

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)

На правах рукописи

Штыковский Андрей Евгеньевич

**Определение характеристик сильнопеременных
рентгеновских пульсаров по данным космических
обсерваторий**

Специальность 1.3.1 —
«Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научные руководители:
доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН
Лутовинов Александр Анатольевич
кандидат физико-математических наук
Арефьев Вадим Александрович

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	4
Глава 1. Рентгеновский пульсар LMC X–4 в Большом Магеллановом Облаке	12
1.1 Введение	13
1.2 Ограничение на величину магнитного поля и томография системы в линии железа	15
1.2.1 Наблюдения и обработка данных	15
1.2.2 Период и профиль импульса	16
1.2.3 Энергетический спектр	18
1.2.4 Фазированная спектроскопия	20
1.2.5 Поиск циклотронной линии	22
1.2.6 Спектр мощности	22
1.2.7 Рентгеновская томография излучающих областей	24
1.3 Исследование эволюции параметров во время эпизодов сверх-Эддингтоновской активности	28
1.3.1 Наблюдения и обработка данных	28
1.3.2 Кривые блеска	29
1.3.3 Период пульсаций и профиль импульса	30
1.3.4 Энергетические спектры	33
1.4 Выводы	41
Глава 2. Широкополосный анализ ветровой системы X1908+075	46
2.1 Введение	47
2.2 Наблюдения и обработка данных	48
2.3 Периоды пульсаций и профили импульса	50
2.4 Эволюция профилей импульсов	53
2.5 Спектральный анализ	55
2.6 Фазированная спектроскопия	57
2.7 Поиск циклотронной линии	58
2.8 Выводы	60

Глава 3. Открытие циклотронной линии поглощения в спектре транзитного рентгеновского пульсара XTE J1829–098	62
3.1 Введение	63
3.2 Наблюдения и обработка данных	64
3.3 Спектральный анализ	67
3.3.1 Спектральный анализ по данным <i>NuSTAR</i>	67
3.3.2 Фазированная спектроскопия	69
3.3.3 Спектральный анализ по данным <i>RXTE</i>	70
3.4 Выводы	74
Глава 4. Рентгеновское гало пульсара 4U1538–52	75
4.1 Введение	76
4.2 Наблюдения и обработка данных	78
4.3 Анализ изображений	80
4.4 Анализ протяженного изображения	81
4.5 Спектральный анализ	85
4.6 Выводы	89
Заключение	90
Список литературы	91

Введение

Актуальность темы исследования

Идея существования нейтронных звезд – объектов с очень высокой плотностью и малыми радиусами, являющихся одним из конечных этапов эволюции массивных звезд, – была выдвинута еще в 30-е годы прошлого века [1]. После открытия радиопульсаров в 1967 году практически сразу было выдвинуто предположение, что они представляют собой быстро вращающиеся нейтронных звезды. Последующее обнаружение пульсаров в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов, расположенных в остатках сверхновых, подтвердило гипотезу об образовании нейтронных звезд при взрывах сверхновых.

Открытие обсерваторией *Uhuru* в 1971 году пульсирующих компактных рентгеновских источников [2;3] привело к развитию теории рентгеновских пульсаров — тесных двойных систем с нейтронными звездами (см., например, [4–7]). Дальнейшие оптические и рентгеновские наблюдения позволили подтвердить двойную природу таких систем и определить массы нейтронных звезд в некоторых из них. Тесные двойные системы, в которых масса оптического компаньона превышает несколько масс Солнца (M_{\odot}), называются массивными (НМХВ, от английского High-Mass X-ray Binary). Оптическими компаньонами в них являются звезды ранних спектральных классов (O–B) поэтому в таких системах, как правило, присутствует сильный звездный ветер, но также может формироваться и аккреционный диск (см., например, современный обзор [8], и ссылки там).

Основным механизмом, способным обеспечить наблюдаемые высокие светимости рентгеновских пульсаров ($L_x \sim 10^{36} - 10^{38}$ эрг s^{-1}) является аккреция вещества оптического компаньона на нейтронную звезду с характерным темпом $\dot{M} \sim (10^{-10} - 10^{-8})M_{\odot}$ в год, а пульсации рентгеновского излучения связаны с наличием у нейтронных звезд сильных магнитных полей ($B \sim 10^{11} - 10^{13}$ Гс). Давление магнитного поля останавливает поток вещества с обычной звезды, и дальше оно падает вдоль силовых линий на поверхность нейтронной звезды в области полюсов магнитного поля, образуя две горячие области, где и формируется наблюдаемое рентгеновское излучение. Спектр этого излучения, как правило, описывается эмпирической степенной моделью с наклоном $\Gamma \sim 0.3 - 2$ и экспоненциальными завалом на высоких энергиях ($E_{cut} \sim 7 - 30$ кэВ). Одним

из возможных механизмов формирования наблюдаемого степенного спектра является комптонизация мягких фотонов на горячих электронах в радиационно доминированной ударной волне вблизи поверхности нейтронной звезды [9–11]. В спектрах некоторых пульсаров наблюдаются циклотронные линии поглощения, формирующиеся в результате резонансного рассеяния фотонов на электронах движущихся вдоль силовых линий магнитного поля [12]; это позволяет напрямую измерять магнитные поля нейтронных звезд.

Ещё в пионерских работах Баско и Сюняева [13; 14] было показано, что структура аккреционного потока вблизи нейтронной звезды зависит от её светимости. При малом темпе аккреции, когда светимость L_x не превышает критической величины $L^* \sim 10^{37}$ эрг с^{-1} вещество свободно падает на поверхность и отдает свою энергию при торможении, формируя на поверхности горячее пятно. При $L_x \geq L^*$ зона ударного торможения поднимается над поверхностью, формируя таким образом аккреционную колонку. Геометрия и форма аккреционной колонки зависит от темпа аккреции и напряженности магнитного поля. Эта модель получила своё дальнейшее развитие в современных работах, в том числе, учитывающих отражение исходящего излучения от поверхности нейтронной звезды [15–17].

От того, какую форму имеют излучающие области и какова диаграмма направленности выходящего излучения, зависит форма наблюдаемого периодического сигнала (профиль импульса). Одним из ключевых факторов, определяющих эти характеристики, является наличие у рентгеновских пульсаров сильного магнитного и гравитационного полей. Взаимодействие тепловой высокотемпературной плазмы с сильным магнитным полем в процессе аккреции приводит к формированию определенных конфигураций вещества вблизи компактного объекта и, как следствие, анизотропии рентгеновского излучения. Профили импульса зачастую представлены простой одно- или двухпиковой формой, однако, могут встречаться и более сложные формы профилей, в том числе сильно зависящие от энергии и гравитации нейтронной звезды [18; 19].

Таким образом, многообразие и сложность процессов на различных временных масштабах в аккрецирующих двойных системах с нейтронными звездами, присутствие окружающего вещества в экстремальных состояниях по температуре и давлению, сверхсильные магнитные и гравитационные поля, определяют сложность задачи построения физических моделей, описывающих физику происходящих процессов в рентгеновских пульсарах.

Появление космических обсерваторий нового поколения, с фокусирующей рентгеновской оптикой и высокопроизводительными твердотельными детекторами, позволило проводить наблюдения в ранее недоступных широких динамических диапазонах рентгеновских потоков, на энергиях много больше 10 кэВ, с высокими временными, спектральными и пространственными разрешениями. Такие наблюдения позволяют проводить исследования спектральных и временных параметров рентгеновских пульсаров с недоступной ранее точностью, измерять физические параметры нейтронных звезд и двойных систем, обнаруживать новые состояния этих объектов и существенным образом продвигаться в создании новых и модификации существующих теоретических моделей. В решении этих задач определяющую роль играет измерение с высокой точностью временных и спектральных параметров систем на различных временных масштабах и светимостях, определение физических параметров нейтронных звезд и окружающей их плазмы. Совокупность всех указанных выше факторов определяет актуальность темы проведенного исследования.

Цели диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы являлось определение наблюдаемых характеристик и физических параметров (в первую очередь, магнитных полей) рентгеновских пульсаров и окружающего их вещества в двойных системах по данным космических обсерваторий.

Научная и практическая значимость

Богатая феноменология наблюдательных проявлений рентгеновских пульсаров наряду с высокими регистрируемыми от них потоками излучения, определяет высокий интерес к изучению таких объектов. Исследование кривых блеска пульсаров, профилей импульса, энергетических спектров и их переменности на различных временных масштабах позволяет изучать механизмы формирования излучения в условиях сверхсильных магнитных полей, давлений и температур, и его взаимодействии с окружающей материей, ее состояния на различных пространственных масштабах и т.д. Изучение вспышечной активности представляет большой интерес с точки зрения происходящих в источнике физических процессов, поскольку в нее вовлечено накопление больших запасов энергии, развитие нестационарных процессов, приводящие к высвобождению этой энергии за короткое время, а также сопутствующая динамическая активность пульсара. Полученные в диссертации результаты могут быть использованы как для

сравнения с результатами других измерений, так и для верификации и дальнейшего развития существующих моделей излучения сильнозамагниченных звезд в двойных системах. Результаты, полученные в диссертации, могут быть востребованы в ИКИ РАН, ГАИШ МГУ, ФТИ им. Иоффе, ФИАН, ИНАСАН, КГУ.

Научная новизна

В диссертации получен ряд новых результатов. Измерены основные спектральные характеристики широкополосного излучения нескольких пульсаров с различными типами аккреции и проведен детальный анализ эволюции их спектральных параметров при различных светимостях и фазах собственного вращения нейтронных звезд; предложены модели, объясняющие наблюдаемые характеристики. Проведен пространственно-разрешенный анализ излучения пульсара 4U1538–52 на угловых масштабах до ~ 8 угловых минут, впервые измерены основные спектральные характеристики гало вокруг этого объекта. Впервые измерено магнитное поле пульсара XTE J1829–098, получены оценки и ограничения на величину магнитного поля пульсаров LMC X–4 и X1908+075.

Апробация результатов

Основные результаты диссертационной работы были неоднократно представлены на семинарах отдела Астрофизики высоких энергий ИКИ РАН, всероссийских конференциях «Конференция молодых ученых Фундаментальные и прикладные космические исследования», 2021 г. (Москва, Россия), «Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра», 2017–2022 гг (Москва, Россия), международной конференции «XXI Менделеевский съезд по общей и прикладной химии», в рамках симпозиума «The Periodic Table through Space and Time», 2019 г. (Санкт-Петербург, Россия).

Личный вклад автора

Диссертант принимал активное участие на всех этапах работы. Совместно с соавторами диссертант участвовал в постановке задач и выборе методов их исследования, анализе экспериментальных данных и интерпретации результатов. По результатам диссертации было опубликовано 5 статей в рецензируемых научных изданиях. В подготовке и написании каждой статьи диссертант сыграл определяющую роль. Во всех выносимых на защиту результатах личный вклад автора диссертационной работы является основным и определяющим.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Определены магнитные поля для трех рентгеновских пульсаров: в спектре ХТЕ J1829–098 обнаружена циклотронная линия и определена величина магнитного поля нейтронной звезды $B \simeq 1.7 \times 10^{12}$ Гс; по измерению частоты слома в спектре мощности пульсара LMC X–4 получена оценка величины его магнитного поля $B \simeq 3 \times 10^{13}$ Гс; из анализа широкополосного спектра получено ограничение на величину магнитного поля нейтронной звезды в системе X1908+075: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс.
2. Обнаружен эффект подавления пульсаций в системе LMC X–4 во время ее перехода в ультраяркое состояние со светимостью $\sim 4 \times 10^{39}$ эрг с⁻¹.
3. Показано, что переменность рентгеновского излучения пульсаров LMC X–4 и X1908+075 на масштабах $10^3 - 10^4$ сек происходит на энергиях $\lesssim 20$ кэВ, что сопровождается соответствующими изменениями спектров.
4. По данным обсерватории СРГ построена модель гало, регистрируемого вокруг пульсара 4U 1538-52 с угловым размером $\sim 8'$, и впервые измерен его спектр, параметры которого согласуются с теоретическими предсказаниями рассеяния рентгеновского излучения на пыли.
5. Для рентгеновского пульсара LMC X–4 независимым образом показано, что флуоресцентная линия нейтрального железа формируется во внешних областях аккреционного диска на расстоянии $\sim 1.5 \times 10^{11}$ см от нейтронной звезды.

Список публикаций в рецензируемых журналах

Результаты работы полностью содержатся в статьях, опубликованных в рецензируемых журналах:

- **Штыковский А.Е.**, Лутовинов А.А., Арефьев В.А., Мольков С.В., Цыганков С.С., Ревнивцев М.Г. «Наблюдения рентгеновского пульсара LMC X-4 обсерваторией NuSTAR: ограничение на величину магнитного поля и томография системы в линии железа», Письма в астрономический журнал, 2017, т. 43, № 3, стр. 203
- **Штыковский А.Е.**, Арефьев В.А., Лутовинов А.А., Мольков С.В. «Особенности сверх-Эддингтоновских вспышек рентгеновского пульса-

- ра LMC X-4 по данным обсерватории NuSTAR», Письма в астрономический журнал, 2018, т. 44, № 3, стр. 173
- **Shtykovsky A.E.**, Lutovinov A.A., Tsygankov S.S., Molkov S.V. «Discovery of a cyclotron absorption line in the transient X-ray pulsar XTE J1829-098», Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 2019, v. 482, № 1, p. L14
 - **ШТЫКОВСКИЙ А.Е.**, Лутовинов А.А., Арефьев В.А. «Широкополосный анализ ветровой системы X 1908+075 по данным обсерватории NuSTAR», Письма в астрономический журнал, 2022, т. 48, №6, стр. 413
 - **ШТЫКОВСКИЙ А.Е.**, Лутовинов А.А., Кривонос Р.А., Гильфанов М.Р., Медведев П.С., Мереминский И.А., Арефьев В.А., Мольков С.В., Сюняев Р.А. «Рентгеновское гало пульсара 4U 1538–52 по данным обсерватории СРГ», Письма в астрономический журнал, 2023, т. 49, №5, стр. 335

Содержание работы

Во Введении дается краткое описание проблем современного состояния исследований рентгеновских пульсаров в массивных двойных системах, рассмотрены основные наблюдательные особенности аккрецирующих пульсаров и теоретические модели, описывающие природу этих объектов. Обоснована актуальность темы диссертации, представлены основные цели работы, научная новизна, практическая значимость и основные результаты, выносимые на защиту, а также краткое содержание диссертации.

