, PASJ, 59, 185

[91] Parmar, A. N., Stella, L., & White, N. E., *The evolution of the 1984 outburst of the transient X-ray source 4U 1630 - 47*, 1986, ApJ, 304, 664

[92] Klein-Wolt, M., & van der Klis, M., *Identification of Black Hole Power Spectral Components across All Canonical States*, 2008, ApJ, 675, 1407

[93] Tanaka, Y., Shibazaki, N., *X-ray Novae*, 1996, ARA&A, 34, 607

[94] Sunyaev, R. A. et al., *Observations of X-ray novae in Vela (1993), Ophiuchus (1993), and Perseus (1992) using the instruments of the Mir-Kvant module*, 1994, Astron. Lett., 20, 777

[95] Chen, W., Shrader, C. R., Livio, M., *The Properties of X-Ray and Optical Light Curves of X-Ray Novae*, 1997, ApJ, 491, 312

[96] Grindlay, J., Miller, G.F. & Tang, S., *Evidence for Enhanced Formation Rate of Black Hole LMXBs in the Galaxy from Historical Outbursts from DASCH*, 2014, AAS meeting 223, 406.06

[97] Kuulkers, E., *A 0620 - 00 revisited: a black-hole transient case-study*, 1998, NewA Rev., 42, 1

[98] Tomsick, J.A. Corbel, S., Goldwurm, A. & Kaaret, Ph., *X-Ray Observations of the Black Hole Transient 4U 1630–47 during 2 Years of X-Ray Activity*, 2005, ApJ, 630, 413

[99] Marshall, H. L., Canizares, C. R., Schulz, N. S., *????*, 2002, ApJ 564, 941

[100] Cui, W., Chen, W. & Zhang, S., *Evidence for Doppler-shifted Iron Emission Lines in Black Hole Candidate 4U 1630–47*, 2000, ApJ, 529, 952

[101] Farinelli, R., Titarchuk, L., Paizis, A. & Frontera, F.*A New Comptonization Model for Weakly Magnetized, Accreting Neutron Stars in Low-Mass X-Ray Binaries* 2008, ApJ, 680, 602

[102] Dieters, S. W. et al., *The Timing Evolution of 4U 1630–47 during Its 1998 Outburst*, 2000, ApJ, 538, 307

[103] Homan, J., & Wijnands, R., *Rossi X-ray Timing Explorer observations of the black-hole candidate 4U 1630–47 during its 2002 outburst*, 2002, Astron. Telegram, 109

[104] Marshall, F.E., *U 1630–47*, 1996, IAU Circ., 6389

[105] Levine, A.H., Bradt, H., Chakrabarty, D. et al., *X-Ray Sources*, 1996, IAU Circ., 6390

[106] Tomsick, J.A. & Kaaret, Ph., *X-Ray Spectral and Timing Evolution during the Decay of the 1998 Outburst from the Recurrent X-Ray Transient 4U 1630–47*, 2000, ApJ, 537, 448

[107] Trudolyubov, S.P., Borozdin, K.N & Priedhorsky, W.C., *RXTE observations of 4U 1630–47 during the peak of its 1998 outburst*, 2001, Mon. Not. R. Astron. Soc. 322, 309

[108] Kerr, F. J., Bowers, P. F., Kerr, M., & Jackson, P. D., *Fully sampled neutral hydrogen survey of the southern Milky Way*, 1986, A&AS, 66, 373

[109] Callanan, P.J., McCarthy, J.F. and Garcia, M.R., *A search for the IR counterpart of the black hole candidate 4U 1630–47*, 2000, Astron. Astrophys. 355, 1049

[110] Augusteijn, T., Kuulkers, E. & van Kerkwijk, M. H., *The IR counterpart of the black-hole candidate 4U 1630–47*, 2001, A&A, 375, 447

[111] Hjellming, R.M., Rupen, M.P., Mioduszewski, A.J., et al., *Radio and X-Ray Observations of the 1998 Outburst of the Recurrent X-Ray Transient 4U 1630–47*, 1999, ApJ, 514, 383

[112] [2005 povtor]Casella, P., Belloni, T. & Stella, L., *The ABC of low-frequency quasi-periodic oscillations in black hole candidates: analogies with Z sources*, 2005, ApJ, 629, 403

[113] Wijnands, R., Homan, J., & van der Klis, M., *The Complex Phase-Lag Behavior of the 3-12 HZ Quasi-Periodic Oscillations during the Very High State of XTE J1550–564*, 1999, ApJ, 526, L33

[114] Titarchuk, L., & Shaposhnikov, N., *Implication of the Observed Spectral Cutoff Energy Evolution in XTE J1550–564*, 2010, ApJ, 724, 1147

[115] Remillard, R. A., Sobczak, G. J., Muno, M. P., & McClintock, J. E., *Characterizing the Quasi-periodic Oscillation Behavior of the X-Ray Nova XTE J1550–564*, 2002b, ApJ, 564, 962

[116] Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., Belloni, T., van Paradijs, J., Klein-Wolt, M., Fender, R., & Mendez, M., *Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550–564: A New Interpretation of Black Hole States*, 2001, ApJS, 132, 377

[117] Homan, J. & Belloni, T., *The Evolution of Black Hole States*, 2005, Astrophysics and Space Science, 300, 107

[118] Soleri, P., Belloni, T. & Casella, P., *A transient low-frequency quasi-periodic oscillation from the black hole binary GRS 1915+105* , 2008, MNRAS, 383, 1089

[119] Casella, P., Belloni, T. & Stella, L., *The ABC of low-frequency quasi-periodic oscillations in black hole candidates: analogies with Z sources*, 2005, ApJ, 629, 403

[120] Boella, G. et al., *The medium-energy concentrator spectrometer on board the BeppoSAX X-ray astronomy satellite*, 1997, A&AS, 122, 327

[121] Frontera, F. et al., *PDS experiment on board the BeppoSAX satellite: design and in-flight performance results*, 1997, SPIE, 3114, 206

[122] Basko, M. M., Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G., *Reflection and reprocessing of X-ray source radiation by the atmosphere of the normal star in a binary system*, 1974, A&A, 31, 249

[123] Koljonen, K. I. I., McCollough, M. L., Hannikainen, D. C., Droulans, R., *2006 May-July major radio flare episodes in Cygnus X-3: spectrotiming analysis of the X-ray data*, 2013, MNRAS, 429, 1173

[124] Mineo, T., Massaro, E., D'Ai, A. et al., *The complex behaviour of the microquasar GRS 1915+105 in the ? class observed with BeppoSAX. II. Time-resolved spectral analysis*, 2012, A&A, 537, 18

[125] Tomsick, J. A., Lapshov, I., & Kaaret, P., *An X-Ray Dip in the X-Ray Transient 4U 1630–47*, 1998, ApJ, 494, 747

[126] Dìaz Trigo, M., Miller-Jones, J. C. A., Migliari, S., Broderick, J. W. & Tzioumis, T., *Baryons in the relativistic jets of the stellar-mass black-hole candidate 4U1630–47*, 2013, Nature, published online on 13/11/13; doi:10.1038/nature12672 (astro-ph/arXiv1311.5080)

[127] Ponti, G., Fender, R. P., Begelman, M. C., Dunn, R. J. H., Neilsen, J. & Coriat, M., *Ubiquitous equatorial accretion disc winds in black hole soft states*, 2012, MNRAS, 422L, 11

[128] Dieters, S. W., Belloni, T., Kuulkers, E., et al., *The Timing Evolution of 4U 1630–47 during Its 1998 Outburst*, 2000, ApJ, 538, 307

[129] Seifina, E. & Titarchuk, L., *On the Constancy of the Photon Index of X-Ray Spectra of 4U 1728–34 through All Spectral States*, 2011, ApJ, 737, 128

[130] Seifina, E. & Titarchuk, L., *GX 3+1: The Stability of Spectral Index as a Function of Mass Accretion Rate*, 2012, ApJ, 747, 99

[131] Seifina, E., Titarchuk, L. & Frontera, F., *Stability of the Photon Indices in Z-source GX 340+0 for Spectral States*, 2013, ApJ, 766,

[132] Belloni, T., Mendez, M., van der Klis, M., Lewin, W. H. G., Dieters, S., *A State Transition of GX 339–4 Observed with the Rossi X-Ray Timing Explorer*, 1999, ApJ, 519, L159

[133] Fender, R.P., *Jets from X-ray binaries*, 2006, Jets from X-ray binaries. In Compact stellar X-ray sources, Eds. W. Lewin & M. van der Klis, Cambridge Astrophysics Series No. 39 Cambridge University Press, p. 381-419

[134] Corbel, S. et al., *Formation of the compact jets in the black hole GX 339–4*, 2013, MNRAS, 431, L107

[135] Landau, L.D. & Lifshitz, E. M., 1976, Mechanics, Third Edition; Volume 1 (*Course of Theoretical Physics*), Elsevier Butterworth-Heinemann

[136] Laurent, P., & Titarchuk, L., *Spectral Index as a Function of Mass Accretion Rate in Black Hole Sources: Monte Carlo Simulations and an Analytical Description*, 2011, ApJ, 727, 34L

[137] Orosz, J. A. et al., *Dynamical Evidence for a Black Hole in the Microquasar XTE J1550–564*, 2002, ApJ, 568, 845

[138] Grove, J. E., Johnson, W. N., Kroeger, R. A., McNaron-Brown, K., Skibo, J. G., & Phlips, B. F., *Gamma-Ray Spectral States of Galactic Black Hole Candidates*, 1998, ApJ, 500, 899

[139] Motta, S., Belloni, T., & Homan, J., *The evolution of the high-energy cut-off in the X-ray spectrum of GX 339–4 across a hard-to-soft transition*, 2009, MNRAS, 400, 1603

[140] Muñoz-Darias, T., Coriat, M., Plant, D. S., Ponti, G., Fender, G. R. P. and Dunn, R. J. H., *Inclination and relativistic effects in the outburst evolution of black hole transients*, 2013, MNRAS, 432, 1330