Первая глава диссертации посвящена исследованию спектральных и временных характеристик рентгеновского пульсара LMC X-4 в широком рентгеновском диапазоне энергий 3–79 кэВ. Наряду с детальным анализом усредненного спектра излучения источника, впервые получены высокоточные спектры, соответствующие разным фазам цикла собственного вращения нейтронной звезды [20]. Представлены результаты исследования сверх-эддингтоновских вспышек. Показано, что спектр пульсара хорошо описывается моделью тепловой комптонизации (*comptt*) как в спокойном состоянии, так и во время вспышек, когда пиковая светимость источника достигает значений $L_x \sim (2 - 4) \times 10^{39}$ эрг s^{-1} , что сопоставимо со светимостями ультраярких источников (ULX). Важная особенность состоит в том, что увеличение светимости во время вспышек более чем на порядок наблюдается на энергиях ниже 25–30 кэВ, тогда как на более высо-

ких энергиях (30–70 кэВ) форма спектра и регистрируемый поток от источника остаются практически неизменными [21]. Увеличение светимости сопровождается изменениями в профиле импульса источника – в диапазоне энергий 3–40 кэВ он становится приблизительно треугольным, а доля пульсирующего излучения увеличивается с ростом энергии, достигая 60–70% в диапазоне энергий 25–40 кэВ. Прослежена эволюция его спектральных параметров в зависимости от фазы импульса. Для всех спектров (усредненного и фазовых) в диапазоне энергий 5–55 кэВ был проведен поиск циклотронной линии поглощения. Полученный предел на оптическую глубину циклотронной линии $\tau \sim 0.15$ указывает на отсутствие такой особенности в указанном диапазоне энергий, что позволяет получить ограничение на величину магнитного поля нейтронной звезды: $B < 3 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.5 \times 10^{12}$ Гс. Последнее ограничение согласуется с оценкой величины магнитного поля, полученной из анализа спектра мощности пульсара $B \simeq 3 \times 10^{13}$ Гс. По результатам анализа фазовых спектров источника определена задержка около ~ 5 сек между максимумами излучения и эквивалентной шириной флуоресцентной линии железа, зависящая от орбитальной фазы, по-видимому, связанная с временем пролета фотонов между излучающими областями вблизи нейтронной звезды и областью, где происходит отражение потока.

Вторая глава диссертации посвящена исследованию спектральных и временных свойств излучения рентгеновского пульсара X1908+075 в широком рентгеновском диапазоне энергий 3–79 кэВ с целью поиска циклотронных особенностей и определению магнитного поля нейтронной звезды. Наряду с детальным анализом усредненного спектра излучения источника впервые получены высокоточные спектры, соответствующие разным фазам цикла собственного вращения нейтронной звезды и прослежена эволюция спектральных параметров в зависимости от фазы импульса [22]. Для всех спектров (усредненных и фазовых) в диапазоне энергий 5–55 кэВ был проведен поиск циклотронной линии поглощения. Полученный верхний предел на оптическую глубину циклотронной линии $\tau \sim 0.16$ указывает на отсутствие такой особенности в указанном диапазоне энергий, что позволяет получить ограничение на величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс. Впервые проведен анализ изменения профиля импульса X1908+075 при изменении интенсивности источника. В частности, показано, что основная эволюция профиля импульса происходит в области энергий ниже

10 кэВ. При этом наблюдаемые изменения профиля импульса указывают на наличие нескольких излучающих зон.

В третьей главе диссертации приведены результаты спектрального и временного анализа рентгеновского пульсара XTE J1829–098 по данным, полученным обсерваторией *NuSTAR* во время вспышки в августе 2018 г. В спектре источника обнаружена выраженная особенность поглощения на энергии $E_{cyc} \simeq 15$ кэВ [23]. Эта особенность была интерпретирована как циклотронная резонансная линия поглощения, соответствующая напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B \simeq 1.7 \times 10^{12}$ Гс. Фазированная спектроскопия показала, что циклотронная линия регистрируется во всех фазовых спектрах, а её энергия и другие параметры изменяются с профилем импульса. Временной анализ переменности излучения источника выявил наличие пульсаций с периодом $P = 7.84480(2)$ с. Был проведен анализ изменения доли пульсирующего излучения с энергией, в том числе, было отмечено её локальное увеличение в области энергий, где зарегистрирована циклотронная линия. С использованием архивных данных обсерватории *RXTE*, было независимо подтверждено наличие циклотронной линии в спектре XTE J1829–098 и получено указание на наличие антикорреляции энергии циклотронной линии со светимостью.

В четвертой главе представлены первые результаты наблюдения области пульсара 4U1538–52. В диапазоне энергий 0.5–8 кэВ вокруг источника зарегистрировано протяженное излучение в виде гало. Проведенное моделирование показало, что распределение его поверхностной яркости может быть описано двухкомпонентной моделью, составленной из плоского диска радиусом $\sim 250''$ и β -модели с характерным размером $\sim 480''$. Построен широкополосный спектр 4U1538–52 в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ, который может быть хорошо описан слабо поглощенным ($N_H \simeq 0.7 \times 10^{22}$ см $^{-2}$) степенным законом с завалом на высоких энергиях. Кроме того, в спектре пульсара регистрируются эмиссионные линии железа в области энергий 6–7 кэВ. Впервые измерен спектр гало и показано, что он существенно мягче (показатель степенного закона $\Gamma \simeq 2.8$) спектра пульсара ($\Gamma \simeq 0.9$), что согласуется с предсказаниями теоретических моделей рассеяния излучения на пыли.

Глава 1. Рентгеновский пульсар LMC X-4 в
Большом Магеллановом Облаке

1.1 Введение

LMC X–4 – массивная рентгеновская двойная система, расположенная в Большом Магеллановом Облаке (расстояние $d = 50$ кпк), с периодом собственных пульсаций $P_{\text{spin}} \sim 13.5$ сек и периодом обращения $P_{\text{orb}} \simeq 1.4$ дней. Система состоит из нейтронной звезды массой $M_{\star} \simeq 1.57M_{\odot}$, где M_{\odot} – масса Солнца, и оптического компаньона, который представляет собой звезду спектрального класса O8III с массой $\sim 18M_{\odot}$ (см. [24], и ссылки там). Данные рентгеновских наблюдений показывают наличие в системе LMC X–4 рентгеновских затмений (см. [25;26]) и модуляции рентгеновского излучения с периодом $P_{\text{sup}} \simeq 30.5$ дней (суперорбитальный период), связываемой с периодическим перекрытием рентгеновского источника прецессирующим аккреционным диском (см. [27–29]). Наблюдаемая интенсивность источника в рентгеновском диапазоне энергий меняется на масштабе суперорбитального цикла в ~ 50 раз (подробнее см. работу [28]). При этом собственная рентгеновская светимость пульсара находится примерно на постоянном уровне (с учетом локальных флуктуаций) со значениями $L_x \sim (2 - 5) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} (см. [20; 24; 30; 31] и ссылки там), что соответствует или несколько превышает эддингтоновский предел для нейтронной звезды массой $\sim 1.57M_{\odot}$.

Наиболее точно эфемериды орбитального движения, в том числе темп изменения орбитального периода, и суперорбитальной переменности были получены в недавних работах [24; 32]. С учетом этих двух типов переменности, максимальное значение постоянной светимости источника в рентгеновском диапазоне энергий достигает значений $L_x \simeq (3 - 4) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} [31; 33; 34], что близко к значению эддингтоновского предела светимости аккрецирующей нейтронной звезды (отметим, что при наличии сильного магнитного поля этот предел может быть гораздо выше, см. [16]).

Пульсации с периодом $P_{\text{spin}} \simeq 13.5$ с были открыты в рентгеновском диапазоне по данным обсерватории *SAS-3* именно во время таких вспышек [35]. Измерения периода собственного вращения, проводившиеся на протяжении нескольких десятков лет, показали, что он меняется вблизи среднего значения приблизительно периодическим образом [36]. В этой же работе было рассмотрено несколько механизмов, способных обеспечить наблюдаемое поведение периода пульсаций, – от присутствия в системе третьего тела до переключения

между различными состояниями магнитосферы пульсара. Если же предположить, что пульсар находится в равновесии, связанном с балансом ускоряющих и замедляющих моментов, то сочетание высокой светимости LMC X–4 и относительно малого периода собственного вращения приводит к достаточно высокой оценке напряженности магнитного поля нейтронной звезды $B \geq 10^{13}$ Гс [37;38].

Для описания спектра LMC X–4 традиционно применяются как модели со степенным законом и завалом на высоких энергиях [7;39], так и комптонизационные модели [33]. В спектре источника также присутствует K_α -линия железа на энергии $E_{\text{Fe}} \simeq 6.4$ кэВ [40;41]. Значение поглощения в направлении на источник (во внеатмосферном состоянии) составляет $N_{\text{H}} \sim 5.74 \times 10^{20}$ атомов см^{-2} [42], близкое к величине галактической плотности, что свидетельствует об отсутствии заметного внутреннего поглощения в двойной системе. Проведенные ранее поиски циклотронной особенности в спектре LMC X–4 в диапазоне энергий до 100 кэВ по данным обсерваторий *Ginga*, *RXTE* и *ИНТЕГРАЛ* не дали положительного результата [31;39;41]. Только в работе [33], с использованием данных обсерватории *BeppoSAX*, было получено указание на возможное наличие такой особенности в районе энергии $E_{\text{сис}} \sim 100$ кэВ.

В системе LMC X–4 вспышечная активность регистрируется в рентгеновском диапазоне практически с момента его открытия (см. [30;35;41;43;44]), при этом вспышки излучения регистрируются как во время высокого состояния, так и во время низкого (см. [39]). Вспышки наблюдаются в виде эпизодических событий сверх-эддингтоновской светимости ($\sim 10^{39} - 10^{40}$ эрг с^{-1}) длительностью до нескольких тысяч секунд (см. [30;45]). Вспышечная активность пульсара не имеет регулярного характера и, по видимому, носит аperiodический характер (см. [30]). Кривая блеска во время вспышек модулирована с периодом, совпадающим с периодом собственных пульсаций (см. [30;35;44]). К настоящему моменту не предложено исчерпывающей физической теории (механизма), объясняющей характер, энергетику и временные характеристики вспышек от LMC X–4.

1.2 Ограничение на величину магнитного поля и томография системы в линии железа

1.2.1 Наблюдения и обработка данных

Было использовано единственное доступное в архиве на текущий момент наблюдение источника LMC X-4, проведенное обсерваторией *NuSTAR* 4 июля 2012 г. с экспозицией ~ 39.9 кс (ObsID. 10002008001). Фаза суперорбитального периода во время наблюдения находилась вблизи нуля, $\Psi_{\text{sup}} \sim 0$ [24], где источник имеет максимальный постоянный поток. Во время наблюдений не было ни орбитального затмения ($\Psi_{\text{orb}} \simeq [0.4; 0.9]$), ни рентгеновских вспышек. Исходные события извлекались в круговом регионе с апертурой $120''$, центрированном на положении источника ($RA = 83.206^\circ$, $Dec = -66.370^\circ$). Фоновые события извлекались с использованием полигонального региона эквивалентной площади. События извлекались отдельно для каждого из модулей обсерватории. Кривые блеска модулей FPMA и FPMB объединялись для получения лучшей статистики в соответствии с методикой, описанной в [46].

Первичная обработка данных осуществлялась с применением стандартного программного обеспечения обработки данных *NuSTAR* (*NuSTAR* Data Analysis Software, *nustardas* версии 1.4.1) и калибровочной базы данных CALDB (версии 20150612). Дальнейшая обработка и анализ данных осуществлялся при помощи программ пакета *heasoft* версии 6.17.

Коррекция времен прихода фотонов на барицентр Солнечной системы производилась стандартными средствами *nustardas*. Соответствующая коррекция смещений времен прихода фотонов, обусловленных движением компактного объекта в двойной системе, проводилась с использованием орбитальных параметров, приведенных в [24]. Поиск периода собственных пульсаций осуществлялся методом наложения эпох (процедура *efsearch* в пакете *heasoft*). Профили импульсов были получены путем свертки кривой блеска источника с найденным периодом. Анализ энергетических спектров источника проводился в пакете *xspec* версии 12.8.

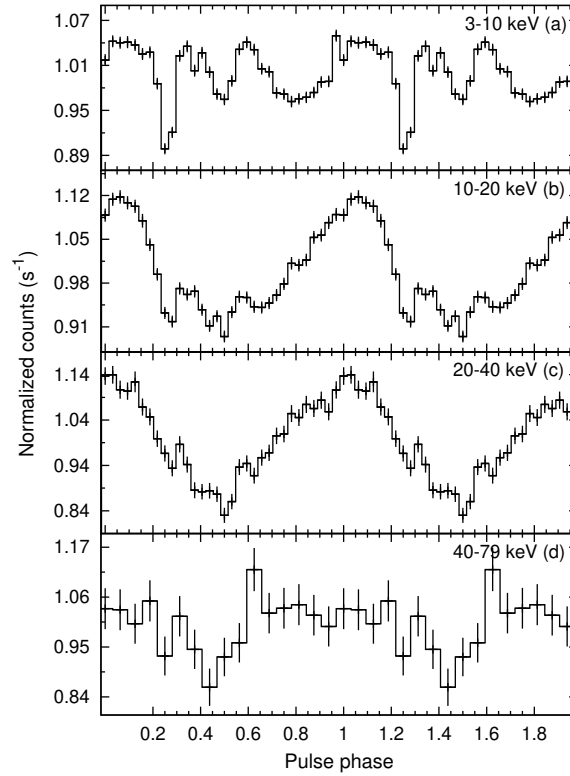


Рисунок 1 — Профиль импульса LMC X-4 в разных энергетических диапазонах: 3–10 кэВ (a), 10–20 кэВ (b), 20–40 кэВ (c) и 40–79 кэВ (d), нормированный на соответствующую среднюю скорость счета.

1.2.2 Период и профиль импульса

Как было указано выше, для определения периода собственных пульсаций и его ошибки использовались кривые блеска источника, объединенные по обоим модулям. На основе оригинальной кривой блеска, путем “разыгрывания” значения в каждом из ее временных интервалов внутри соответствующей ошибки измерения, был сгенерирован набор из 10^4 “тестовых” кривых блеска. Для каждой из этих кривых блеска была применена процедура поиска периода пульсаций методом наложения эпох. Полученное распределение значений периодов подчиняется нормальному распределению, аппроксимация которого моделью Гаусса дает наиболее вероятное значение периода и его ошибку на уровне 1σ (подробнее о применяемом методе см. [47]). Получившийся в результате период собственного вращения нейтронной звезды на момент наблюдений обсерваторией *NuSTAR* составил $P_{\text{spin}} = 13.49892 \pm 0.00003$ с. Это значение было использовано в дальнейшем анализе.

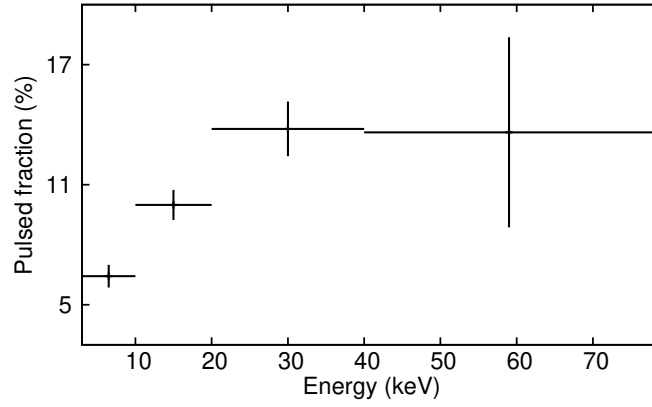


Рисунок 2 — Зависимость доли пульсирующего излучения от энергии для рентгеновского пульсара LMC X-4.

Профиль импульса несет важную информацию о геометрии, а также о физических свойствах излучающих областей двойной системы. На рис. 1 представлены профили импульса LMC X-4 в четырех энергетических диапазонах. Хорошо видно, что в двух средних диапазонах энергий 10–20 и 20–40 кэВ профили импульса имеют простую однопиковую форму, близкую к синусоидальной, в то время как профиль в мягком диапазоне энергий (3–10 кэВ) демонстрирует сложную структуру с несколькими ярко выраженными особенностями. В частности, в нем присутствуют два дополнительных пика на фазах $\phi \simeq 0.4$ и $\phi \simeq 0.6$. Похожее значительное усложнение профиля импульса на мягких энергиях наблюдалось и ранее (см., например [39; 41]), что интерпретировалось как наличие разных спектральных компонент излучения с разными диаграммами направленности. Выше 40 кэВ профиль импульса выражен слабо, что связано с быстрым падением интенсивности источника с увеличением энергии и недостатком статистики.

На рис. 2 показана зависимость доли пульсирующего излучения $PF = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ от энергии, где I_{\max} и I_{\min} — максимальная и минимальная интенсивности профиля импульса в соответствующем энергетическом диапазоне. Доля пульсирующего излучения в источнике LMC X-4 оказывается довольно малой — составляет всего $PF \simeq 6\%$ в диапазоне энергий 3–10 кэВ и последовательно увеличивается до $PF \simeq 14\%$ в диапазоне энергий 20–40 кэВ и выше. Отметим, что такое поведение является характерным для многих рентгеновских пульсаров, в первую очередь, ярких (см., например [18]).

1.2.3 Энергетический спектр

Для аппроксимации спектра пульсара LMC X–4 использовались несколько стандартных моделей из пакета *xspec*, обычно применяемых при моделировании спектров рентгеновских пульсаров: (I) степенная модель с экспоненциальным спадом на высоких энергиях *cutoffpl*, (II) степенная модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях *powerlaw* \times *highcut* [7] и (III) комптонизационная модель *comptt* [10; 48]. Для улучшения качества аппроксимации в каждую из выбранных моделей была добавлена компонента, представляющая K_{α} -линию железа в форме гауссианы (модель *gaus*). Также влияние межзвездного поглощения было учтено добавлением в модель компоненты *wabs* из пакета *xspec*. Таким образом, модели, применявшиеся для аппроксимации спектра LMC X–4, имеют следующий вид:

Модель I: *wabs(cutoffpl + gaus)*

Модель II: *wabs(powerlaw \times highcut + gaus)*

Модель III: *wabs(comptt + gaus)*

Спектры по данным модулей FPMA и FPMB анализировались совместно, для учета разности калибровок модулей был введен нормировочный коэффициент C , все прочие параметры были зафиксированы между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.). Все модели оказались нечувствительны к значению поверхностной плотности водорода, поэтому в дальнейшем она была зафиксирована на $N_{\text{H}} = 5.74 \times 10^{20}$ атомов см^{-2} (в предположении солнечного обилия). Гравитационное красное смещение было зафиксировано для модели *comptt* на значении $z = (1 - 2GM_*/R_*c^2)^{-1/2} - 1 = 0.3657$, рассчитанном для следующих параметров нейтронной звезды: $M_* = 1.57M_{\odot}$ и $R_* = 10^6$ см. Параметры наилучшей аппроксимации моделями I, II и III представлены в Табл. 1. Значение нормировочного коэффициента $C = 1.021 \pm 0.004$ для всех моделей.

На панели (а) Рис. 3 показан усредненный энергетический спектр пульсара LMC X–4 и его аппроксимация моделью III. На панелях (b), (c) и (d) показаны отклонения полученных данных от аппроксимирующих моделей. Из Табл. 1 и Рис. 3 хорошо видно, что модель III дает наилучшую аппроксимацию со значением $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.10$ для 2053 степеней свободы. Значение

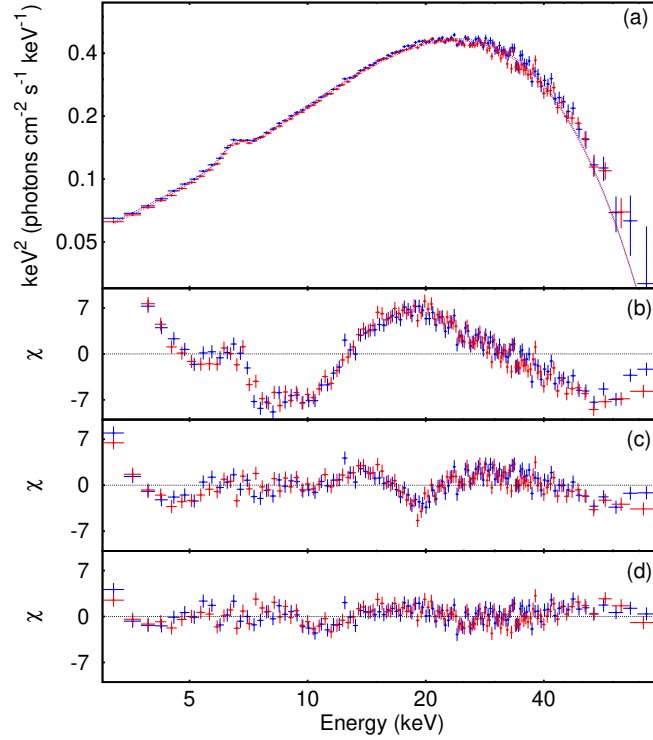


Рисунок 3 — Усредненный энергетический спектр пульсара LMC X-4 и его наилучшая аппроксимация моделью III (a); отклонения полученных данных от аппроксимирующей модели для: I (b), II (c) и III (d).

Таблица 1 — Параметры наилучшей аппроксимации спектров LMC X-4.

Параметр / Модель	Модель I	Модель II	Модель III
$N_{\text{H}} (\times 10^{20} \text{ см}^{-2})$	5.74	5.74	5.74
T_0 (кэВ)	0.56 ± 0.08
kT (кэВ)	9.08 ± 0.04
τ	14.15 ± 0.07
Γ	0.21 ± 0.01	0.83 ± 0.01	...
E_{cut} (кэВ)	...	19.35 ± 0.16	...
E_{fold} (кэВ)	14.11 ± 0.13	14.98 ± 0.18	...
E_{Fe} (кэВ)	6.43 ± 0.04	6.48 ± 0.03	6.46 ± 0.03
σ_{Fe} (кэВ)	0.11 ± 0.05	0.26 ± 0.03	0.41 ± 0.05
EW_{Fe} (эВ)	41 ± 8	95 ± 7	158 ± 3
$\chi^2 / \text{d.o.f.}$	3.47 (2054)	1.27 (2053)	1.10 (2053)

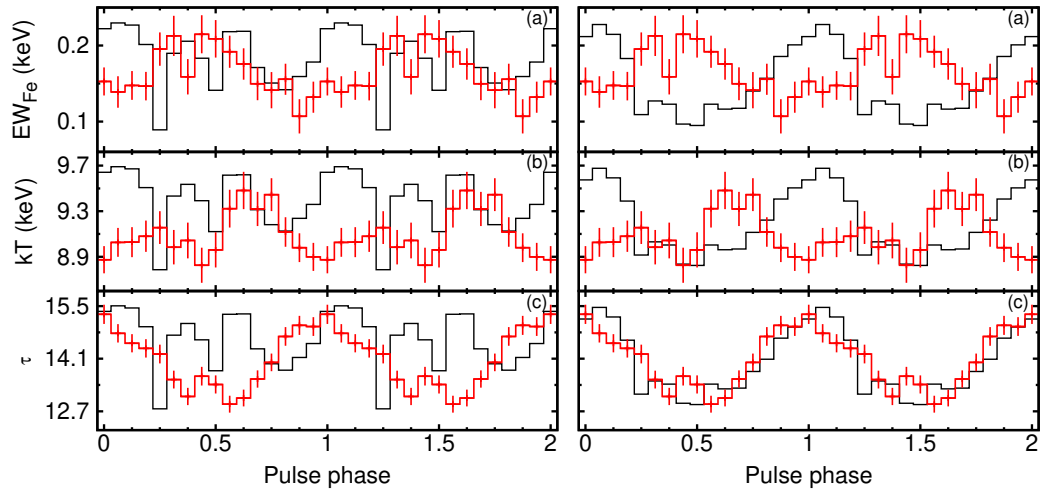


Рисунок 4 — Зависимости параметров спектральной модели от фазы импульса, в сравнении с профилями импульса источника в диапазонах энергий 3–10 кэВ (левая панель) и 10–20 кэВ (правая панель).

рентгеновского потока от источника в диапазоне энергий 3–79 кэВ составляет $F_x = (1.20 \pm 0.05) \times 10^{-9}$ эрг см⁻² с⁻¹.

1.2.4 Фазированная спектроскопия

Фазово-разрешенные спектры пульсара LMC X–4 были получены в 16-ти равномерно распределенных фазовых бинах и аппроксимировались комптонизационной моделью III. Список событий для каждой из фаз формировался на основе исходного списка событий путем их отбора в соответствующих временных интервалах. Эта процедура повторялась для обоих модулей FRMA и FRMB. Для аппроксимации спектра и оценки ее качества использовались процедуры, аналогичные использованным для среднего спектра.

Значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$ для спектров, полученных в разных фазах импульса, изменялось от 0.88 до 1.12 для ~ 1000 степеней свободы, что свидетельствует о приемлемом качестве аппроксимации. На Рис. 4 показано изменение параметров спектральной модели в зависимости от фазы импульса, совмещенных с профилями импульса, построенными в диапазонах энергий 3–10 и 10–20 кэВ. Из полученных графиков хорошо видно, что характерные температура и оптическая толща комптоновского излучения существенно изменяются с фазой

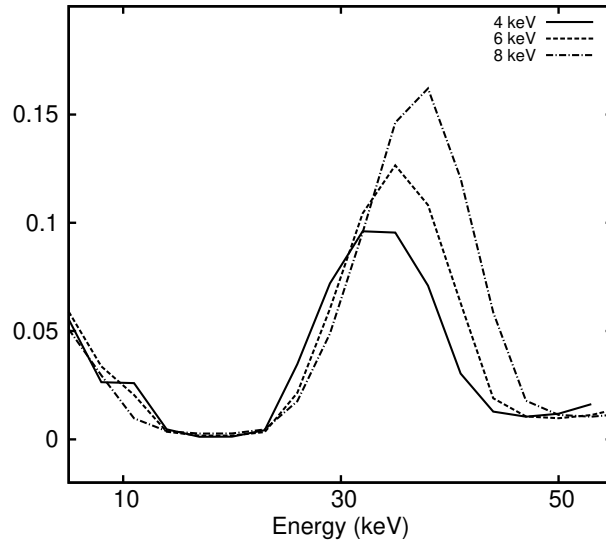


Рисунок 5 — Зависимость верхнего предела (3σ) на оптическую глубину циклотронной линии от ее энергии E_{cyc} для трех возможных ширин линии: 4 кэВ (сплошная линия), 6 кэВ (штриховая линия) и 8 кэВ (штрихпунктирная линия).

импульса. При этом последняя коррелирует с профилем импульса, в то время как максимальное значение температуры несколько смещено по отношению к максимуму излучения. Однако наиболее интересным представляется поведение эквивалентной ширины линии железа, демонстрирующее существенный фазовый сдвиг по сравнению с максимумом излучения.

Из полученных данных можно оценить величину такого фазового сдвига $\Delta\phi \sim 0.4$. Таким образом, время задержки, с учетом периода собственного вращения пульсара $P_{\text{spin}} \simeq 13.5$ с, составляет $\Delta t \sim 5$ с. Эта задержка, по всей видимости, связана со временем пролета фотонов между излучающими областями вблизи нейтронной звезды и областью, где происходит отражение потока. Оценка расстояния, которое пройдет поток фотонов за 5 с, составляет $\sim 1.5 \times 10^{11}$ см, что примерно соответствует области внешнего радиуса аккреционного диска и согласуется с оценкой, сделанной по анализу уширения доплеровских линий, приведенной в [29].

1.2.5 Поиск циклотронной линии

Для проверки гипотезы о возможном присутствии циклотронной линии поглощения в спектре рентгеновского пульсара LMC X-4 модель III была модифицирована добавлением в нее компоненты *gabs* из пакета *xspec*. Следуя процедуре, изложенной в [31], энергия центра предполагаемой циклотронной линии E_{cyc} менялась с шагом 3 кэВ в диапазоне энергий 5–55 кэВ, соответствующая ширина линии W менялась с шагом 2 кэВ в диапазоне энергий 4–8 кэВ. Для каждой пары проверяемых значений положение и ширина линии фиксировались в рамках модели *gabs*, а получившейся моделью аппроксимировался спектр источника, и рассчитывался доверительный интервал для оптической глубины циклотронной линии. На рис. 5 представлена зависимость верхнего предела на оптическую глубину циклотронной линии от ее положения E_{cyc} для трех возможных значений ширины: 4, 6 и 8 кэВ. Максимальное значение верхнего предела на оптическую глубину циклотронной линии составляет $\sim 0.15 (3\sigma)$.

Аналогичный поиск циклотронной линии поглощения был проведен и в фазово-разрешенных спектрах пульсара LMC X-4. Соответствующий верхний предел на оптическую глубину линии составил $\sim 0.4 (3\sigma)$.