[141] Greene, J., Bailyn, C. D., & Orosz, J. A., *Optical and Infrared Photometry of the Microquasar GRO J1655-40 in Quiescence*, 2001, ApJ, 554, 2, 1290

[142] Hjellming, R.M., & Rupen, M.P., *Episodic ejection of relativistic jets by the X-ray transient GRO J1655 - 40*, 1995, Nature, 375, 464

[143] Boirin, L., Parmar, A. N., Barret, D., Paltani, S., Grindlay, J. E., *Discovery of X-ray absorption features from the dipping low-mass X-ray binary XB 1916-053 with XMM-Newton*, 2004, A&A, 418, 1061

[144] Miller, J. M., Raymond, J., Fabian, A. et al., *The magnetic nature of disk accretion onto black holes*, 2006, Nature, 441, 953

[145] Ueda, Y., Inoue, H., Tanaka, Y., Ebisawa, K., Nagase, F., Kotani, T., & Gehrels, N., *Detection of Absorption-Line Features in the X-Ray Spectra of the Galactic Superluminal Source GRO J1655-40*, 1998, ApJ, 492, 782

[146] Yamaoka, K., Ueda, Y., Inoue, H., et al., *ASCA Observation of the Superluminal Jet Source GRO J1655-40 in the 1997 Outburst*, 2001, PASJ, 53, 179

[147] Ueda, Y.; Murakami, H.; Yamaoka, K.; Dotani, T.; Ebisawa, K., *Chandra High-Resolution Spectroscopy of the Absorption-Line Features in the Low-Mass X-Ray Binary GX 13+1*, 2004, ApJ, 609, 325

[148] Sidoli, L.; Parmar, A. N.; Oosterbroek, T.; Lumb, D., *Discovery of complex narrow X-ray absorption features from the low-mass X-ray binary GX 13+1 with XMM-Newton*, 2002, Astronomy and Astrophysics, 385, 940

[149] Revnivtsev, M., Chernyakova, M., Westergaard, N. J., Shoenfelder, V., Gehrels, N., & Winkler, C., *Igr J17464-3213*, 2003, Astron. Telegram, 132

[150] Corbel, S., Kaaret, P., Fender, R. P., Tzioumis, A. K., Tomsick, J. A., & Orosz, J. A., *Discovery of X-Ray Jets in the Microquasar H1743–322*, 2005, ApJ, 632, 504

[151] McClintock, J. E., Remillard, R. A., Rupen, M. P., Torres, M. A. P., Steeghs, D., Levine, A. M., & Orosz, J. A., *The 2003 Outburst of the X-Ray Transient H1743–322: Comparisons with the Black Hole Microquasar XTE J1550–564*, 2009, ApJ, 698, 1398

[152] Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., Cui, W., Levine, A. M., Morgan, E. H., Orosz, J. A., & Bailyn, C. D., *Complete RXTE Spectral Observations of the Black Hole X-ray Nova XTE J1550–564*, 2000, ApJ, 544, 993

[153] Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., & Bailyn, C. D., *RXTE Spectral Observations of the 1996-1997 Outburst of the Microquasar GRO J1655-40*, 1999, ApJ, 520, 776

[154] Fender, R.P., Belloni, T. M. & E. Gallo, E., *Towards a unified model for black hole X-ray binary jets*, 2004, MNRAS, 355, 1105

[155] McClintock, J., & Remillard, R., *Black hole binaries*, 2006, in Compact Stellar X-Ray Sources, ed. W. H. G. Lewin & M. van der Klis (Cambridge: Cambridge Univ. Press), preprint (astro-ph/0306213)

[156] Trudolyubov, S., Churazov, E., Gilfanov, M., *The 1 – 12 Hz QPOs and dips in GRS 1915+105: tracers of Keplerian and viscous time scales?*, 1999, A&A, 351, L15

[157] Trudolyubov S. P., Gilfanov, M. R., Churazov, E. M., et al., *SIGMA/GRANAT observations of the X-ray transient KS/GRS 1730-312 in Scorpius*, 1996, Astron. Lett., 22, 664

[158] Ebisawa, K. et al., *Spectral evolution of the bright X-ray nova GS 1124-68 (Nova MUSCAE 1991) observed with GINGA*, 1994, PASJ, 46, 375

[159] Shappee, B. & Stanek, K. Z. *A New Cepheid Distance to the Giant Spiral M101 Based on Image Subtraction of Hubble Space Telescope/Advanced Camera for Surveys Observations*, 2011, ApJ, 733, 124

[160] Pence, W. D., Snowden, S. L., Mukai, K., & Kuntz, K. D., *Chandra X-Ray Sources in M101*, 2001, ApJ, 561, 189

[161] Titarchuk, L. et al. *X-Ray Spectral Formation in a Converging Fluid Flow: Spherical Accretion into Black Holes*, 1997, ApJ, 487, 834

[162] Mukai, K., Pence, W. D., Snowden, S. L., Kuntz, K. D., *Chandra Observation of Luminous and Ultraluminous X-Ray Binaries in M101*, 2003, ApJ, 582, 184

[163] Di Stefano, R., & Kong, A. K. H., *Luminous Supersoft X-Ray Sources in External Galaxies*, 2003, ApJ, 592, 884

[164] Kong, A. K. H., Di Stefano, R. & Yuan, F. *Evidence of an intermediate-mass black hole: Chandra and XMM-Newton observations of the ultraluminous supersoft X-ray source in M101 during its 2004 outburst*, 2004, ApJ, 617, L49

[165] Liu, J. F., Bregman, J. N., Seitzer, P., Irwin, J. A. , *Optical studies of Ultra-luminous X-ray sources*, AAS Meeting 205, #104.03; Bulletin of the American Astronomical Society, Vol. 36, p.1515

[166] Roberts, T. P. et al., *(No) dynamical constraints on the mass of the black hole in two ULXs*, 2011 Astron. Nachr. 332, 398

[167] Liu J. F., Orosz, J. & Bregman, J. N., *Dynamical mass constraints on the ultraluminous X-ray source NGC 1313 X-2*, 2012, ApJ, 745, 89

[168] Kong, A. K. H. & Di Stefano, R., *An Unusual Spectral State of an Ultraluminous Very Soft X-Ray Source during Outburst*, 2005, ApJ, 632, L107

[169] Liu, J. F. *Multi-epoch multi-wavelength study of an ultraluminous X-ray source in M101: the nature of the secondary*, 2009, ApJ, 704, 1628

[170] Kelson, D. D., et al., *The Extragalactic Distance Scale Key Project. III. The Discovery of Cepheids and a New Distance to M101 Using the Hubble Space Telescope*, 1996, ApJ, 463, 26

[171] Freedman, W. L., et al., *Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant*, 2001, ApJ, 553, 47

[172] Evans, P.A . et al., *An online repository of Swift/XRT light curves of γ-ray bursts*, 2007, A&A, 469, 379

[173] Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al., *Methods and results of an automatic analysis of a complete sample of Swift-XRT observations of GRBs*, 2009, MNRAS, 397, 1177

[174] Park, T., Kashyap, V.L., Siemiginowska, A. et al., *Bayesian Estimation of Hardness Ratios: Modeling and Computations*, 2006, ApJ, 652, 610

[175] Burke, M. J., Ralph P. Kraft, R. P., Soria, R. et al., *The Fading of Two Transient Ultraluminous X-Ray Sources to below the Stellar Mass Eddington Limit*, 2013, ApJ, 775, 21

[176] Jin, Y. K., Zhang, S. N. & Wu, J. F., *Hardness Ratio Estimation in Low Counting X-Ray Photometry*, 2006, ApJ, 653, 1566

[177] Homan, J., Wijnands, R., van der Klis, M., et al., *Correlated X-Ray Spectral and Timing Behavior of the Black Hole Candidate XTE J1550–564: A New Interpretation of Black Hole States*, 2001, ApJS, 132, 377

[178] Belloni, T., Parolin, I., Del Santo, M., et al., *INTEGRAL/RXTE high-energy observation of a state transition of GX 339–4*, 2006, MNRAS, 367, 1113

[179] Shrader, Ch. R., Titarchuk, L. & Shaposhnikov, N., *New Evidence for a Black Hole in the Compact Binary Cygnus X-3*, 2010, ApJ, 718, 488

[180] Muñoz-Darias, T., Fender, R. P., Motta, S. E., & Belloni, T. M., *Black hole-like hysteresis and accretion states in neutron star low-mass X-ray binaries*, 2014, MNRAS, 443, 3270

[181] Laurent, P., & Titarchuk, L., *The Converging Inflow Spectrum Is an Intrinsic Signature for a Black Hole: Monte Carlo Simulations of Comptonization on Free-falling Electrons*, 1999, ApJ, 511, 289 (LT99)

[182] Seifina, E. & Titarchuk, L. & Shaposhnikov, N., *X-Ray Spectral and Timing Behavior of Scorpius X–1. Spectral Hardening during the Flaring Branch*, 2014, ApJ, 789, 57

[183] Sobolewska, M. A. & Papadakis, I.E., *The long-term X-ray spectral variability of AGN*, 2009, MNRAS, 399, 1997

[184] Seifina, E. & Titarchuk, L., *On the Nature of the Compact Object in SS 433: Observational Evidence of X-ray Photon Index Saturation*, 2010, ApJ, 722, 586

[185] Giacche, S., Gili, R. & Titarchuk, L., *Analysis of X-ray spectral variability and black hole mass determination of the NLS1 galaxy Mrk 766*, 2014, A&A, 562, A44

[186] Miller, J. M., Fabbiano, G., Miller, M. C., & Fabian, A. C., *X-Ray Spectroscopic Evidence for Intermediate-Mass Black Holes: Cool Accretion Disks in Two Ultraluminous X-Ray Sources*, 2003, ApJ, 585, L37