1.2.6 Спектр мощности

Как правило, спектр мощности рентгеновских пульсаров состоит из нескольких компонент, в том числе особенностей на частоте вращения пульсара и ее гармониках и низкочастотного красного шума. Согласно модели распространения возмущений [49; 50], низкочастотный красный шум генерируется в аккреционном диске на характерных диффузионных временах (зависящих от радиуса генерации), которые далее переносятся на внутренний край диска. Как результат этого процесса возникают характерные вариации темпа аккреции вещества на компактный объект. Получающийся спектр мощности имеет форму самоподобного степенного закона вплоть до максимальных частот генерации шума, которые могут производиться в диске [51; 52]. В частности, было показано [52], что в спектрах мощности рентгеновских пульсаров, находящихся в состоянии

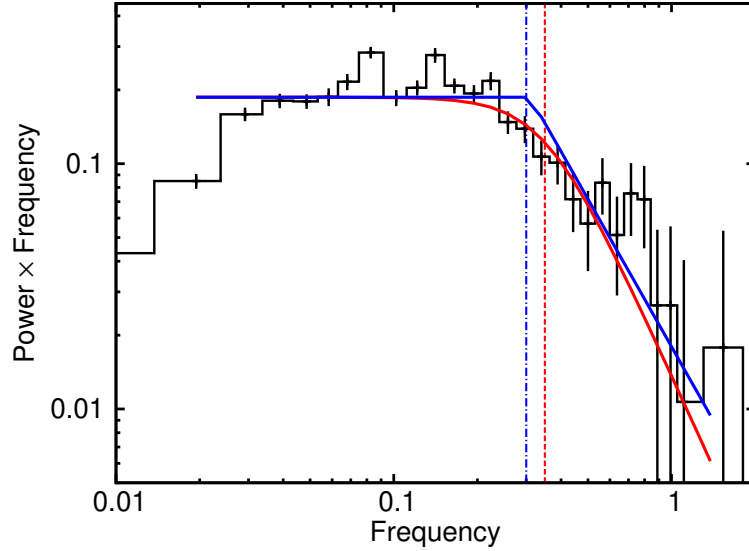


Рисунок 6 — Спектральная плотность мощности LMC X-4. Сплошной синей линией показана аппроксимация моделью 1 ($\alpha_2 = -2$, $f_{\text{br}} = 0.3$ Гц). Сплошной красной линией показана аппроксимация моделью 2 ($\alpha = -2.5$, $f_{\text{br}} = 0.35$ Гц). Вертикальными линиями показаны положения частот излома: $f_{\text{br}} = 0.3$ Гц (штрихпунктирная линия) и $f_{\text{br}} = 0.35$ Гц (штриховая линия).

коротации, присутствует излом на частоте вращения нейтронной звезды, что соответствует кеплеровской частоте вращения вещества на внутреннем крае аккреционного диска ($f_{\text{br}} \approx \nu_k$).

На рис. 6 представлен спектр мощности пульсара LMC X-4, построенный в диапазоне энергий 3–79 кэВ, в единицах мощности, домноженной на частоту. Для его аппроксимации были использованы две модели:

модель степенного закона с изломом (модель 1):

$$P = n \times \begin{cases} f^{\alpha_1}, [f < f_{\text{br}}] \\ f_{\text{br}}^{\alpha_1 - \alpha_2} f^{\alpha_2}, [f > f_{\text{br}}] \end{cases}, \quad (1.1)$$

где n – нормирующий коэффициент, α_1 и α_2 – степенные показатели наклона спектра, значение α_1 было зафиксировано на 0, f_{br} – положение излома;

и модель 2 с гладким переходом между двумя степенными функциями (модель 2) [52]:

$$P \propto f \times \left[1 + \left(\frac{f}{f_{\text{br}}} \right)^4 \right]^{-\alpha/4}, \quad (1.2)$$

где n – нормирующий коэффициент, f_{br} – частота излома и α – степенной показатель наклона спектра.

На рис.6 сплошной синей линией показан результат аппроксимации спектра мощности моделью 1 со следующими параметрами: значение частоты излома $f_{\text{br}} \simeq 0.3$ Гц, степенной показатель наклона спектра $\alpha_2 = -2.0$. На том же рисунке сплошной красной линией показана аппроксимация спектра мощности моделью 2 со следующими параметрами: частота излома $f_{\text{br}} \simeq 0.35$ Гц, степенной показатель наклона спектра $\alpha = -2.5$.

1.2.7 Рентгеновская томография излучающих областей

Наблюдения обсерватории *NuSTAR* покрывают половину орбитального цикла двойной системы ($\Psi_{\text{orb}} \sim [0.4; 0.9]$), что дает возможность провести томографию областей генерации рентгеновского излучения. Например, если K_α -линия железа генерируется в определенных областях двойной системы, то, наблюдая такую систему под разными углами (в разные орбитальные фазы), можно попытаться локализовать эти области и их геометрию. Не слишком высокое энергетическое разрешение обсерватории *NuSTAR* не позволяет провести детальную доплеровскую томографию объекта, поэтому в данном случае можно ограничиться более грубым приближением, которое позволяет получить качественные оценки на временные запаздывания в системе.

В работе [29] анализировались области формирования спектральных линий в пульсаре LMC X-4 по данным обсерваторий *Chandra* и *XMM-Newton*. Было показано, что исходя из изменений интенсивности и ширин спектральных линий разных элементов в зависимости от фазы суперорбитального движения, можно выделить три возможные области в двойной системе: область фотоионизированного звездного ветра, внешнюю область стандартного аккреционного диска и область внутреннего изогнутого аккреционного диска. Согласно предположениям [29], наиболее вероятной областью формирования K_α -линии железа является внешняя граница аккреционного диска или струя, которая через внутреннюю точку Лагранжа попадает на внешний край диска. Если K_α -линия железа генерируется под действием излучения пульсара во внешнем крае аккреционного диска или в струе, то можно ожидать, что будет наблюдаться

Таблица 2 — Спектральные параметры LMC X-4 в различных орбитальных фазах

Параметр / Фаза	$\Psi_{\text{orb}}^{(1)}$	$\Psi_{\text{orb}}^{(2)}$	$\Psi_{\text{orb}}^{(3)}$
C	1.021 ± 0.006	1.016 ± 0.006	1.034 ± 0.006
$N_{\text{H}} (\times 10^{20} \text{ см}^{-2})$	5.74	5.74	5.74
T_0 (кэВ)	0.56	0.56	0.56
kT (кэВ)	9.03 ± 0.06	9.10 ± 0.06	8.99 ± 0.06
τ	13.91 ± 0.10	13.94 ± 0.10	14.3 ± 0.11
E_{Fe} (кэВ)	6.49 ± 0.05	6.53 ± 0.06	6.38 ± 0.07
σ_{Fe} (кэВ)	0.34 ± 0.09	0.35 ± 0.07	0.54 ± 0.09
EW_{Fe} (эВ)	140 ± 10	142 ± 11	218 ± 15
$\chi^2 / \text{d.o.f.}$	1.05 (1531)	1.01 (1528)	1.07 (1529)

корреляция между фазой импульса пульсара и параметрами (эквивалентной шириной) этой линии. Причем эта корреляция будет выглядеть по-разному для разных орбитальных фаз в зависимости от того, где формируется линия – во внешних краях диска или в области контакта диска и струи (так называемое горячее пятно, см. [53], и ссылки там).

Действительно, для значений суперорбитальной фазы вблизи нуля ($\Psi_{\text{sup}} \sim 0$) плоскость аккреционного диска расположена в направлении на наблюдателя под углом, близким к нормали. Тогда при движении нейтронной звезды по орбите, в случае если линия генерируется на внешнем крае аккреционного диска, будет наблюдаться постоянный фазовый сдвиг между максимумом профиля импульса и максимальным значением параметра, характеризующего эквивалентную ширину линии железа. Если же K_{α} -линия железа производится в струе (горячем пятне), тогда можно ожидать изменения величины фазового сдвига или формы параметра в зависимости от орбитальной фазы, так как в данном случае для наблюдателя в системе имеется асимметрия, определяемая наличием струи и горячего пятна на краю диска. Для проверки этих предположений весь интервал наблюдения был разделен на три равных временных подынтервала (орбитальные фазы: $\Psi_{\text{orb}}^{(1)} \simeq [0.40; 0.56]$, $\Psi_{\text{orb}}^{(2)} \simeq [0.56; 0.72]$ и $\Psi_{\text{orb}}^{(3)} \simeq [0.72; 0.90]$), в каждом из которых были построены как усредненные, так и фазово-разрешенные спектры. Как и раньше, все они аппроксимировались комптонизационной моделью III.

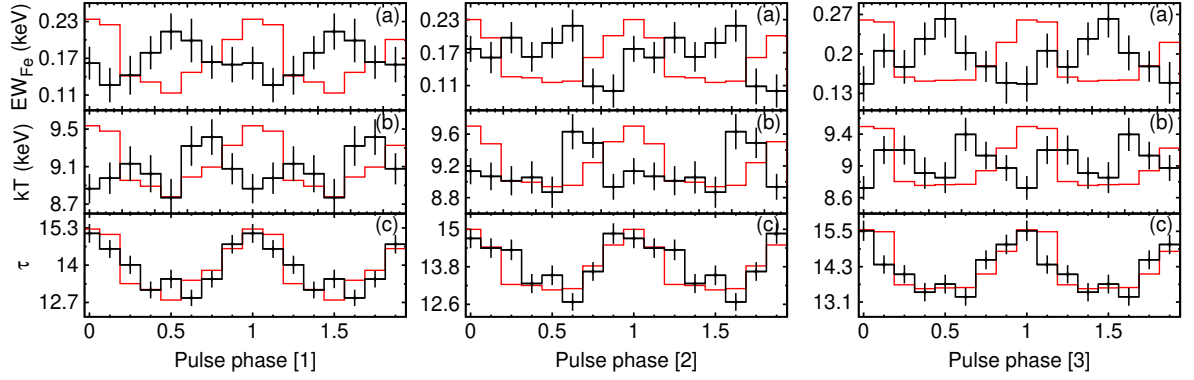


Рисунок 7 — Изменение параметров спектральной модели для фаз $\Psi_{\text{orb}}^{(1)}$, $\Psi_{\text{orb}}^{(2)}$ и $\Psi_{\text{orb}}^{(3)}$ в сравнении с соответствующими профилями импульса в диапазоне энергий 10–20 кэВ.

Параметры наилучшей аппроксимации средних спектров в каждой из трех орбитальных фаз представлены в Табл. 2. Температура затравочных фотонов T_0 достаточно плохо ограничивается из-за недостатка статистики, поэтому значение этого параметра было зафиксировано на уровне $T_0 = 0.56$ кэВ, полученном из результатов анализа усредненного спектра. Из результатов, представленных в Табл. 2, видно, что во всех трех орбитальных фазах параметры моделей совпадают с точностью до ошибок, за исключением эквивалентной ширины линии железа. В третьем интервале орбитальных фаз ($\Psi_{\text{orb}}^{(3)}$) эквивалентная ширина линии железа (EW_{Fe}) в ~ 1.5 раза выше, чем во первом и втором интервалах ($\Psi_{\text{orb}}^{(1)}$) и ($\Psi_{\text{orb}}^{(2)}$).

На Рис. 7 показано изменение параметров спектральной модели в зависимости от фазы импульса для указанных выше интервалов орбитального цикла в сравнении с соответствующими профилями импульса в диапазоне энергий 10–20 кэВ. Из рисунка хорошо видно, что в орбитальных фазах $\Psi_{\text{orb}}^{(1)}$ и $\Psi_{\text{orb}}^{(3)}$ наблюдается антикорреляция между формой импульса излучения и эквивалентной шириной K_{α} -линии железа. Причем форма изменения эквивалентной ширины K_{α} -линии железа имеет четко выраженные максимум и минимум, сдвинутые примерно на половину фазы импульса. В то же время в фазе $\Psi_{\text{orb}}^{(2)}$ форма изменения эквивалентной ширины K_{α} -линии железа становится асимметричной, и максимум сдвигается на 0.1 фазы пульсара. Таким образом, наблюдается явная асимметрия изменения эквивалентной ширины фазово-разрешенной K_{α} -линии железа в зависимости от фазы орбитального движения пульсара. Для лучшей наглядности на Рис. 8 совмещены все три профиля эквивалентной ширины линии железа на разных орбитальных фазах.

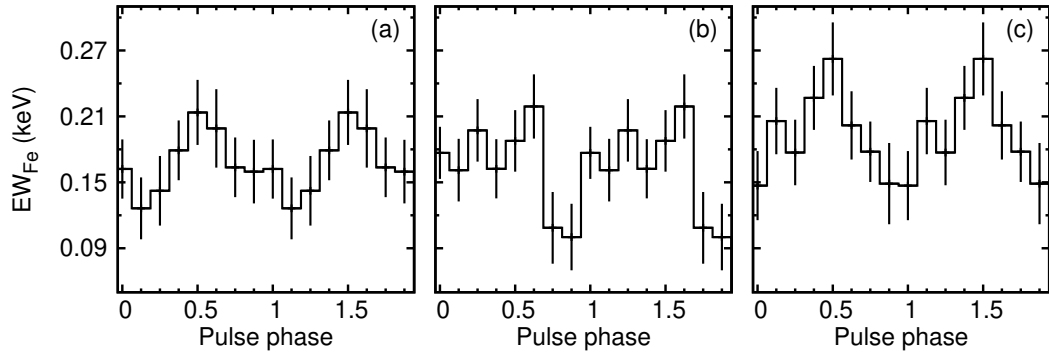


Рисунок 8 — Изменения профиля эквивалентной ширины K_α -линии железа на разных орбитальных фазах $\Psi_{\text{orb}}^{(1)}$ (a), $\Psi_{\text{orb}}^{(2)}$ (b) и $\Psi_{\text{orb}}^{(3)}$ (c) (подробнее см. текст).

Основываясь на этих данных, можно предположить, что генерация K_α -линии железа происходит в струе или в месте взаимодействия струи и аккреционного диска. Необходимо отметить, что взаимодействие струи и аккреционного диска имеет сложный характер и зависит от большого числа параметров двойной системы и особенностей переноса вещества между компонентами. В частности, не всегда появляется само горячее пятно в месте взаимодействия струи и аккреционного диска. Поэтому, для более детального анализа и получения количественных оценок параметров области генерации K_α -линии железа требуется проведение дополнительных наблюдений с привлечением данных других обсерваторий.

1.3 Исследование эволюции параметров во время эпизодов сверх-Эддингтоновской активности

1.3.1 Наблюдения и обработка данных

Для анализа использовались данные, полученные обсерваторией *NuSTAR* (??) во время наблюдений пульсара LMC X-4 в октябре и ноябре 2015 года (ObsID. 30102041002, 30102041004, 30102041006 и 30102041008). Наблюдения покрывают разные фазы орбитального (Ψ_{orb}) и суперорбитального (Ψ_{sup}) периодов системы (см. [24]), длительность экспозиции в научном режиме (mode 01) наблюдений в каждом из сеансов составила $\sim 20 - 25$ тысяч секунд (Табл. 3).

Первичная обработка данных осуществлялась с применением стандартного конвейера обработки данных *NuSTAR* (*nustardas*, версии 1.5.1). В процессе обработки данных использовалась калибровочная база данных CALDB версии 20160922. Обработка и анализ данных высокого уровня осуществлялся при помощи программ пакета *heasoft* версии 6.18. Коррекция времен прихода фотонов на барицентр Солнечной системы проводилась стандартными средствами *nustardas*. Соответствующая коррекция смещений времен прихода фотонов, обусловленных движением компактного объекта в двойной системе, проводилась с использованием орбитальных параметров, полученных в работе [24].

Для построения кривых блеска из данных каждого из модулей FРМА и FРМВ вычитался фон, полученные кривые блеска объединялись в единую кривую, к которой применялась коррекция на орбитальное движение (см. [46]). Для объединения кривых блеска модулей *NuSTAR* использовалась стандартная процедура *lcmath* из состава программ пакета *heasoft*.

Поиск периода пульсаций осуществлялся при помощи метода наложения эпох (процедура *efsearch* в пакете *heasoft*, подробнее о применяемом методе см. в соответствующем разделе). Профили импульсов в разных диапазонах энергий были получены путем свертки соответствующих кривых блеска источника с найденным значением периода. Анализ энергетических спектров источника проводился при помощи пакета *xspec* версии 12.8.

Таблица 3 — Наблюдения источника LMC X-4 обсерваторией *NuSTAR*.

ObsID	Ψ_{orb}	Ψ_{sup}	Дата начала наблюдения (MJD)	Эксп. (сек)
30102041002	[0.29; 0.63]	[0.88; 0.89]	2015-10-30 01:01:08 (57325.0425)	24551
30102041004	[0.39; 0.69]	[0.07; 0.08]	2015-11-04 19:46:08 (57330.8237)	21880
30102041006	[0.11; 0.43]	[0.28; 0.30]	2015-11-11 11:16:08 (57337.4695)	22986
30102041008	[0.42; 0.73]	[0.81; 0.82]	2015-11-27 09:16:08 (57353.3862)	20282

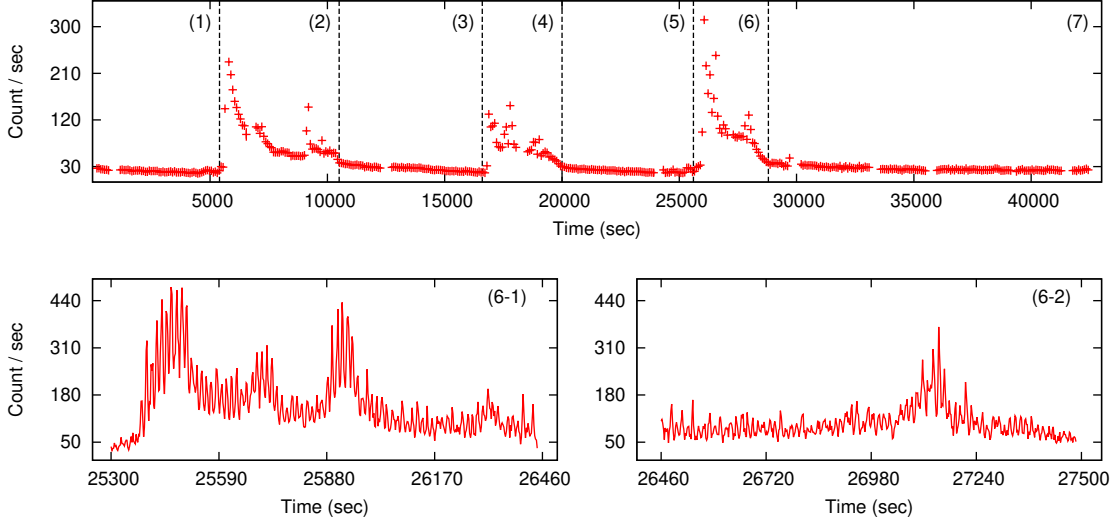


Рисунок 9 — Кривая блеска наблюдения 30102041002 (верхняя панель); кривая блеска вспышки FL3 в наблюдении 30102041002, интервал (6): основной импульс (нижняя левая панель, 6-1) и послесвечение (нижняя правая панель, 6-2); подробное описание см. в тексте. Нулевое значение времени соответствует началу наблюдения (см. Таблицу 1)

1.3.2 Кривые блеска

Кривые блеска пульсара в диапазоне энергий 3–79 кэВ по данным сеансов 30102041002 и 30102041008 представлены на Рис. 9 и Рис. 10, соответственно. В этих наблюдениях присутствуют два эпизода вспышечной активности: первый содержит три события (FL1, FL2 и FL3); второй – одно событие (FL4). События FL1, FL2 и FL3 разнесены по времени на ~ 10 тысяч секунд. Эпизоды вспышечной активности сеансов 30102041002 и 30102041008 (события FL1 и FL4) разделяет временной интервал ~ 28.3 дня. Длительность каждого из событий составляет ~ 4000 сек. Все вспышки (см., например, Рис. 9, нижняя панель, для FL3 и Рис. 10, нижняя панель, для FL4) показывают схожую мор-

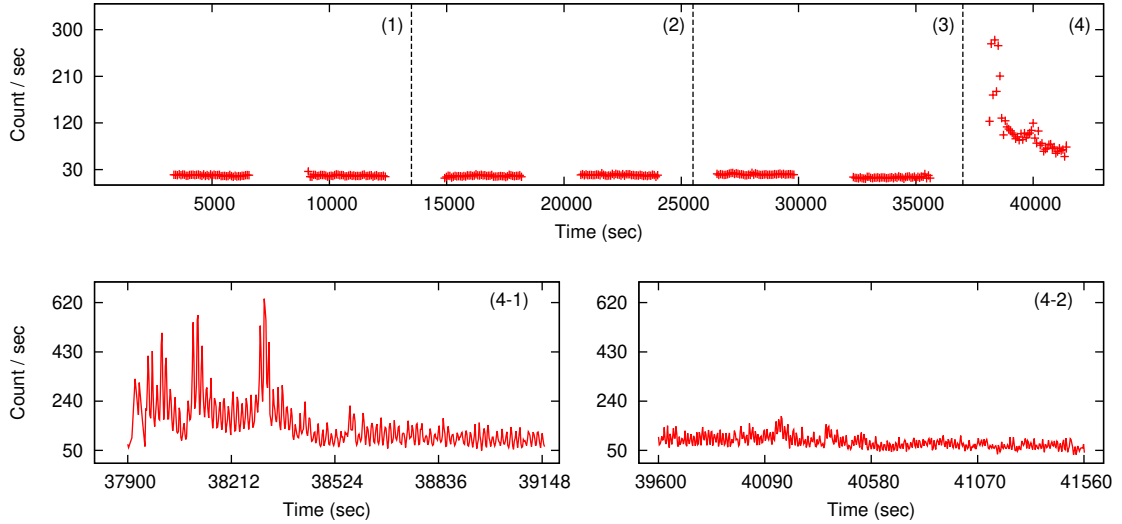


Рисунок 10 — Кривая блеска наблюдения 30102041008 (верхняя панель); кривая блеска вспышки FL4 в наблюдении 30102041008, интервал (4): основной импульс (нижняя левая панель, 4-1) и послесвечение (нижняя правая панель, 4-2); подробное описание см. в тексте.

фологию: быстрое нарастание вспышки, экспоненциальный спад (характерные времена $t_{\text{exp}} \sim 800 - 1200$ секунд), послесвечение, выраженные пульсации на собственной частоте вращения пульсара, а также наличие субимпульсов во время основной вспышки и послесвечения. В сеансах 30102041004 и 30102041006 вспышечной активности не наблюдалось.

Для последующего анализа данные сеансов, содержащих вспышки, были разделены на интервалы и помечены цифрами. Интервалы выбирались таким образом, чтобы отделить состояния с высокой светимостью от состояний с нормальной (разбиение показано на Рис. 9 и Рис. 10). Вспышки в свою очередь, разделялись на две части: основной импульс и послесвечение (см., например, нижние панели на рис. 9 и рис. 10). Данные каждого из сеансов 30102041004 и 30102041006 анализировались как единый интервал.

1.3.3 Период пульсаций и профиль импульса

Для определения периода собственных пульсаций LMC X-4 были использованы кривые блеска источника во вневышечном состоянии (наблюдения 30102041004 и 30102041006), объединенные по обоим модулям обсерватории *NuSTAR*. Точное значение периода определялось методом многократной ($N =$

10000) генерации выборок методом Монте-Карло на базе имеющейся выборки (подробнее о применяемом методе см. [47]). Полученное в результате значение периода вращения нейтронной звезды на момент наблюдений обсерваторией *NuSTAR* составило $P_{\text{spin}} = 13.50124 \pm 0.00005$ с, которое было использовано в дальнейшем анализе. Измеренный период пульсаций вполне согласуется с результатами предыдущих измерений обсерватории *NuSTAR* (см. [20]) и телескопа *Swift/XRT* (см. [36]), что может свидетельствовать об отсутствии значительного ускорения/замедления вращения нейтронной звезды в системе LMC X-4 по сравнению с предыдущей историей наблюдений [36].

Профиль импульса несет важную информацию о геометрии и физических свойствах излучающих областей пульсара. Сравнение формы профилей и их эволюции во вспышках и невспышечных состояниях позволяет провести анализ процессов, протекающих во время вспышечной активности пульсара. На рис. 11 (наблюдения 30102041002 и 30102041006), рис. 12 и рис. 13 (наблюдение 30102041002) и рис. 14 (наблюдение 30102041008) представлены профили импульса в диапазонах энергий 3–10 кэВ, 10–20 кэВ, 20–40 кэВ и 40–79 кэВ для каждого интервала наблюдений, описанных выше. Для построения всех профилей использовалось единое значение нулевой эпохи $T_0 = 57325$ MJD.

В отсутствие вспышечной активности, вблизи максимума суперорбитального периода (наблюдение 30102041004), профиль импульса имеет сложную форму, согласующуюся с предыдущими наблюдениями (см., например, [20; 30]). При приближении к минимуму суперорбитального периода (наблюдение 30102041006) профиль упрощается и приближается к синусоидальной форме (особенно хорошо это видно в диапазонах энергий 03–10 кэВ и 10–20 кэВ), при этом значение доли пульсирующего излучения возрастает в ~ 3 раза (см. рис. 15).

Во время вспышек профиль импульса приближается к правильной треугольной форме, а между вспышками приобретает простую асимметричную форму, похожую на синусоидальную без выраженных особенностей. После периода вспышечной активности профиль импульса возвращается к сложной форме, которая регистрировалась перед вспышками и которая похожа на наблюдаемую во время максимума суперорбитального периода (см., например, интервал 7 наблюдения 30102041002 и интервалы 1, 2, 3 наблюдения 30102041008). Анализируя эволюцию профилей импульса в разных интервалах можно видеть

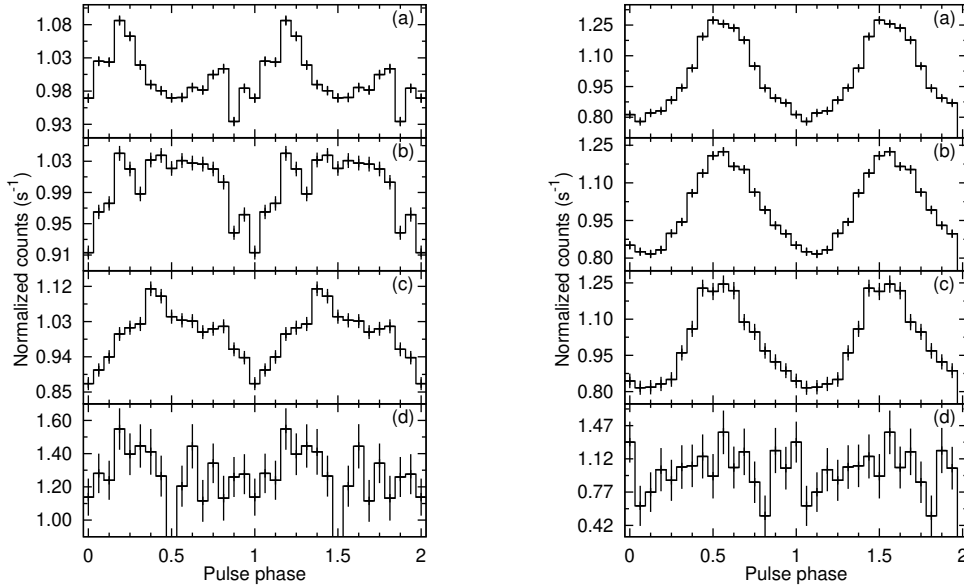


Рисунок 11 — Профили импульсов наблюдений 30102041004 (левая панель) и 30102041006 (правая панель), в энергетических диапазонах: 3–10 кэВ (a), 10–20 кэВ (b), 20–40 кэВ (c) и 40–79 кэВ (d).

выраженный дрейф фазы профиля (с точностью до изменений самого профиля).

Зависимость доли пульсирующего излучения от энергии существенно различается для интервалов наблюдений, содержащих вспышечную активность, и внеспышечных интервалов (ср. профили в интервале (6-1) наблюдения 30102041002 (панель a) и в наблюдении 30102041004 (панель c) на рис. 15).

Из графиков на рис. 15 видно, что доля пульсирующего излучения увеличивается во время вспышек и достигает значений $\sim 60 - 70\%$ на энергиях 25–40 кэВ, что существенно выше наблюдаемых значений 6 – 14% в спокойном состоянии (см. [20; 31]). Во время послесвечения и непосредственно перед вспышкой она также достигает повышенных значений $\sim 25 - 50\%$ и $\sim 20 - 30\%$, соответственно. Необходимо отметить, что такие изменения профиля наблюдаются для всех рассматриваемых вспышек. Следует также отметить, что в наблюдении 30102041006, когда система находилась в низком состоянии суперорбитального цикла, в отсутствие вспышек, доля пульсирующего излучения также существенно выше, чем в ярком состоянии и достигает значений $\sim 20 - 30\%$. В работе [18] было показано, что доля пульсирующего излучения для ярких рентгеновских пульсаров должна уменьшаться с ростом светимости. Однако при ее приближении к эддингтоновской или превышении такой может наблюдаться и ее обратный рост, что видно на примере источника LMC X–4.