[187] Miller, J. M., Fabian, A. C., & Miller, M. C., *A Comparison of Intermediate-Mass Black Hole Candidate Ultraluminous X-Ray Sources and Stellar-Mass Black Holes*, 2004, ApJ, 614, L117

[188] Wang, Q. D., Yao, Y., Fukui, W., Zhang, S. N., & Williams, R., *XMM-Newton Spectra of Intermediate-Mass Black Hole Candidates: Application of a Monte Carlo Simulated Model*, 2004, ApJ, 609, 113

[189] Hillier, D. & Miller, D. L., *The Treatment of Non-LTE Line Blanketing in Spherically Expanding Outflows*, 1998, ApJ, 496, 407

[190] Schaerer, D. & Maeder, A., , 1992, A&A, 263, 129

[191] Crowther, P. A., *Physical Properties of Wolf-Rayet Stars*, 2007, ARA&A, 45, 177

[192] Kuntz, K. D. et al., *The Optical Counterpart of M101 ULX–1*, 2005, ApJ, 620, L31

[193] Liu, J. F. , *Multi-epoch multi-wavelength study of an ultraluminous X-ray source in M101: the nature of the secondary*, 2009, ApJ, 704, 1628

[194] Mezcua, M., Farrell, S. A., Gladstone, J. C., Lobanov, A. P., *Milliarcsec-scale radio emission of ultraluminous X-ray sources: steady jet emission from an intermediate-mass black hole?*, 2013, MNRAS, 436, 1546

[195] McClintock, J. E., Remillard, R. A., Rupen, M. P., Torres, M. A. P., Steeghs, D., Levine, A. M., & Orosz, J. A., *The 2003 Outburst of the X-Ray Transient H1743–322: Comparisons with the Black Hole Microquasar XTE J1550–564*, 2009, ApJ, 698, 1398

[196] Roberts, T. P., Levan, A. J. & Goad, M. R., *New Hubble Space Telescope imaging of the counterparts to six ultraluminous X-ray sources*, MNRAS, 2008, 387, 73

[197] Sa̧nchez-Fernàndez, C., et al., *Optical observations of the black hole candidate XTE J1550–564 during the September/October 1998 outburst*, 1999, A&A, 348, L9

[198] Shaposhnikov, N., & Titarchuk, L., *On the Nature of the Flux Variability during an Expansion Stage of a Type I X-Ray Burst: Constraints on Neutron Star Parameters for 4U 1820–30*, 2004, ApJ, 606, L57

[199] Sobczak, G. J., McClintock, J. E., Remillard, R. A., & Bailyn, C. D., *RXTE Spectral Observations of the 1996-1997 Outburst of the Microquasar GRO J1655-40*, 1999, ApJ, 520, 776

[200] Titarchuk, L., *On the specta of X-ray bursters: Expansion and contraction stages*, 1994, ApJ, 429, 340

[201] Titarchuk, L., & Lyubarskij, Y., *Power-Law Spectra as a Result of Comptonization of the Soft Radiation in a Plasma Cloud*, 1995, ApJ, 450, 876

[202] Afonso, J., Georgakakis, A., Almeida, C. et al., *The Phoenix Deep Survey: Spectroscopic Catalog*, 2005, ApJ, 624, 135

[203] Farrell, S. A., Webb, N. A., Barret, D., Godet, O., & Rodrigues, J. M., *An intermediate-mass black hole of over 500 solar masses in the galaxy ESO243-49*, 2009, Nature, 460, 73

[204] Godet, O., Barret, D., Webb, N. A., Farrell, S. A., & Gehrels, N., *First Evidence for Spectral State Transitions in the ESO 243–49 Hyperluminous X-Ray Source HLX–1*, 2009, ApJ, 705, L109

[205] Godet, O., Webb, N., Barret, D., Farrell, S., Gerhels, N., & Servillat, M., *The Swift-XRT catches a possible rebrightening of the best intermediate mass black hole candidate, ESO 243–49 HLX–1*, 2012, ATel, 4327, 1

[206] Servillat, M., Farrell, S. A., Lin, D., Godet, O., Barret, D. & Webb, N. A., *X-Ray Variability and Hardness of ESO 243–49 HLX–1: Clear Evidence for Spectral State Transitions*, 2011, ApJ, 743, 6

[207] Lasota, J.-P., Alexander, T., Dubus, G., et al., *The Origin of Variability of the Intermediate-mass Black-hole ULX System HLX–1 in ESO 243–49*, 2011, ApJ, 735, 89

[208] Davis, Sh. W., Narayan, R., Zhu Y., et al., *The Cool Accretion Disk in ESO 243–49 HLX–1: Further Evidence of an Intermediate-mass Black Hole*, 2011, ApJ, 734, 111

[209] Farrell, S. A., Servillat, M., Pforr, J., et al., *A Young Massive Stellar Population around the Intermediate-mass Black Hole ESO 243–49 HLX–1*, 2012, ApJ, 747, L13

[210] Wiersema, K., Farrell, S. A., Webb, N. A. et al., *A Redshift for the Intermediate-mass Black Hole Candidate HLX–1: Confirmation of its Association with the Galaxy ESO 243–49*, 2010, ApJ, 721, L102

[211] Webb, N., Cseh, D., Lenc, E. et al., *Radio Detections During Two State Transitions of the Intermediate-Mass Black Hole HLX–1*, 2012, Science, 337, 554

[212] Yan, Z., Wenda, Z., Soria, R. et al., *X-Ray Outbursts of ESO 243–49 HLX–1: Comparison with Galactic Low-mass X-Ray Binary Transients*, 2015, ApJ, 811, 23

[213] Soria, R., *Eccentricity of HLX–1*, 2013, MNRAS, 428, 1944

[214] Soria, R., Hau, G. K. T. & Pakull, M. W., *An Evolving Compact Jet in the Black Hole X-Ray Binary MAXI J1836-194*, 2013, ApJ, 768, L22

[215] King, A., & Lasota, J.-P., *HLX–1 may be an SS433 system*, 2014, MNRAS, 444, L30

[216] Lasota, J.-P., King, A. R., & Dubus, G., *X-ray Transients: Hyper- or Hypo-Luminous?*, 2015, ApJ, 801, L4

[217] Malumuth, E. M., Kriss, G. A., Dixon, W. V. D., Ferguson, H. C. & Ritchie, C., *Dynamics of clusters of galaxies with central dominant galaxies. I - Galaxy redshifts*, 1992, AJ, 104, 495

[218] Soria, R., Zampieri, L., Zane, S. et al., *Discovery of an optical counterpart to the hyperluminous X-ray source in ESO 243–49*, 2010, MNRAS, 405, 870

[219] Soria, R., Hakala, P. J., Hau, G. K. T., Gladstone, J. C. & Kong, A. K. H., *Optical counterpart of HLX–1 during the 2010 outburst*, 2012, MNRAS, 420, 3599

[220] Cseh, D., Webb, N. A., Godet, O. et al., *On the radio properties of the intermediate-mass black hole candidate ESO 243–49 HLX–1*, 2015, MNRAS, 446, 3268

[221] King, A. R., *The evolution of black hole mass and spin in active galactic nuclei*, 2008, MNRAS, 385, L113

[222] Farrell, S. A., Servillat, M., Oates, S. R., et al., *Further Observations of the Intermediate Mass Black Hole Candidate ESO 243–49 HLX–1*, 2010, X-ray Astronomy 2009; Present Status, Multi-Wavelength Approach and Future Perspectives, 1248, 93

[223] Papadakis, I. E. et al., *A correlation between the spectral and timing properties of AGN*, 2009, A&A, 494, 905

[224] Freeland, M., Kuncic, Z., Soria, R., Bicknell, G. V., *Radio and X-ray properties of relativistic beaming models for ultraluminous X-ray sources*, 2006, MNRAS, 372, 630

[225] Sobolewska M. A. & Papadakis, I.E., *The long-term X-ray spectral variability of AGN*, 2009, MNRAS, 399, 1997

[226] Giacche, S., Gilli, R., Titarchuk, L., *Analysis of X-ray spectral variability and black hole mass determination of the NLS1 galaxy Mrk 766*, A&A, 2014, 562, 44

[227] Titarchuk, L. & Seifina, E., *Scaling of the photon index vs. mass accretion rate correlation and estimate of black hole mass in M101 ULX–1*, 2016, A&A, 585, 94

[228] Farrell, S. A., Servillat, M., Gladstone, J. C., et al., *Combined analysis of Hubble and VLT photometry of the intermediate mass black hole ESO 243–49 HLX–1*, 2014, MNRAS, 437, 1208

[229] Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al., *Methods and results of an automatic analysis of a complete sample of Swift-XRT observations of GRBs*, 2009, MNRAS, 397, 1177

[230] Borozdin, K., Revnivtsev, M., Trudolyubov, S., Shrader, C. & Titarchuk, L., *Do the Spectra of Soft X-Ray Transients Reveal Bulk-Motion Inflow Phenomenon?*, 1999, ApJ, 517, 367

[231] Burrows, D., Hill, J. E., Nousek, J. A. et al., *The Swift X-Ray Telescope*, 2005, Sp.Sc.Rev., 120, 165

[232] Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P. et al., *The Swift Gamma-Ray Burst Mission*, 2004, ApJ, 611, 1005

[233] Evans, P.A. et al., *An online repository of Swift/XRT light curves of γ-ray bursts*, 2007, A&A, 469, 379

[234] Harrison, F. A. et al., *NuSTAR Discovery of a 3.76 s Transient Magnetar Near Sagittarius A**, 2013, ApJ, 770, 103

[235] Kubota, A., Makishima, K., *The Three Spectral Regimes Found in the Stellar Black Hole XTE J1550–564 in Its High/Soft State*, 2004, ApJ, 601, 428

[236] Middleton, M.J., Heil L., Pintore, F., Walton, D.J., Roberts, T.P., *A spectral-timing model for ULXs in the supercritical regime*, 2015, MNRAS, 447, 3243