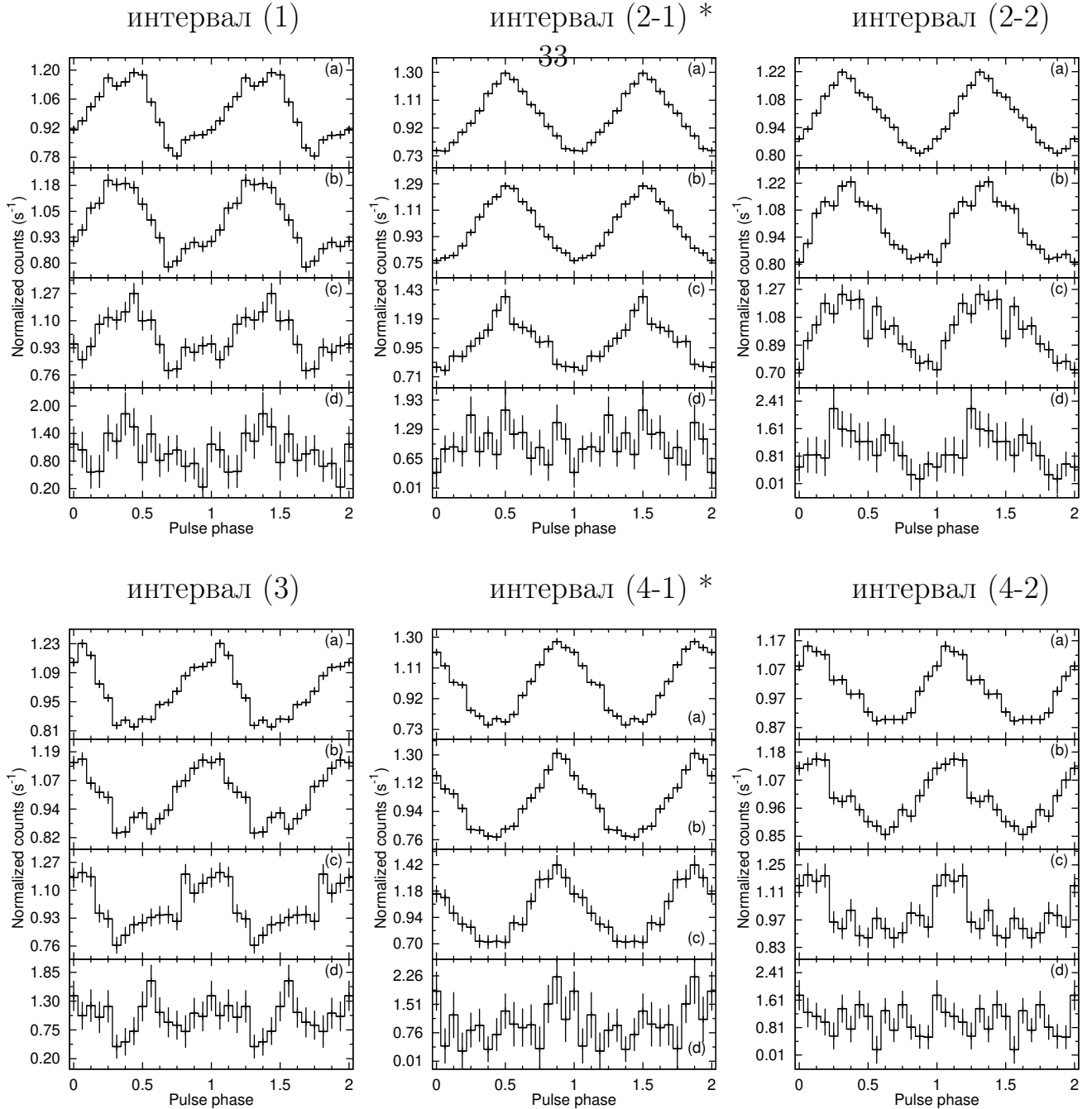
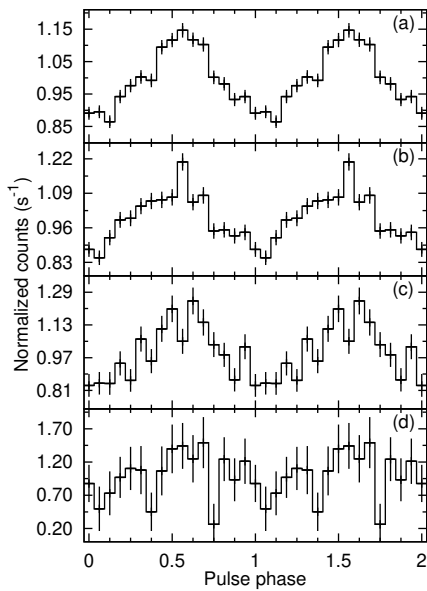


Рисунок 12 — Профили импульсов в интервалах (1), (2-1), (2-2), (3), (4-1) и (4-2) (наблюдение 30102041002) в энергетических диапазонах: 3–10 кэВ (а), 10–20 кэВ (б), 20–40 кэВ (с) и 40–79 кэВ (д); интервалы содержащие вспышки помечены символом *.

1.3.4 Энергетические спектры

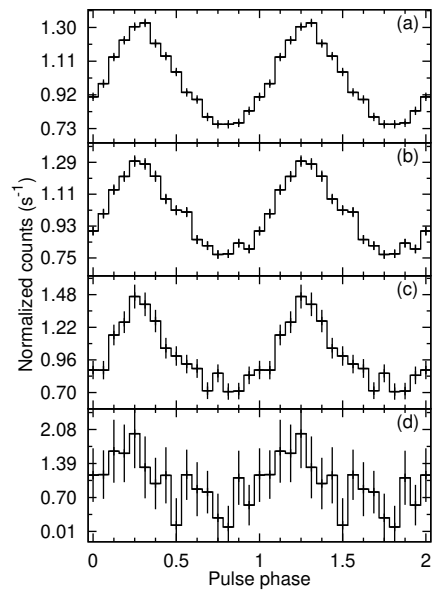
Как и в работе [20], для аппроксимации широкополосных спектров источника LMC X-4 использовалась тепловая комптонизационная модель *comptt* [48] из пакета *xspec*. Существенным достоинством этой модели является то, что она хорошо описывает спектр LMC X-4 и имеет физическое обоснование. Для улучшения качества аппроксимации в модель был добавлены следующие компоненты: *phabs* для учета межзвездного поглощения и *gaus* для учета флуоресцентной K_{α} -линии железа на энергии 6.4 кэВ. Спектры по данным обоих

интервал (5)

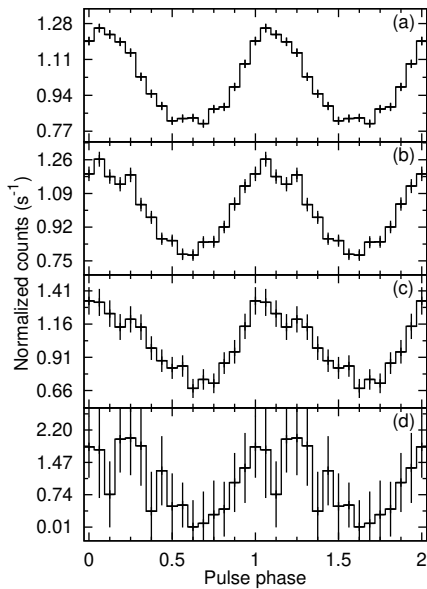


интервал (6-1) *

34



интервал (6-2)



интервал (7)

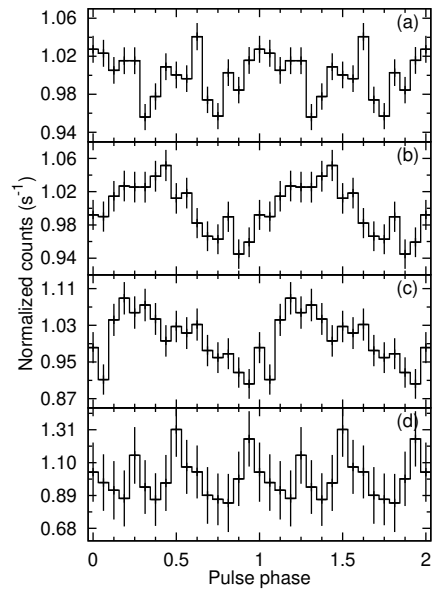


Рисунок 13 — Профили импульсов в интервалах (5), (6-1), (6-2) и (7) (наблюдение 30102041002) в энергетических диапазонах: 3–10 кэВ (а), 10–20 кэВ (б), 20–40 кэВ (с) и 40–79 кэВ (д); интервалы содержащие вспышки помечены символом *.

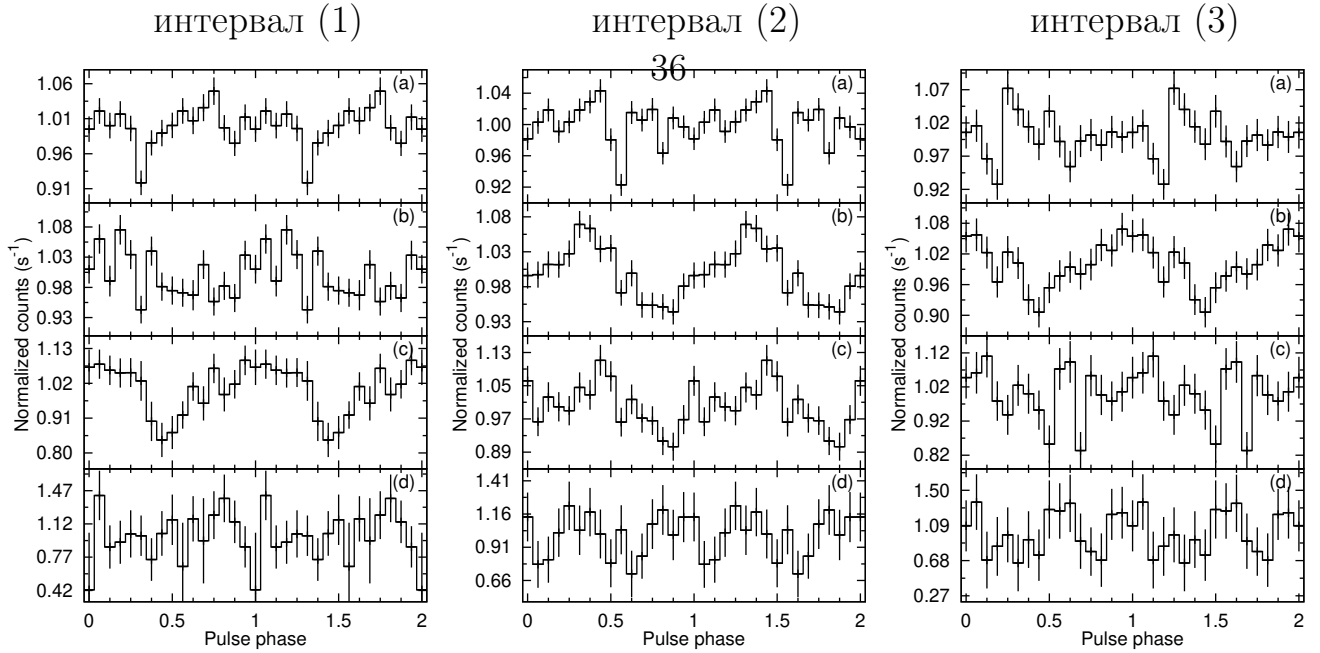
модулей аппроксимировались совместно; для учета разности их калибровок был введен нормировочный коэффициент C ; все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.). Значение колонковой плотности водорода N_{H} было зафиксировано на значении $N_{\text{H}} = 5.74 \times 10^{20}$ атомов см^{-2} (в предположении солнечного обилия). Результаты аппроксимации представлены в табл. 4, из которой видно, что предложенная модель хорошо описывает спектр пульсара во всех наблюдаемых состояниях.

На рис. 16 представлены энергетические спектры источника LMC X-4 в интервалах перед вспышкой, во время вспышки и во время послесвечения, по-

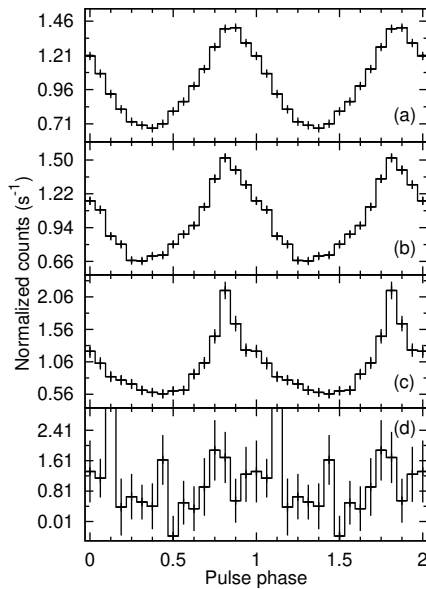
Таблица 4 — Параметры наилучшей аппроксимации спектров LMC X-4, полученных в различных состояниях.

Набл.	Инт.	C	T_0 (keV)	kT (keV)	τ	E_{Fe} (keV)	σ_{Fe} (keV)	EW_{Fe} (eV)	$f_x \times 10^{-9}$ (erg/cm ² /s)	$\chi^2/d.o.f$
	(1)	1.02	0.93 ± 0.09	8.78 ± 0.10	12.29 ± 0.17	6.45 ± 0.05	0.44 ± 0.09	254 ± 28	0.68	0.995
	(2-1)	1.03	1.08 ± 0.06	8.78 ± 0.40	6.32 ± 0.32	6.32 ± 0.14	1.19 ± 0.16	644 ± 146	2.47	1.001
	(2-2)	1.02	1.00 ± 0.06	7.60 ± 0.10	11.24 ± 0.16	6.54*	0.60*	340 ± 25	1.60	1.016
	(3)	1.02	1.15 ± 0.05	8.93 ± 0.11	11.40 ± 0.19	6.51 ± 0.05	0.53 ± 0.10	265 ± 31	0.76	1.081
**02	(4-1)	1.02	1.16 ± 0.04	7.64 ± 0.13	9.45 ± 0.18	6.61*	0.64*	307 ± 29	2.03	1.127
	(4-2)	1.03	1.05 ± 0.07	8.00 ± 0.10	11.66 ± 0.19	6.63 ± 0.04	0.43 ± 0.07	252 ± 26	1.12	1.024
	(5)	1.02	1.02 ± 0.08	9.04 ± 0.12	11.89 ± 0.19	6.50*	0.51*	336 ± 31	0.70	0.951
	(6-1)	1.01	1.12 ± 0.05	8.68 ± 0.29	6.54 ± 0.24	6.47 ± 0.08	0.79 ± 0.14	385 ± 55	2.43	0.920
	(6-2)	1.01	1.18 ± 0.08	7.39 ± 0.19	9.18 ± 0.35	6.52 ± 0.08	0.42 ± 0.18	276 ± 41	2.27	1.161
	(7)	1.03	0.86 ± 0.06	9.29 ± 0.05	13.43 ± 0.89	6.46 ± 0.04	0.44 ± 0.05	215 ± 19	0.98	1.003
**04	-	1.03	1.04 ± 0.05	8.81 ± 0.05	14.46 ± 0.14	6.53 ± 0.04	0.43 ± 0.07	180 ± 13	1.17	1.060
**06	-	1.03	0.86 ± 0.16	8.30 ± 0.08	16.53 ± 0.27	6.28 ± 0.06	0.53 ± 0.08	365 ± 29	0.35	0.991
*08	(1)	1.04	0.68 ± 0.13	9.31 ± 0.08	13.51 ± 0.14	6.28 ± 0.09	0.67 ± 0.11	291 ± 38	0.70	0.959
	(2)	1.03	0.87 ± 0.08	9.07 ± 0.08	13.81 ± 0.14	6.39 ± 0.05	0.28 ± 0.08	145 ± 17	0.69	1.071
	(3)	1.03	0.90 ± 0.08	9.11 ± 0.09	12.96 ± 0.16	6.46 ± 0.08	0.36 ± 0.12	154 ± 24	0.64	1.044
	(4-1)	1.01	1.05 ± 0.05	7.52 ± 0.24	6.81 ± 0.25	6.32 ± 0.10	0.96 ± 0.11	568 ± 78	2.72	0.971
	(4-2)	1.02	1.00 ± 0.04	7.29 ± 0.09	9.70 ± 0.13	6.61*	0.67*	381 ± 27	1.90	0.969