[237] Middleton M.J., Walton D.J., Roberts T.P., Heil L., *Broad absorption features in wind-dominated ultraluminous X-ray sources?*, 2014, MNRAS, 438, L51

[238] Mukherjee, E.S., et al., *A Hard X-Ray Study of the Ultraluminous X-Ray Source NGC 5204 X–1 with NuSTAR and XMM-Newton*, 2015, ApJ, 808, 64

[239] Miller, J.M., Walton D.J., King, A.L., Reynolds, M.T., Fabian, A.C., Miller, M.C., Reis, R.C., *Revisiting Putative Cool Accretion Disks in Ultraluminous X-Ray Sources*, 2013, ApJ, 776, L36

[240] Miller J.M., Fabian A.C., Miller M.C., *A Comparison of Intermediate-Mass Black Hole Candidate Ultraluminous X-Ray Sources and Stellar-Mass Black Holes*, 2004, ApJ, 614, L117

[241] Miller, J. M., Fabbiano, G., Miller, M. C., & Fabian, A. C., *X-Ray Spectroscopic Evidence for Intermediate-Mass Black Holes: Cool Accretion Disks in Two Ultraluminous X-Ray Sources*, 2003, ApJ, 585, L37

[242] Mizuno, T., Kubota, A., Makishima, K., *Spectral Variability of Ultraluminous Compact X-Ray Sources in Nearby Spiral Galaxies*, 2001, ApJ, 554, 1282

[243] Poutanen, J., Lipunova, G., Fabrika, S., ButкэBich, A.G., Abolmasov, P., *Supercritically accreting stellar mass black holes as ultraluminous X-ray sources*, 2007, MNRAS, 377, 1187

[244] Rana, V.; Harrison, F. A.; Bachetti, M. et al., *The Broadband XMM-Newton and NuSTAR X-Ray Spectra of Two Ultraluminous X-Ray Sources in the Galaxy IC 342*, 2015, ApJ, 799, 121

[245] Sa̧nchez-Fernàndez, C. et al., *Optical observations of the black hole candidate XTE J1550–564 during the September/October 1998 outburst*, 1999, A&A, 348, L9

[246] Seifina, E., Titarchuk, L., Shraider, Ch. & Shaposhnikov, N., *BeppoSAX and RXTE Spectral Study of the Low-mass X-Ray Binary 4U 1705–44: Spectral Hardening during the Banana Branch*, 2015, ApJ, 808, 142

[247] Soria, R. & Kong, A., *Revisiting the ultraluminous supersoft source in M 101: an optically thick outflow model*, 2016, NMRAS, 456, 1837

[248] Schaerer, D. & Maeder, A., *Basic relations between physical parameters of Wolf-Rayet stars*, 1992, A&A, 263, 129

[249] Walton, D. J.; Harrison, F. A.; Bachetti, M. et al., *The Complex Accretion Geometry of GX 339–4 as Seen by NuSTAR and Swift*, 2015, ApJ, 799, 122

[250] Walton D.J., et al., *NuSTAR, XMM-Newton, and Suzaku Observations of the Ultraluminous X-Ray Source Holmberg II X–1*, 2015, ApJ, 806, 65

[251] Wang, Q. D., Yao, Y., Fukui, W., Zhang, S. N. & Williams, R., *XMM-Newton Spectra of Intermediate-Mass Black Hole Candidates: Application of a Monte Carlo Simulated Model*, 2004, ApJ, 609, 113

[252] Watarai, K., Mizuno, T., Mineshige, S., *Slim-Disk Model for Ultraluminous X-Ray Sources*, 2001, ApJ, 549, L77

[253] Webb, N. A., Barret, D., Godet, O. et al., *Chandra and Swift Follow-up Observations of the Intermediate-mass Black Hole in ESO 243–49*, 2010, ApJ, 712, L107

[254] Webb, N., Cseh, D., Lenc, E. et al., *Radio Detections During Two State Transitions of the Intermediate-Mass Black Hole HLX–1*, 2012, Science, 337, 554

[255] Farinelli, R. & Titarchuk, L., *On the stability of the thermal Comptonization index in neutron star low-mass X-ray binaries in their different spectral states*, 2011, A&A, 525, 102

[256] Di Salvo, T., Iaria, R., Burderi, L., Robba, N.R., *The Broadband Spectrum of MXB 1728–34 Observed by BeppoSAX*, 2000, ApJ, 542, 1034

[257] Forman, W., Tananbaum, H., & Jones, C., *UHURU observations of the galactic plane in 1970, 1971, and 1972*, 1976, ApJ, 206, L29

[258] Lewin, W. H. G., Clark, G., & Doty, J., *X-Ray Bursts*, 1976, IAU Circ., 2922

[259] van Paradijs, J., *Average properties of X-ray burst sources*, 1978, Nature, 274, 650

[260] Hoffman, J. A., Lewin, W. H. G., Doty, J., Hearn, D. R., Clark, G. W., Jernigan, G., & Li, F. K., *Discovery of X-ray bursts from MXB 1728–34*, 1976, ApJ, 210, L13

[261] Basinska, E. M., Lewin, W. H. G., Sztajno, M. & Cominsky, L.R., *X-ray observations of the burst source MXB 1728 - 34*, 1984, ApJ, 281, 337

[262] Egron, E., Di Salvo, T., Burderi, L., Papitto, A., Barragan, L., Dauser, T., Wilms, J., D'Ai, A., Riggio, A., Iaria, R. & Robba, N. R., *X-ray spectroscopy of MXB 1728–34 with XMM-Newton*, 2011, A&A, 530, A99

[263] Marti, J., Mirabel, I. F., Rodriguez, L. F., & Chaty, S., *The radio counterparts of GX 354-0 and Terzan 1*, 1998, A&A, 332, L45

[264] Kong, A. K. H., Charles, P. A., & Kuulkers, E., *Long-term X-ray variability in GX 354-0*, 1998, New Astronomy, 3, 301

[265] Strohmayer, T. et al., *Quasi-periodic X-Ray Brightness Oscillations of GRO J1744-28*, 1996, ApJ, 469, L9

[266] Franco, L., *The Effect of the Mass Accretion Rate on the Burst Oscillations in 4U 1728–34*, 2001, ApJ, 554, 340

[267] Piraino, S., Santangelo, A. & Kaaret, P., *Detection of a broad iron emission line and sub-millisecond quasiperiodic oscillations from the type I X-ray burster 4U 1728–34 in a high state*, 2000, A&A, 360, L35

[268] Ford, E., & van der Klis, M., *Strong Correlation between Noise Features at Low Frequency and the KilohertzQuasi-Periodic Oscillations in the X-Ray Binary 4U 1728–34*, 1998, ApJ, 506, L39

[269] Ng, C. et al., *A systematic analysis of the broad iron K? line in neutron-star LMXBs with XMM-Newton*, 2010, A&A, 522, A96

[270] Garcia, M.R., McClintock, J.E., Narayan, R., Callanan, P., Barret, D., Murray, S., *New Evidence for Black Hole Event Horizons from Chandra*, 2001, ApJ, 553, 47

[271] Di Salvo, T., Mendez, M., van der Klis, M., Ford, E. & Robba, N.R., *Study of the Temporal Behavior of 4U 1728–34 as a Function of Its Position in the Color-Color Diagram*, 2001, ApJ, 546, 1107

[272] Mendez, M., van der Klis, M., & Ford, E., *The Amplitude of the Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in 4U 1728–34, 4U 1608-52, and Aquila X–1, as a Function of X-Ray Intensity*, 2001, ApJ, 561, 1016

[273] Migliari, S., van der Klis, M., & Fender, R. P., *Evidence of a decrease of kHz quasi-periodic oscillation peak separation towards low frequencies in 4U 1728–34 (GX 354-0)*, 2003, MNRAS, 345, L35

[274] Jonker, P. G., Mendez, M., van der Klis, M., *Discovery of a New, Third Kilohertz Quasi-periodic Oscillation in 4U 1608-52, 4U 1728–34, and 4U 1636-53: Sidebands to the Lower Kilohertz Quasi-periodic Oscillation?*, 2000, ApJ, 540, L29

[275] Titarchuk, L., *Generalized Comptonization models and application to the recent high-energy observations*, 1994, ApJ, 434, 570

[276] Oda, M., Gorenstein, P., Gursky, H., et al., *X-Ray Pulsations from Cygnus X–1 Observed from UHURU*, 1971, ApJ, 166, L1

[277] Tennant, A. F., Fabian, A. C. & Shafer R. A., *The discovery of X-ray bursts from CIR X–1*, 1986, MNRAS, 219, 871

[278] D'Ai, A. R. Iaria, R., Di Salvo, T. et al., *The iron K-shell features of MXB 1728–34 from a simultaneous Chandra-RXTE observation*, 2006, A&A, 448, 817

[279] Galloway, D. K. et al., *Thermonuclear (Type I) X-Ray Bursts Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer*, 2008, ApJS, 179, 360

[280] Sunyaev, R. A. & Titarchuk L. G., *X ray burster spectra in the state of the persistent flux level. Two temperature models of the neutron star atmosphere*, 1989, in Proc. of 23rd ESLAB Symposium on two topics in X-ray Astronomy, J. Hunt & B. Batrick, Eds. (ESA SP-296), p. 627

[281] Reynolds, M. T. & Miller, J. M., *An Anomalous Quiescent Stellar Mass Black Hole*, 2011, ApJ, 734, 17

[282] Ebisawa, K., Titarchuk, L. & Chakrabarti, S. K., *On the Spectral Slopes of Hard X-Ray Emission from Black Hole Candidates*, 1996, PASJ, 48, 59

[283] Di Salvo, T., Iaria, R., Robba, N.R. & Burderi, L., *High Resolution and Broad Band Spectra of Low Mass X-ray Binaries: a Comparison between Black Holes and Neutron Stars*, 2006, Chin. J. Astron. Astrophys., 6, 183

[284] Hasinger, G., van der Klis, M., *Optical identification of ROSAT X-ray sources*, 1989, Astron. Astrophys., , 225 79

[285] Zel'dovich, Ya. B. & Shakura N. I., *X-Ray Emission Accompanying the Accretion of Gas by a Neutron Star*, 1969, Sov. Astr. 13, 175

[286] Bisnovatyi, G. S., Khlopov, M.Yu., Chechetkin, V.M. & Eramzhyan, R. A., *Gamma-Ray Emission during Gas Accretion onto a Neutron Star*,1980, Sov. Astr., 24, 716

[287] Hua, X-M & Titarchuk, L., *Comptonization Models and Spectroscopy of X-Ray and Gamma-Ray Sources: A Combined Study by Monte Carlo and Analytical Methods*, 1995, ApJ, 449, 188

[288] Kaminker, A. D., Pavlov, G. G., Shibanov, Y. A., Kurt, V. G., Smirnov, A. S., Shamolin, V. M., Kopaeva, I. F., & Sheffer, E. K., *Spectral evolution of a burst from MXB 1728–34 and constraints on burster parameters*, 1989, A&A, 220, 11

[289] Soria, R., Zampieri, L., Zane, S. & Wu, K., , 2011, MNRAS, 410, 1886

[290] Farrell, S. A., Servillat, M., Gladstone, J. C., et al., *X-ray study of HLX1: intermediate-mass black hole or foreground neutron star?*, 2014, MNRAS, 437, 1208

[291] Webb, N., Cseh, D., Lenc, E. et al., *Radio Detections During Two State Transitions of the Intermediate-Mass Black Hole HLX–1*, 2012, Science, 337, 554

[292] van der Klis, M., *Comparing Black Hole and Neutron Star Variability*, 2005, Ap&SS, 300, 149

[293] Paizis, A., Farinelli, R., Titarchuk, L., et al., *Average hard X-ray emission from NS LMXBs: observational evidence of different spectral states in NS LMXBs*, 2006, A&A, 459, 187

[294] Stella, L., White, N. E., & Taylor, B. G., *The spectral and temporal variability of GX 13+1*, 1985, in Recent Results on Cataclysmic Variables, 125

[295] Lewin, W. H. G., van Paradijs, J., Hasinger, G., et al., *Quasi-periodic oscillations in the X-ray flux of GX3+1 (4U 1744-26)*, 1987, MNRAS, 226, 383

[296] Schulz, N. S., Hasinger, G. & Trumper, J., *Spectral classification of low-mass X-ray binary (LMXB) energy spectra with color-color diagrams*, 1989, A&A, 225, 48

[297] Homan, J., van der Klis, M., Wijnands, R., Vaughan, B., & Kuulkers, E., *Discovery of a 57-69 HZ Quasi-periodic Oscillation in GX 13+1*, 1998, ApJ, 499, L41

[298] Muno, M. P., Remillard, R. A., & Chakrabarty, D., *How Do Z and atoll X-Ray Binaries Differ?*, 2002, ApJ, 568, L35

[299] Schnerr, R. S., Reerink, T., van der Klis, M., et al., *Peculiar spectral and power spectral behaviour of the LMXB GX 13+1*, 2003, A&A, 406, 221

[300] Christian, D. J. & Swank, J. H., *The Survey of Low-Mass X-Ray Binaries with the Einstein Observatory Solid-State Spectrometer and Monitor Proportional Counter*, 1997, ApJS, 109, 177

[301] Ford, E. C., van der Klis, M., Mendez, M., et al., *Simultaneous Measurements of X-Ray Luminosity and Kilohertz Quasi-Periodic Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries*, 2000, ApJ, 537, 368

[302] Wijnands, R., van der Klis, M., & van Paradijs, J., *Non-Detection of kHz QPOs in GX 9+1 and GX 9+9*, 1998, in IAU Symp. 188: The Hot Universe, 370

[303] Strohmayer, T., *RXTE observations of GX 3+1*, 1998, in American Institute of Physics Conference Series, 397 (astro-ph/9802022v1)

[304] Oosterbroek, T., Barret, D., Gianazzi, M. & Ford, E.C., , 2001, A&A, 366, 138

[305] van der Klis, M., *Millisecond Oscillations in X-ray Binaries*, 2000, ARA&A, 38, 717

[306] Bowyer, S., Byram, E. T., Chubb, T. A., Friedman, H., *Cosmic X-ray Sources*, 1965, Science, 147, Issue 3656, 394

[307] Asai, K., et al., *GINGA observations of GX 3+1: Long-term variabilities, branches, and X-ray bursts*, 1993, PASPJ, 45, 801

[308] Kuulkers, E & van der Klis, M., *The first radius-expansion X-ray burst from GX 3+1*, 2000, A&A, 356, L45

[309] den Hartog, P. R., et al., *Burst-properties as a function of mass accretion rate in GX 3+1*, 2003, A&A, 400, 663

[310] Makishima, K. et al., , 1983, ApJ, 267, 310

[311] Naylor, T., Charles, P.A. & Longmore, A.J., *Infrared observations of low-mass X-ray binaries. I - Candidates for bright bulge sources*, 1991, MNRAS, 252, 203

[312] Hansen, C.J. & van Horn, H. M., *Steady-state nuclear fusion in accreting neutron-star envelopes*, 1975, ApJ, 195, 735

[313] Woosley, S. E. & Taam, R. E., *Gamma-ray bursts from thermonuclear explosions on neutron stars*, 1976, Nature, 263, 101

[314] Pavlinsky, M. N., Grebenev, S. A. & Sunyaev, R. A., *X-ray images of the Galactic Center obtained with ART-P/GRANAT: Discovery of new sources, variability of persistent sources, and localization of X-ray bursters*, 1994, ApJ, 425, 110

[315] Molkov, S. V., Grebenev, S. A., Pavlinskij, M. N. & Sunyaev, R. A., *Granatiart-P Observations of GX3+1: Type I X-Ray Burst and Persistent Emission* , 1999, Proc. of the 3rd INTEGRAL Workshop "The Extreme Universe", ApLc, 38, 141

[316] Kuulkers, E., *A superburst from GX 3+1*, 2002, A&A, 383, L5

[317] Chenevez, J. et al., *Two-phase X-ray burst from GX 3+1 observed by INTEGRAL*, 2006, A&A, 449, L5

[318] Cumming, A. & Bildsten, L., *Carbon Flashes in the Heavy-Element Ocean on Accreting Neutron Stars*, 2001, ApJ, 559, L127

[319] Galloway, D.K. et al., *Thermonuclear (Type I) X-Ray Bursts Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer*, 2008, ApJS, 179, 360

[320] Strohmayer, T. E. & Brown, F. B., *A Remarkable 3 Hour Thermonuclear Burst from 4U 1820–30*, 2002, ApJ, 566, 1045

[321] Strohmayer, T., *RXTE observations of GX 3+1*, 1998, in American Institute of Physics Conference Series, 397 (astro-ph/9802022v1)

[322] Titarchuk, L. & Shaposhnikov, N., *Implication of the Observed Spectral Cutoff Energy Evolution in XTE J1550–564*, 2010, ApJ, 724, 1147

[323] Wijnands, R. & van der Klis, M., *The Broadband Power Spectra of X-Ray Binaries*, 1999, ApJ 514, 939

[324] Wijnands, R., van der Klis, M., & Rijkhorst, E. J., *Discovery of an 7 HZ Quasi-periodic Oscillation in the Low-Luminosity Low-Mass X-ray Binary 4U 1820–30*, 1999, ApJL, 512, L39

[325] Grindlay, J., Gursky, H., Schnopper, H., Parsignault, D. R., Heise, J., Brinkman, A. C., & Schrijver, J., *Discovery of intense X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624*, 1976, ApJ, 205, L127

[326] Kuulkers, E., den Hartog, P. R., in't Zand, J. J. M., Verbunt, F. W. M., Harris, W. E., & Cocchi, M., *Photospheric radius expansion X-ray bursts as standard candles*, 2003, A&A, 399, 663

[327] Vacca, W. D., Lewin, W. H. G. & Paradijs, J., *Edddington luminosities and photospheric radius expansion during X-ray bursts from 4U/MXB 1820–30*, 1986, MNRAS, 220, 339

[328] Rappaport, S., Nelson, L. A., Ma, C. P., & Joss, P. C., *The evolutionary status of 4U 1820–30*, 1987, ApJ, 322, 842

[329] Stella, L., White, N. E., & Priedhorsky, W., *The discovery of 15-30 hertz quasi-periodic oscillations in the X-ray flux of 4U 1820–30*, 1987, ApJ, 315, L49

[330] Priedhorsky, W. & Terrell, J., *Discovery of a 176 day period in 4U 1820–30*, 1984, ApJ, 284, L17

[331] Simon, V., *Long-term X-ray activity of the ultra-compact binary 4U 1820–30*, 2003 , A&A, 405, 199

[332] Chou, Y. & Grindlay, J. E., *Binary and Long-Term (Triple?) Modulations of 4U 1820–30 in NGC 6624*, 2001, ApJ, 563, 934

[333] Zdziarski, A. A., Wen, L., & Gierlinski, M., *The superorbital variability and triple nature of the X-ray source 4U 1820–303*, 2007, MNRAS, 377, 1006

[334] Smale, A. P., Zhang, W., & White, N. E., *Discovery of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations from 4U 1820–303 with Rossi X-Ray Timing Explorer*, 1997, ApJ, 483, L119

[335] Clark, G.W., Li, F.K., Canizares, C., Haykava, S., Jernigan, G., Lewin, W.H.G., *Further observations of recurrent X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624*, 1977, MNRAS, 179, 651

[336] Cornelisse, R., et al., *Six years of BeppoSAX Wide Field Cameras observations of nine galactic type I X-ray bursters*, 2003, A&A, 405, 1033