* — параметры плохо ограничивались и были зафиксированы



интервал (4-1) *



интервал (4-2)

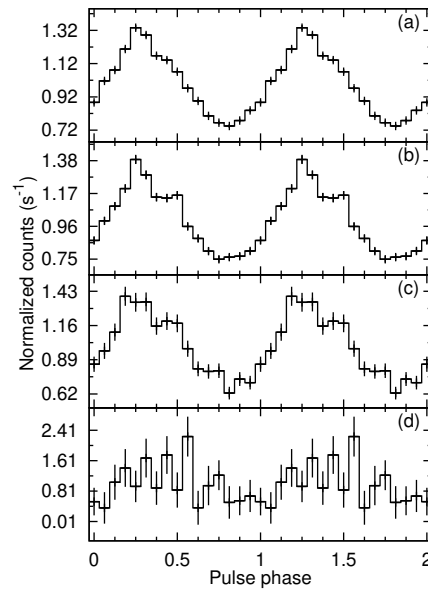


Рисунок 14 — Профили импульсов в интервалах (1), (2), (3), (4-1) и (4-2) (наблюдение 30102041008) в энергетических диапазонах: 3–10 кэВ (a), 10–20 кэВ (b), 20–40 кэВ (c) и 40–79 кэВ (d); интервалы содержащие вспышки помечены символом *.

строенные совместно для каждой из четырех вспышек. Для наглядности спектр в интервале перед вспышкой умножен на коэффициент 0.1, в интервале после вспышки – на коэффициент 0.2. Из рисунка видно, что во время вспышек спектр существенно смягчается. Смягчение спектра во время вспышек в источнике LMC X–4 ранее отмечалось в ряде работ (см., например, [30; 41; 43; 45]). Из полученных данных видно, что наиболее сильно спектр меняется на низких энергиях. Для проверки этого предположения были построен совместно спектры в интервалах, содержащих вспышки, и в интервалах, предшествующих им (см. рис. 17). Из рисунка видно, что при вспышках меняется форма спектра пре-

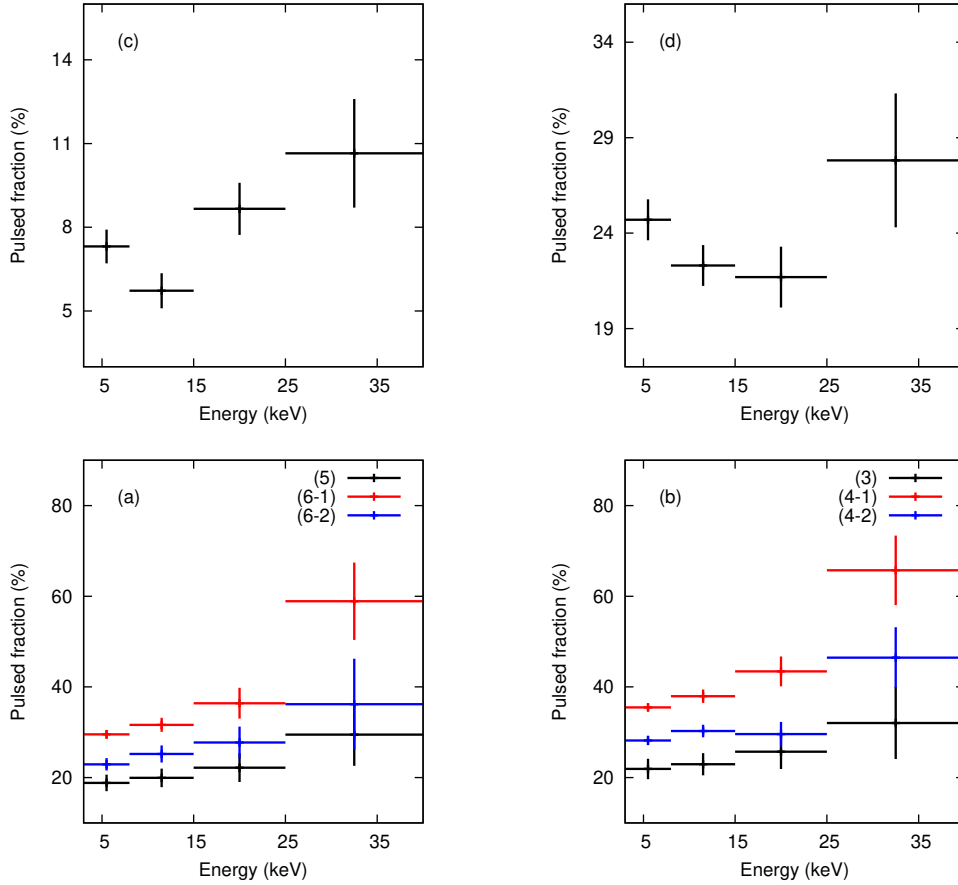


Рисунок 15 — Доля пульсирующего излучения в наблюдениях: 30102041002 в интервалах (5), (6-1) и (6-2) (панель а); 30102041008 в интервалах (3), (4-1) и (4-2) (панель б); 30102041004 (панель с); 30102041006 (панель d).

имущественно до ~ 20 кэВ, в то время как на более высоких энергиях форма спектра практически не меняется.

На рис. 18 представлена эволюция спектральных параметров в интервалах (1)–(7) наблюдения 30102041002 и (1)–(4) наблюдения 30102041008. Из представленных графиков видно, что во время вспышки происходит существенное падение (в $\sim 1.5 - 2$ раза) оптической толщи излучающей области, при этом температура свободных электронов в интервале послесвечения вспышки падает. Также из данных видно, что во время серии вспышек происходит постепенный рост температуры затравочных фотонов, который прекращается с окончанием серии вспышек. Необходимо отметить, что, по крайней мере, в первой вспышке серии (FL3, FL4) резко возрастает эквивалентная ширина флуоресцентной линии железа EW_{Fe} .

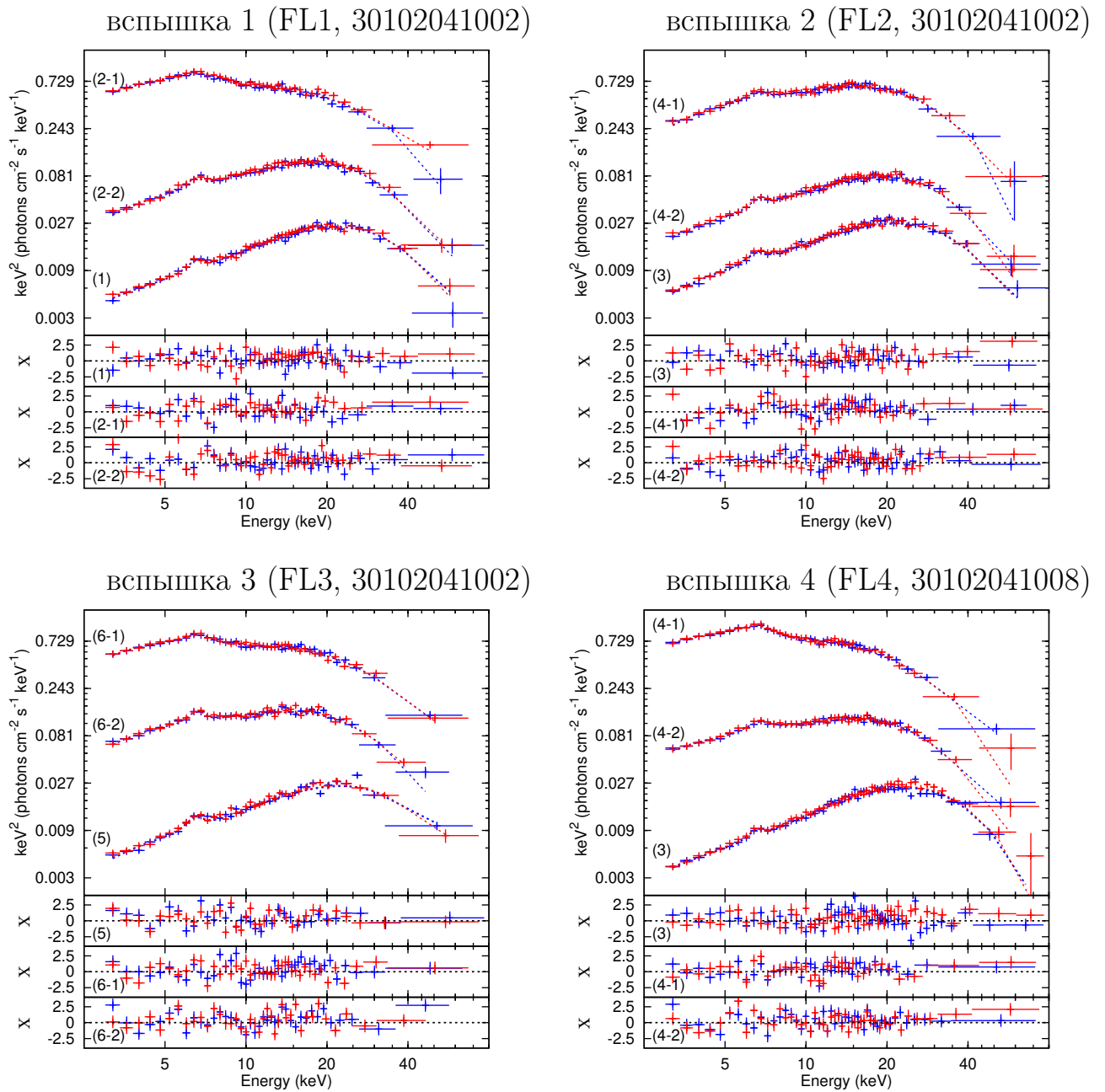


Рисунок 16 — Энергетические спектры в интервалах перед вспышкой, во время вспышки и после вспышки; спектр в интервале перед вспышкой построен с коэффициентом 0.1, в интервале после - с коэффициентом 0.2; номера интервалов соответствуют нумерации на рис. 9 и рис. 10.

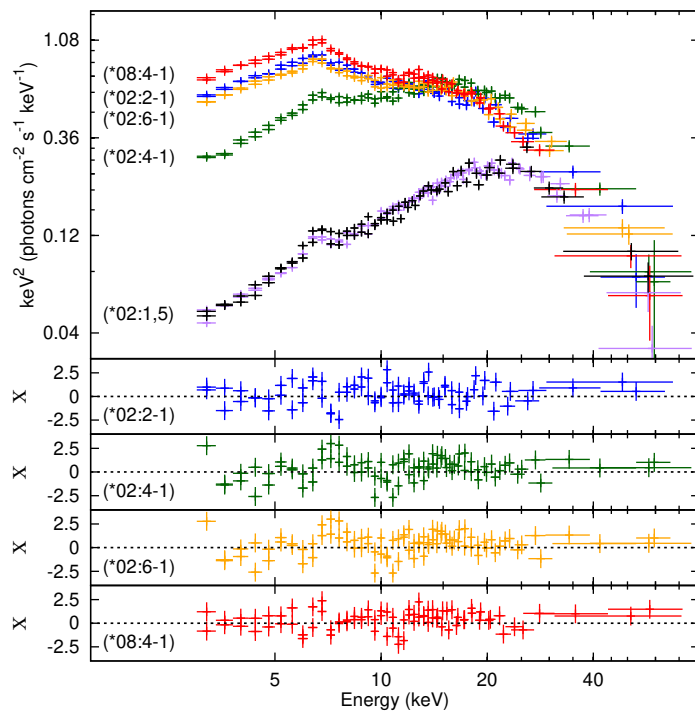


Рисунок 17 — Совмещенные спектры вспышек в интервалах (2-1), (4-1) и (6-1) наблюдения 30102041002 (*02:2-1, *02:4-1 и *02:6-1), интервале (4-1) наблюдения 30102041008 (*08:4-1) и спектры во вневысвещечном состоянии в интервалах (1) и (5) наблюдения 30102041002 (*02:1,5).

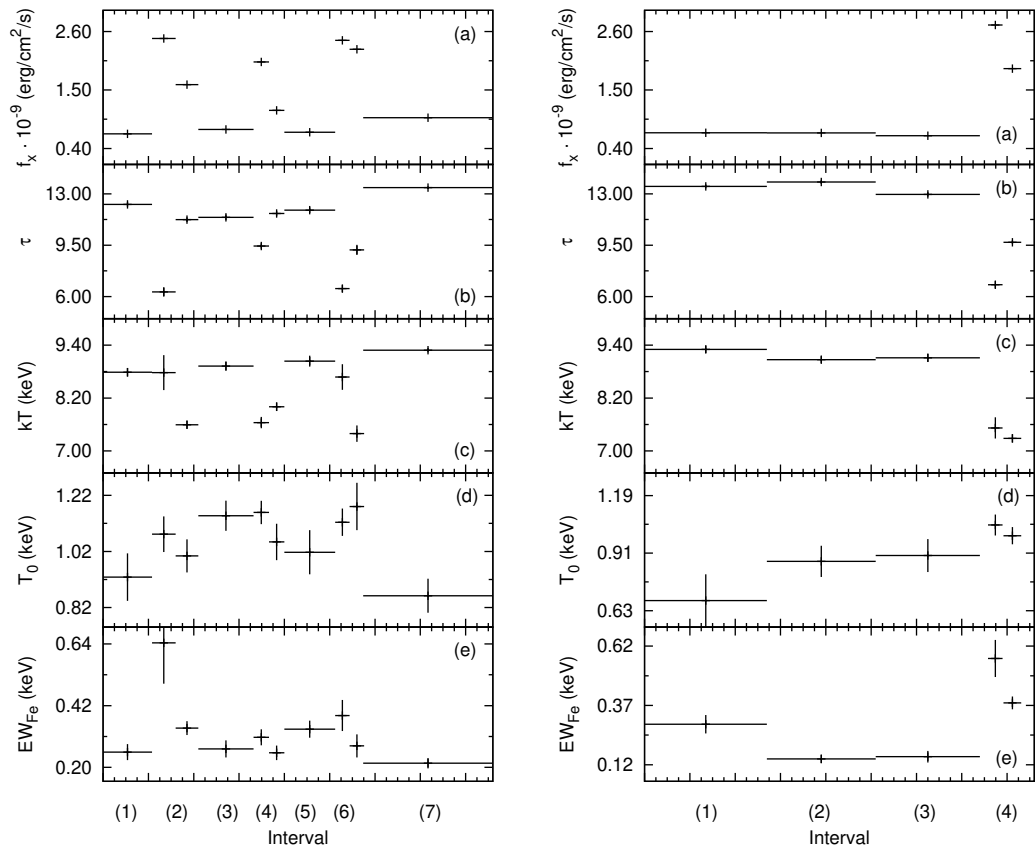


Рисунок 18 — Эволюция спектральных параметров в интервалах: поток (а), оптическая толщина (b) температура горячих электронов (с), температура затравочных фотонов (d), эквивалентная ширина флуоресцентной линии железа (e) для наблюдений 30102041002 (левая панель) и 30102041008 (правая панель).