[337] Zhang, W., Smale, A. P., Strohmayer, T. E., & Swank, J. H., *Correlation between Energy Spectral States and Fast Time Variability and Further Evidence for the Marginally Stable Orbit in 4U 1820–30*, 1998, ApJ, 500, L171

[338] Strohmayer, T. & Bildsten, L., *New views of thermonuclear bursts*, 2006, in Compact Stellar X-Ray Sources, Cambridge Astrophys. Ser. 39, eds. W.H.G. Lewin and M. van der Klis (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 113

[339] Strohmayer, T. E. & Brown, E. F., *A Remarkable 3 Hour Thermonuclear Burst from 4U 1820–30*, 2002, ApJ, 566, 1045

[340] Lin, D., Remillard, R., & Homan, J., *Evaluating Spectral Models and the X-Ray States of Neutron Star X-Ray Transients*, 2007, Apj, 667, 1073

[341] White, N. E., Peacock, A., Hasinger, G. et al., *A study of the continuum and iron K line emission from low-mass X-ray binaries*, 1986, MNRAS 218, 129

[342] Bloser, P. F., Grindlay, J. E., Kaaret, P. et al., *RXTE Studies of Long-Term X-Ray Spectral Variations in 4U 1820–30*, 2000, ApJ, 542, 1000

[343] Hirano, T., Hayakawa, S., Nagase, F., Masai, K., & Mitsuda, K., *Iron emission line from low-mass x-ray binaries*, 1987, PASJ, 39, 619

[344] Parsignault, D. R., & Grindlay, J. E., *Intensity and spectral variability of strong galactic X-ray sources observed by ANS*, 1978, ApJ, 225, 970

[345] Smale, A. P., Dotani, T., Mitsuda, K., & Zylstra, G., *ASCA Spectroscopy of the Globular Cluster X-ray Binary X1820–303*, 1994, BAAS, 26, 872

[346] Piraino, S., Santangelo, A., Ford, E. C., & Kaaret, P., *BeppoSAX observations of the atoll X-ray binary 4U 0614+091*, 1999, A&A, 349, L77

[347] Kaaret, P., Piraino, S., Bloser, P. F., Ford, E. C., Grindlay, J. E., Santangelo, A., Smale, A. P., & Zhang, W., *Strong-Field Gravity and X-Ray Observations of 4U 1820–30*, 1999, ApJ, 520, L37

[348] Bloser, P. F., et al., *BATSE observations of two X-ray bursters: 4U 1820–30 and 4U 1915-05*, 1996, A&AS, 120, 275

[349] Tarana, A., Bazzano, A., Ubertini, P. and Zdziarski, A. A., *INTEGRAL Spectral Variability Study of the atoll 4U 1820–30: First Detection of Hard X-Ray Emission*, 2007, ApJ, 654, 494

[350] Wen, L., Levine, A. M., Corbet, R. H. D., & Bradt, H. V., *A Systematic Search for Periodicities in RXTE ASM Data*, 2006, ApJS, 163, 372

[351] Migliari, S., Fender, R.P., Rupen, M. et al., *Radio detections of the neutron star X-ray binaries 4U 1820 - 30 and Ser X–1 in soft X-ray states*, 2004, MNRAS, 351, 186

[352] Krimm, H. A. et al., *Swift and RXTE observe an extended low state of 4U 1820–30*, 2009, ATel N 2071

[353] van Straaten, S., van der Klis, M., & Mendez, M., *The atoll Source States of 4U 1608–52*, 2003, ApJ, 596, 1155

[354] McConnell, M. L., et al., *The Soft Gamma-Ray Spectral Variability of Cygnus X–1*, 2002, ApJ, 572, 984

[355] Wardzi'nski, G., Zdziarski, A. A., Gierli'nski, M., Grove, J.E., Jahoda, K., & Neil Johnson, W., *X-ray and γ-ray spectra and variability of the black hole candidate GX 339–4*, 2002, MNRAS, 337, 829

[356] Farinelli, R., Frontera, F., Zdziarski, A. A., Stella, L., Zhang, S. N., van der Klis, M., Masetti, N., & Amati L., *The transient hard X-ray tail of GX 17+2: New BeppoSAX results*, 2005, A&A, 434, 25

[357] D'Amico, F., Heindl, W. A., Rothschild, R. E., & Gruber, D. E., *High-Energy X-Ray Timing Experiment Detections of Hard X-Ray Tails in Scorpius X–1*, 2001, ApJL, 547, L147

[358] Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Nagase, F., Kamado, Y., Kuulkers, E., & Breedon, L. M., *Spectral variations along the branches in GX 5-1*, 1994, PASJ, 46, 479

[359] Arons, J., & King, I. R., *A reprocessing model for the ultraviolet and visible counterpart of the NGC 6624 X-ray burster*, 1993, ApJL, 413, L121

[360] Kuśmierek, K., Madej, J. & Kuulker, E., *Mass and radius estimation for the neutron star in the X-ray burster 4U 1820–30*, 2011, MNRAS, 415, 344

[361] Titarchuk, L., Seifina, E., & Frontera, F., *Spectral State Evolution of 4U 1820–30: The Stability of the Spectral Index of the Comptonization Tail*, 2013, ApJ, 767, 160

[362] Costantini, E. et al., *XMM-Newton observation of 4U 1820–30. Broad band spectrum and the contribution of the cold interstellar medium*, 2012, A&A, 539, 32

[363] Christian, D. J., & Swank, J. H., *The Survey of Low-Mass X-Ray Binaries with the Einstein Observatory Solid-State Spectrometer and Monitor Proportional Counter*, 1997, ApJS, 109, 177

[364] Ebisawa, K., et al., *Spectral evolution of the bright X-ray nova GS 1124-68 (Nova MUSCAE 1991) observed with GINGA*, 1994, PASJ, 46, 375

[365] Egron, E., Di Salvo, T., Burderi, L., et al., *X-ray spectroscopy of MXB 1728–34 with XMM-Newton*, 2011, A&A, 530, A99

[366] Ford, E. C., van der Klis, M., Mendez, M., et al., *Simultaneous Measurements of X-Ray Luminosity and Kilohertz Quasi-Periodic Oscillations in Low-Mass X-Ray Binaries*, 2000, ApJ, 537, 368

[367] Geldzahler, B. J., *Absence of pulsar ghost remnants*, 1983, ApJ, 264, L49

[368] Gierli'nski, M., Zdziarski, A. A., Poutanen, J., Coppi, P. S., Ebisawa, K., & Johnson, W. N., *Radiation mechanisms and geometry of Cygnus X–1 in the soft state*, 1999, MNRAS, 309, 496

[369] Grindlay, J.E. & Seaquist, E.R., *Radio observations of galactic bulge and globular cluster X-ray sources*, 1986, ApJ, 310, 172

[370] Hirano, T. Haykawa, S., Nagase, F. Masai, K. & Mitsuda, K., *Iron emission line from low-mass x-ray binaries*, 1987, PASJ, 39, 619

[371] Lewin, W.H.G., van Paradijs, J., & Taam, R.E., *X-Ray Bursts*, 1993, Space Sci. Rev., 62, 223

[372] Marti, J., Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., & Chaty, S., *The radio counterparts of GX 354-0 and Terzan 1*, 1998, A&A, 332, L45

[373] Morrison, R. & McCammon, D., *Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 кэВ*, 1983, ApJ 270, 119

[374] Oosterbroek, T., Barret, D., Gianazzi, M., & Ford, E. C., *Simultaneous BeppoSAX and RXTE observations of the X-ray burst sources GX 3+1 and Ser X–1*, 2001, A&A, 366, 138

[375] Rich, R. M., Minniti, S., & Liebert, J., *Far-ultraviolet radiation from disk globular clusters*, 1993, ApJ, 406, 489

[376] Sidoli, L., Parmar, A. N., Oosterbroek, T., Stella, L., Verbunt, F., Masetti, N., & Dal Fiume, D., *BeppoSAX study of the broad-band properties of luminous globular cluster X-ray sources*, 2001, A&A, 368, 451

[377] Margon B. et al., *Evidence for a highly compact X-ray source*, 1971, ApJL, 169, L45

[378] Schulz, N. S., Wijers, R. A. M. J., *Compton modelling of spectral variations observed in Z-sources*, 1993, A&A, 273, 123

[379] van der Klis, M., *A search for quasi-periodic oscillations in 4U/MXB 1735-44*, 1989, ARA&A 27, 51

[380] Hasinger, G., van der Klis M., Ebisawa K., Dotani T., Mitsuda K., *Multifrequency observations of Cygnus X–2 – X-ray observations with GINGA*, 1990, A&A 235, 131

[381] Bisnovatyi, G. S., Khlopov, M.Yu., Chechetkin, V.M. & Eramzhyan, R. A., *Gamma-Ray Emission during Gas Accretion onto a Neutron Star*, 1980, Sov. Astr., 24, 716

[382] Shirey, R. E., Bradt, H. V. & Levine, A. M., *The Complete "Z" Track of Circinus X-1*, 1999, ApJ, 517, 472

[383] Corbet, R. H. D., Smale, A. P., Charles, P. A., Lewin, W. H. G., Menzies, J. W., Naylor, T., Penninx, W., Sztajno, M., Thorstensen, J. R., Trümper, J., van Paradijs, J., *Connections between X-ray and optical variability in the low mass X-ray binary 1735-444*, 1989, MNRAS 239, 533

[384] Friedman, H., Byram E. T., and Chubb, T. A., *Distribution and Variability of Cosmic X-Ray Sources*, 1967, Science, 156, 374

[385] Rappaport, S., Zaumen, W., Doxsey, R., Mayer, W., *GX 349+2 and GX 340+0: Locations and X-Ray Pulsation Limits*, 1971, ApJ, 169, L93

[386] Ponman, T., *A survey of the bright galactic bulge X-ray sources*, 1982, MNRAS, 201, 769

[387] van Paradijs, J., Hasinger, G., Lewin, W. H. G., et al., *Quasi-periodic oscillations in the bright Galactic bulge X-ray source GX 340+0*, 1988, MNRAS, 231, 379

[388] Oosterbroek, T., Lewin, W. H. G., van Paradijs, M., van der Klis M., Pennix, W. & Dotani, T., *Simultaneous radio and X-ray observations of GX 340+0*, 1994, A&A, 281, 803

[389] Lavagetto, G., et al., *A BeppoSAX study of the Galactic Z-source GX 340+0*, 2004, Nuclear Physics B Proc. Supplements, 132, 616

[390] Ueda, Y., Mitsuda, K., Murakami, H., & Matsushita, K., *Study of the Galactic Interstellar Medium from High-Resolution X-Ray Spectroscopy: X-Ray Absorption Fine Structure and Abundances of O, Mg, Si, S, and Fe*, 2005, ApJ, 620, 274

[391] D'Ai, A., Iaria, R., Di Salvo, T., Matt, G. and Robba, N. R., *Disk Reflection Signatures in the Spectrum of the Bright Z-Source GX 340+0*, 2009 ApJ, 693, L1

[392] Dieters, S., van der Klis, M., *The timing properties of Sco X–1 along its Z track with EXOSAT*, 2000, MNRAS, 311, 201

[393] Ford, E.C., van der Klis, M., *Strong Correlation between Noise Features at Low Frequency and the KilohertzQuasi-Periodic Oscillations in the X-Ray Binary 4U 1728–34*, 1998, ApJ, 506, L39

[394] Ford, E. C., van der Klis, M., Kaaret, P., *Discovery of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in the atoll X-Ray Binary 4U 1705-44*, 1998, ApJ, 498, 41

[395] Fortner, B., Lamb, F. K., Miller, G. S., *Origin of 'normal-branch' quasiperiodic oscillations in low-mass X-ray binary systems*, 1989, Nature, 342, 775

[396] Homan, J., van der Klis, M., Wijnands, R., Vaughan, B., & Kuulkers, E., *Discovery of a 57-69 HZ Quasi-periodic Oscillation in GX 13+1*, 1998, ApJ, 499, 41

[397] Kuulkers, E., van der Klis, M., Oosterbroek, T., Asai, K., Dotani, T., van Paradijs, J. & Lewin, W. H. G., *Spectral and correlated timing behaviour of GX 5-1*, 1994, A&A, 289, 795

[398] Méndez, M., van der Klis, M., Ford, E. C., Wijnands, R., & van Paradijs, J., *Dependence of the Frequency of the Kilohertz Quasi-periodic Oscillationson X-Ray Count Rate and Colors in 4U 1608-52*, 1999, ApJ, 511, L49

[399] Middleditch, J., Priedhorsky, W. C., *Discovery of rapid quasi-periodic oscillations in Scorpius X–1*, 1986, ApJ 306, 230

[400] Titarchuk, L., *Generalized Comptonization models and application to the recent high-energy observations*, 1994, ApJ, 434, 570

[401] Titarchuk, L., Kuznetsov, S.I. & Shaposhnikov, N., *Correlations between X-Ray Spectral and Timing Characteristics in Cygnus X-2*, 2007, ApJ, 667, 404

[402] van der Klis, M., Wijnands, R.A.D., Horne, K., & Chen, W., *Kilohertz Quasi-Periodic Oscillation Peak Separation Is Not Constant in Scorpius X–1*, 1997, ApJ, 481, L97

[403] van der Klis, M., Swank, J. H., Zang, W., Jahoda, K, Morgan, E. H., Lewin, W H. G., Vaughan, B., & van Paradijs, J., *Discovery of 800 HZ Quasi-Periodic Oscillations in 4U 1608-52*, 1996, ApJ, 469, L1

[404] van der Klis, M., *A comparison of the power spectra of Z and atoll sources, pulsars and black hole candidates*, 1994, A&A, 283, 46

[405] van der Klis, M., *Similarities in neutron star and black hole accretion*, 1994, ApJs, 92, 511

[406] van der Klis M., Jansen F., Van Paradijs J., Lewin W. H. G., Sztjano M., Tr'umper J., *Correlation between spectral state and quasi-periodic oscillation parameters in GX 5-1*, 1987, ApJ, 313, L19

[407] Rothschild, R.E. et al., *A high sensitivity determination of the hard X-ray spectrum of SCO X–1*, 1980, Nature, 286, 786

[408] Bradshaw, C. F., Fomalont, E. B., & Geldzahler, B. J., *High-Resolution Parallax Measurements of Scorpius X–1*, 1999, ApJ, 512, L121

[409] Steeghs, D., & Casares, J., *The Mass Donor of Scorpius X–1 Revealed*, 2002, ApJ, 568, 273

[410] van der Klis, M., Jansen, F., Van Paradijs, J., Lewin, W. H. G., Sztjano, M., Trùmper, J., *Correlation between spectral state and quasi-periodic oscillation parameters in GX 5-1*, 1987a, ApJ, 313, L19

[411] van der Klis M., Stella L., White N., Jansen F., & Parmar A.N., *Intensity and source state dependence of the quasi-periodic oscillations in Scorpius X–1*, 1987b, ApJ, 316, 411

[412] Middleditch, J., & Priedhorsky, W.C., *Discovery of rapid quasi-periodic oscillations in Scorpius X–1*, 1986 ApJ, 306, 230

[413] Priedhorsky, W., Hasinger, G., Lewin, W.H.G., Middleditch, J., Parmar, A., Stella, L., & White, N., *Bimodal quasi-oscillatory and spectral behavior in Scorpius X–1*, 1986, Astrophys. J., 306, L91

[414] Hertz, P., Vaughan, B., Wood, K.S., Norris, J.P., Mitsuda, K., Michelson, P.F., & Dotani, T., *X-ray variability of Scorpius X–1 during a multiwavelength campaign*, 1992 Astrophys. J., 396, 201

[415] Dieters, S., & van der Klis, M., *The timing properties of Sco X–1 along its Z track with EXOSAT*, 2000, MNRAS, 311, 201

[416] van der Klis, M. et al., *Discovery of Submillisecond Quasi-periodic Oscillations in the X-Ray Flux of Scorpius X–1*, 1996, ApJs, 469, L1

[417] Casella, P., Belloni, T., and Stella, L., *A continuous flaring- to normal-branch transition in Scorpius X–1*, 2006, A&A, 446, 579

[418] Zhang, C. M., Yin, H. X., Zhao, Y. H., Zhang, F., & Song, L. M., *The correlations between the twin kHz quasi-periodic oscillation frequencies of low-mass X-ray binaries*, 2006, MNRAS, 366, 1373

[419] D'Amico, F., Heindl, W. A., Rothschild, R. E., & Gruber, D. E., *High-Energy X-Ray Timing Experiment Detections of Hard X-Ray Tails in Scorpius X–1*, 2001, ApJ, 547, L147

[420] Bradshaw, C. F., Geldzahler, B. J., & Fomalont, E. B., *The X-Ray Spectral Changes of Scorpius X–1*, 2003, ApJ, 592, 486

[421] Barnard, R., Church, M. J., & Bałucińska-Church, M., *Physical changes during Z-track movement in Sco X–1 on the flaring branch*, 2003, A&A, 405, 237

[422] Church, M. J., & Bałucińska-Church, M., *Results of a LMXB survey: Variation in the height of the neutron star blackbody emission region*, 2001, A&A, 369, 915

[423] Revnivtsev, M., & Gilfanov, M., *Boundary layer emission and Z-track in the color-color diagram of luminous LMXBs*, 2006, A&A, 453, 253

[424] Gilfanov, M. & Revnivtsev, M., *Boundary layer emission in luminous LMXBs*, 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 812

[425] Barret, D., *The broad band x-ray/hard x-ray spectra of accreting neutron stars*, 2001, Adv. Space Res., 28, 307

[426] Church, M. J., Gibiec, A. & Bałucińska-Church, M., *The nature of the island and banana states in atoll sources and a unified model for low-mass X-ray binaries*, 2014, MNRAS, 438, 2784

[427] Zhang, W., Jahoda, K., Swank, J. H., Morgan, E. H., & Giles, A. B., *Dead-Time Modifications to Fast Fourier Transform Power Spectra*, 1995, ApJ, 449, 930

[428] Homan, J., van der Klis, M., Fridriksson, J. K., *XTE J1701-462 and Its Implications for the Nature of Subclasses in Low-magnetic-field Neutron Star Low-mass X-ray Binaries*, 2010, ApJ, 719, 201

[429] Belloni, T., Parolin, I., & Casella, P., *A transient high-coherence oscillation in 4U 1820–30*, 2004, A&A, 423, 969

[430] Church, M. J., Gibiec, A., Bałucińska-Church, M. & Jackson, N. K., *Spectral investigations of the nature of the Scorpius X–1 like sources*, 2012 A&A, 546, 35

[431] Church, M. J., Halai, G. S., & Bałucińska-Church, M., *An explanation of the Z-track sources*, 2006, A&A, 460, 233

[432] Christian, D. J., & Swank, J. H., *The Survey of Low-Mass X-Ray Binaries with the Einstein Observatory Solid-State Spectrometer and Monitor Proportional Counter*, 1997, ApJS, 109, 177

[433] Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, R., *Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System*, 1962, Phys. Rev. Lett., 9, 439

[434] Gilfanov, M., Revnivtsev, M., Molkov, S., *Boundary layer, accretion disk and X-ray variability in the luminous LMXBs*, 2003, A&A 410, 217

[435] Jonker, P. G., Wijnands R., van der Klis, M., Psaltis, D., Kuulkers, E. & Lamb, F.K., *Discovery of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations in the Z Source GX 340+0*, 1998, ApJ, 499, L191

[436] Lin, D., Homan, J., Remillard, R., & Wijnands, R., *Radius expansion bursts from the neutron star transient XTE J1701-462; a new distance estimate*, 2007, Astron. Tel., 1183

[437] Lin, D., Remillard, R. A., Homan, J., 2009, ApJ, 696, 1257

[438] Iaria, R., et al., *???*, 2006, Chin. J. Astron. Astrophys., Suppl. 1, 6, 257

[439] Penninx, W., Lewin, W.H.G., Tan, J., Mitsuda, K., van der Klis, M., & van Paradijs, J. *Quasi-periodic oscillations in the Z source GX 340+*, 1991, MNRAS., 249, 113

[440] Jonker, P. G., van der Klis, M., Wijnands R., et al., *The power sprctral properties of Z source GX 5-1*, 2000, ApJ, 537, 374

[441] Cowley, A. P., Crampton, D., Hutchings, J. B., *The halo population X-ray source Cygnus X–2*, 1979, ApJ, 231, 539

[442] Farinelli, R., Paizis, A. & Landi, R. and Titarchuk, L., *The X-ray spectral evolution of Cygnus X–2 in the framework of bulk Comptonization*, 2009, A&A, 498, 509

[443] Vrtilek, S. D., Raymond, J. C, Garcia, M. R., Verbunt, F., Hasinger, G., Kürster, M., *Observations of Cygnus X–2 with IUE - Ultraviolet results from a multiwavelength campaign*, 1990, A&A, 235, 162

[444] Shrader, C. & Titarchuk, L., *The High-Energy Spectra of Accreting Black Holes: Observational Evidence for Bulk-Motion Infall*, 1998, ApJ, 499, L31

[445] Wienke, B., *Relativistic photon-Maxwellian electron cross sections*, 1985, A&A, 152, 336

[446] el'dovich, Ya. B. & Shakura, N.I., *X-Ray Emission Accompanying the Accretion of Gas by a Neutron Star*, 1969, Sov. Astronomy, 13, 175

[447] Langmeier, A., Sztajno, M., Hasinger, G.; et al., *EXOSAT observations of 4U 1705-44 - Type I bursts and persistent emission*, 1987, ApJ, 323, 288

[448] Sztajno, M., Langmeier, A.; Frank, J. et al., *4U 1705-44*, 1985, IAU Circ No. 4111

[449] Di Salvo, T., Iaria, R., A., Matranga, M. et al., *Suzaku broad-band spectrum of 4U 1705-44: probing the reflection component in the hard state*, 2015, MNRAS, 577, 63

[450] Paizis, A., Farinelli, R., Titarchuk, L. et al., *Average hard X-ray emission from NS LMXBs: observational evidence of different spectral states in NS LMXBs*, 2006, A&A, 459, 187

[451] Fiocchi, M. et al., *The First Detection of Compton Reflection in the Low-Mass X-Ray Binary 4U 1705-44 with INTEGRAL and BeppoSax*, 2007, ApJ, 657, 448

[452] Piraino, S., Santangelo, A., Di Salvo, T., et al., *BeppoSAX observation of 4U?1705-44: detection of hard X-ray emission in the soft state*, 2007, A&A 471, L17

[453] Egron, E., Di Salvo, T., Motta, et al., *Testing reflection features in 4U 1705-44 with XMM-Newton, BeppoSAX, and RXTE in the hard and soft states*, 2013, A&A, 550, 5

[454] Di Salvo, T., Goldoni, P., Stella, L. et al., *A Hard X-Ray View of Scorpius X–1 with INTEGRAL: Nonthermal Emission?*, 2006, ApJ, 649, L91

[455] D'Ai, A., Di Salvo, T., Ballantyne, D., et al., *A self-consistent approach to the hard and soft states of 4U 1705-44*, 2010, A&A, 516, id.A36

[456] Haberl, F. & Titarchuk, L., *On the distance and mass-radius relation of neutron stars in X-ray burst sources*, 1995, A&A, 299, 414

[457] Barret, D., Olive, J.-F., *A Peculiar Spectral State Transition of 4U 1705-44: When an atoll Looks Like a Z*, 2002, ApJ, 578, 391

[458] Titarchuk, L., Seifina, E. & Shrader, Ch., *X-Ray Spectral and Timing Behavior of Scorpius X–1. Spectral Hardening during the Flaring Branch*, 2014, ApJ, 798, 98

[459] van Straaten, S., Ford, E., van der Klis, M., Méndez, M. & Kaaret, Ph., *Relations between Timing Features and Colors in the X-Ray Binary 4U 0614+09*, 2000, ApJ, 540, 1049

[460] Jones, C., Forman, W., Tananbaum, H., Schreier, E., Gursky, H., Kellogg, E., & Giacconi, R., *Evidence for the Binary Nature of 2U 1700-37*, 1973, ApJ, 181, L43

[461] Abubekerov, M.K., *The Mass of the Compact Object in the X-ray Binary 4U 1700–37*, 2004, Astronomy Reports, 48, 649

[462] Rubin, B. C., et al., *Observations of 4U 1700–37 with BATSE*, 1996, ApJ, 459, 259

[463] Heap, S. R., & Corcoran, M. F., , 1992, ApJ, 387, 340

[464] Boroson, B., Vrtilek, S. D., Kallman, T., & Corcoran, M., *Properties of the massive X-ray binary 4U 1700 - 37 = HD 153919*, 2003, ApJ, 592, 516

[465] Lewin, W. & van der Klis, M., *Compact Stellar X-ray Sources*, 2010, Compact Stellar Sources, Eds. by W. Lewin & van der Klis, Cambridge University Press, pp. 709

[466] Kuulkers, E. et al., *The INTEGRAL Galactic bulge monitoring program: the first 1.5 years*, 2007, A&A, 466, 595

[467] Reynolds, A.P., Owens, A., Kaper, L., Parmar, A.N. & Segreto, A., *A BeppoSAX observation of the massive X-ray binary 4U 1700-37*, 1999, A&A, 349, 873

[468] Jaisawal, G.K. & Naik, S., *Broad-band spectroscopy of the eclipsing high-mass X-ray binary 4U 1700-37 with Suzaku*, 2015, MNRAS, 448, 620

[469] Ankay, A., Kaper, L., de Bruijne, J. H. J., et al., *The origin of the runaway high-mass X-ray binary HD 153919/4U1700-37*, 2001, A&A, 370, 170

[470] Fryxell, B.A. & Taam, R. E., *Numerical simulation of nonaxisymmetric adiabatic accretion flow*, 1988, ApJ, 335, 86

[471] Romano, P., Bozzo, E., Mangano, V., et al., *Giant outburst from the supergiant fast X-ray transient IGR J17544-2619: accretion from a transient disc?*, 2015, A&A, 576, L4

[472] Buff, J., & McCray, R., *Soft X-Ray Variability of Binary X-Ray Stars*, 1974, ApJ, 188, L3

[473] Haberl, F., White, N. E., & Kallman, T. R., *An EXOSAT X-ray observation of one orbital cycle of 4U 1700-37/HD 153919*, 1989, ApJ, 343, 409

[474] Branduardi, G., Mason, K. O., & Sanford, P. W., *Further Copernicus X-ray observations of 3U 1700-37*, 1978, MNRAS, 185, 137

[475] Bychkov, K.V. & Seifina, E.V., *Hard x-ray emission from colliding stellar winds*, 1996 Astronomy Reports, 40, 669

[476] Bychkov, K. V. & Seifina, E. V., *X-ray light curves in a model for colliding stellar winds in close binary systems. Application to SS433*, 1996, Astronomy Reports, 40, 179

[477] Blondin, J. M., Kallman, T. R., Fryxell, B. A., & Taam, R. E., *Hydrodynamic simulations of stellar wind disruption by a compact X-ray source*, 1990, ApJ, 356, 591

[478] Dolan, J. F., *Very Low Frequency QPO in 4U1700-37*, 2011, arXiv:1107.1537

[479] Hamann, W.-R., Oskinova, L.M. & Feldmeier, A., *Spectrum formation in clumpy stellar winds*, 2008, Clumping in Hot Star Winds, Eds. W.-R. Hamann, , A. Feldmeier, A & L.M. Oskinova, Potsdam: Univ.-Verlag, p.75

[480] Stiele, H., Belloni, T. M., Kalemci, E., & Motta, S., *Relations between X-ray timing features and spectral parameters of Galactic black hole X-ray binaries*, 2013, MNRAS, 429, 2655

[481] Farinelli, R., Frontera, F., Mazetti, N. et al., *BeppoSAX observations of two unclassified LMXBs: X1543-624 and X1556-605*, 2003, A&A, 402, 1021

[482] Paizis, A., Farinelli, R., Titarchuk, L. et al., *Average hard X-ray emission from NS LMXBs: observational evidence of different spectral states in NS LMXBs*, 2006, A&A, 459, 187

[483] van der Meer, A., Kaper, L., di Salvo, T. et al., *XMM-Newton X-ray spectroscopy of the high-mass X-ray binary 4U 1700-37 at low flux*, 2005, A&A, 432, 999

[484] Ford, E. C., van der Klis, M., & Kaaret, P., *Strong Correlation between Noise Features at Low Frequency and the KilohertzQuasi-Periodic Oscillations in the X-Ray Binary 4U 1728–34*, 1998, ApJ, 506, L39

[485] Seifina, E., Titarchuk, L., Shaposhnikov, N., *X-Ray Spectra of The High-Mass X-RAY Binary 4U 1700-37 using BeppoSAX, Suzaku and RXTE Observations*, 2016, ApJ, (arXiv:1603.05504)

[486] Fender, R. P.& Hendry, M. A., *The radio luminosity of persistent X-ray binaries*, 2000, MNRAS, 317, 1

[487] Brown, G. E., Weingartner J. C. & Wijers R. A. M. J., *???* , 1996, ApJ, 463, 297

[488] Cherepashchuk, A.M., Bychkov, K.V. & Seifina, E.V., *Colliding winds model of X-ray radiation in SS 433: analysis of X-Ray eclipses*, 1995, APSS, 229, 33