1.4 Выводы

По данным обсерватории *NuSTAR* был получен широкополосный спектр рентгеновского пульсара LMC X-4 в диапазоне энергий 3–79 кэВ с высокой статистической значимостью и хорошим энергетическим разрешением, что позволило проверить несколько спектральных моделей и определить их параметры. Наилучшим образом полученный спектр может быть описан моделью комптонизации (*comptt*) с учетом межзвездного поглощения и вкладом K_α -линии железа. Эквивалентная ширина линии железа в усредненном спектре составила $EW_{\text{Fe}} \simeq 158$ эВ.

Впервые для пульсара LMC X-4 в широком рентгеновском диапазоне энергий была проведена фазированная спектроскопия с высоким временным и спектральным разрешением. Фазово-разрешенные спектры аппроксимировались той же моделью, что и усредненный. Сравнение поведения спектральных параметров с профилем импульса источника на энергиях выше 10 кэВ показало, что наблюдается корреляция с оптической толщиной и антикорреляция с температурой излучения и эквивалентной шириной линии железа. Была определена задержка (~ 5 с) между максимумами интенсивности излучения и эквивалентной ширины флуоресцентной линии железа. Эта задержка, по-видимому, связана с временем пролета фотонов между излучающими областями вблизи нейтронной звезды и областью, где происходит отражение потока (предположительно, в струе втекающего вещества, или в месте взаимодействия струи с внешними краями аккреционного диска). Томографический анализ излучающих областей позволяет выдвинуть предположение, что генерация K_α -линии железа, формирующейся в результате отражения рентгеновского потока в относительно холодных областях окружающего вещества, происходит не просто на внешнем крае диска, а скорее всего в струе, которая через внутреннюю точку Лагранжа попадает на внешний край аккреционного диска, или в месте взаимодействия струи и аккреционного диска (так называемом горячем пятне).

Оценка величины магнитного поля

Поиск циклотронной линии поглощения в усредненном спектре источника производился в диапазоне энергий 5–55 кэВ и для разной возможной ширины

линии 2–8 кэВ. Полученный верхний предел на ее оптическую глубину $\simeq 0.15$ (3σ) свидетельствует об отсутствии такой особенности в указанном диапазоне энергий. Этот результат позволяет получить ограничение на возможную величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в системе LMC X–4: $B < 3 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.5 \times 10^{12}$ Гс. Поиск циклотронной линии поглощения был проведен и для фазово-разрешенных спектров и также показал ее отсутствие в указанном выше диапазоне энергий.

В работах [52; 54] была продемонстрирована возможность использования свойств спектра мощности излучения рентгеновских пульсаров для определения напряженности магнитного поля нейтронной звезды. Этот метод основан на равенстве частоты излома в спектре мощности и кеплеровской частоты обращения вещества на внутреннем крае аккреционного диска ($f_{\text{br}} \approx \nu_{\text{k}}$ [52]). Таким образом, используя выражение для кеплеровского движения вещества по орбите и подставляя туда значения для массы нейтронной звезды $M_* = 1.57M_{\odot}$ [32] и частоты излома $f_{\text{br}} \simeq 0.30\text{--}0.35$ Гц, зарегистрированного в спектре мощности LMC X–4, можно получить оценку на радиус магнитосферы $R_{\text{m}} \simeq (3.5 - 3.9) \times 10^8$ см. Радиус магнитосферы, в свою очередь, определяется напряженностью магнитного поля нейтронной звезды и темпом аккреции (см., например [55]):

$$R_{\text{m}} = \xi \dot{M}^{-2/7} \mu^{4/7} (2GM)^{-1/7},$$

где ξ – безразмерный коэффициент, учитывающий несферичность аккреции ($\xi \sim 0.5$ [56; 57]), μ – магнитный момент звезды и \dot{M} – темп аккреции.

Измеряемый от пульсара LMC X–4 поток рентгеновского излучения в спокойном состоянии в диапазоне энергий 3–79 кэВ $F_{\text{x}} \simeq 1.20 \times 10^{-9}$ эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$ можно приблизительно считать болометрическим (поток, пересчитанный в диапазон энергий 0.5–100 кэВ, $F_{\text{x}} \simeq 1.22 \times 10^{-9}$ эрг $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$), что позволяет определить болометрическую светимость источника как $L_{\text{x}} \simeq 3.6 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} и оценить соответствующий темп аккреции $\dot{M} \simeq 6.3 \times 10^{-8}M_{\odot}$ год^{-1} . Приравняв радиус кеплеровского вращения радиусу магнитосферы, можно получить оценку на величину магнитного поля на поверхности нейтронной звезды в системе LMC X–4: $B \simeq (2.7 - 3.2) \times 10^{13}$ Гс, что примерно соответствует энергии возможной циклотронной линии 230–270 кэВ и допускается нижним пределом, полученным из анализа энергетического спектра пульсара.

Вспышечная активность

Эпизоды вспышечной активности в системе ЛМС X–4 известны уже достаточно давно. Вспышки представляют собой кратковременные изменения светимости пульсара, которые происходят приблизительно один раз в день (см., например, [30; 45]), однако регулярность и механизм их возникновения до сих пор неясны. По состоянию на сегодняшний день предложено несколько моделей возникновения вспышек в системе ЛМС X–4, каждая из которых, тем не менее, обладает своими недостатками.

В работе [58] было показано, что в рамках модели термоядерного горения на поверхности нейтронной звезды трудно объяснить наблюдаемые вспышки в ЛМС X–4. Кроме того, термоядерные вспышки характеризуются умягчением спектра по мере ее развития, а в случае вспышек в ЛМС X–4 наблюдается обратный процесс – ужесточение спектра по мере прохождения вспышки.

Другим часто рассматриваемым механизмом появления вспышек является переменность аккреционного потока. Сначала рассмотрим наиболее простой сценарий, при котором вариации аккреционного потока поставляют дополнительный объем вещества, энергия которого высвечивается в процессе аккреции и дает прибавку к светимости. В предположении, что эффективность высвечивания падающего вещества $\eta \sim 10\%$ оценим количество вещества, которое необходимо поставить для получения наблюдаемых светимостей во вспышках FL3 (средняя светимость $L_x = 7.27 \times 10^{38}$ эрг с^{-1}) и FL4 (средняя светимость $L_x = 8.14 \times 10^{38}$ эрг с^{-1}). Для этого каждую из вспышек разделим на интервалы по 200 секунд и в каждом интервале посчитаем поток от источника, используя спектральную модель, описанную в соответствующем разделе. Итоговую массу получим интегрированием по всем временным интервалам. Для вспышки FL3 полученное таким образом значение массы составляет $M \simeq 1.8 \times 10^{22}$ г, для вспышки FL4 – $M \simeq 2.3 \times 10^{22}$ г. С учетом темпа аккреции в спокойном состоянии $\dot{M} \simeq 3.9 \times 10^{18}$ г/с, а также того, что вспышки, по крайней мере в некоторых эпизодах, происходят сериями, обеспечить накопление избыточного вещества в течение короткого интервала времени между вспышками, полагая темп аккреции постоянным, довольно затруднительно.

Некоторые авторы [30] отмечают определенное сходство наблюдаемых проявлений вспышечной активности ЛМС X–4 (в частности, сверх-Эддингтоновский характер вспышек) со вспышками, регистрируемыми в магнитарах [59; 60].

Однако при подробном рассмотрении выясняются существенные различия в проявлениях вспышечной активности (см., в том числе, [30]) – для магнитаров характерны сверхкороткие вспышки (длительность $\sim 0.1 - 10$ сек), ужесточение спектра во время вспышки, отсутствие пульсаций в пике вспышки, большой период между вспышками и т.д. Это позволяет сделать вывод о непригодности магнитарного механизма для описания вспышек в LMC X-4 [30] несмотря на то, что магнитное поле в этой системе может быть достаточно большим ($> 10^{13}$ Гс [20]).

Еще одним из возможных механизмов, объясняющих вспышечную активность в системе LMC X-4, может быть модификация модели, предложенной в работах [61; 62] для объяснения феномена вспышек SFXT. Действительно, если сравнить параметры вспышек от LMC X-4 и SFXT можно заметить большое количество сходных характеристик – близкие светимости, похожая форма всплесков, характерные времена развития вспышек и пр. Однако, механизм SFXT предполагает низкие уровни светимости пульсара, меньше $L_x \sim 10^{36}$ эрг с^{-1} . При более высоких уровнях светимости объяснить частые вспышки с помощью этой модели также достаточно затруднительно.

Изменение характера излучения при увеличении светимости до сверх-Эддингтоновских значений

Благодаря высокой чувствительности и широкому энергетическому диапазону обсерватории *NuSTAR* впервые удалось проследить изменения в спектре и форме импульсов пульсара LMC X-4 в диапазоне энергий 3–79 кэВ при переходе в сверх-Эддингтоновский режим аккреции. Спектр источника, как во время вспышек, так и в спокойном состоянии описывается моделью тепловой комптонизации (*comptt*). При этом, во время вспышек, при увеличении светимости более $L_x \sim 6 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , наблюдались следующие изменения в спектре и форме импульсов:

1. форма импульсов в диапазоне энергий 3–40 кэВ становится приблизительно треугольной (см. Рис. 12, 13, 14);
2. доля пульсирующего излучения увеличивается с ростом энергии, достигая 60 – 70% в диапазоне значение 25–40 кэВ, что существенно превышает значение 6 – 14% в спокойном состоянии (см. рис. 15);

- увеличение светимости более, чем на порядок, наблюдается на энергиях меньше 25–30 кэВ, тогда как на более высоких энергиях, ни форма спектра, ни регистрируемый поток практически не меняются (см. рис. 16, 17).

Для источника LMC X–4 также наблюдается смягчение спектра при увеличении светимости, подобное отмеченному в работе [17]. Однако регистрируемая форма импульсов – треугольная однопиковая – скорее свидетельствует о карандашной диаграмме направленности излучения, что предполагает малую высоту аккреционной колонки. В этом случае можно предположить разрушение/исчезновение колонки с вспышечным ростом светимости до сверх-Эддингтоновских значений. При этом наблюдаемое незначительное уменьшение температуры горячих электронов и оптической толщи также согласуются с уменьшением размеров колонки учитывая, что в модели [17] комптонизирующая среда – это электроны в самых внешних краях колонки. Другим возможным объяснением наблюдаемых изменений профиля импульса является переход пульсара LMC X–4 в состояние ультраяркого рентгеновского источника (ULX), для которых также характерны однопиковые и приблизительно синусоидальные профили импульса и увеличение доли пульсирующего излучения с энергией (см. например, [63; 64]).

Глава 2. Широкополосный анализ ветровой системы X1908+075

2.1 Введение

Массивная рентгеновская двойная система X1908+075 (также известная как 4U 1909+07) была открыта космической обсерваторией *Uhuru* [65]. Система представляет собой сильно поглощенный ($N_{\text{H}} \sim 4.6 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$) рентгеновский пульсар умеренной светимости ($L_{\text{x}} \sim (1 - 4) \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ в диапазоне энергий 2-30 кэВ) [66]. В работе [67] было определено, что оптическим компаньоном в двойной системе является звезда раннего спектрального класса В (В0-В3) с массой $M \sim 15M_{\odot}$ и получили оценку на расстояние до системы $d \simeq 5$ кпк. В работе [66], а впоследствии и в [67] идентифицировали X1908+075 как двойную систему, в которой аккреция на нейтронную звезду идет из звездного ветра со звезды-компаньона (см. также [68]).

Орбитальный период в системе X1908+075 составляет $P_{\text{orb}} \sim 4.4$ дня [69]. В работе [66] было отмечено, что на орбитальных фазах $\Psi_{\text{orb}} \sim [0.88; 0.12]$ значение колонки поглощения возрастает в $\sim 30 - 40$ раз. В работе [70] было показано наличие комптоновского плеча во флуоресцентной линии железа K_{α} , что может являться свидетельством того, что пульсар погружен в оптически толстую комптонизирующую среду. Это согласуется с наблюдаемыми высокими значениями колонки поглощения.

По данным монитора RXTE/ASM было показано наличие в системе ещё одного вида переменности – так называемой суперорбитальной переменности – с периодом $P_{\text{sup}} \sim 15.2$ дня [71]. Профиль кривой блеска, полученный методом свертки с этим значением периода, обладает многопиковой структурой (см. Рис. 10 в [71]), при этом максимум и минимум светимости разнесены на ~ 0.35 фазы. Причины возникновения суперорбитальной переменности в системе X1908+075 на настоящий момент неизвестны.

В работе [66] было получено значение периода собственных пульсаций $P \sim 605$ с. По результатам анализа долговременного изменения периода X1908+075 было отмечено его уменьшение до величины $P \sim 603.6$ сек на интервале 2001-2017 годов (см. [72]). В этой же работе было показано, что профиль импульса X1908+075 существенно зависит от энергии – его структура меняется от сложной в мягком рентгеновском диапазоне до сравнительно простой в диапазоне выше 20 кэВ.

Таблица 5 — Наблюдения X1908+075.

ObsID	Эксп., ксек	Дата начала наблюдения (MJD)	Ψ_{orb}	Ψ_{sup}
30101050002	43.3	2015-07-01 15:31:08 (57204.64662037)	0.51 – 0.73	0.09
30402026002	18.8	2019-04-22 00:11:09 (58595.00774306)	0.45 – 0.55	0.69
30402026004	23.3	2019-04-26 13:41:09 (58599.57024306)	0.48 – 0.60	0.99

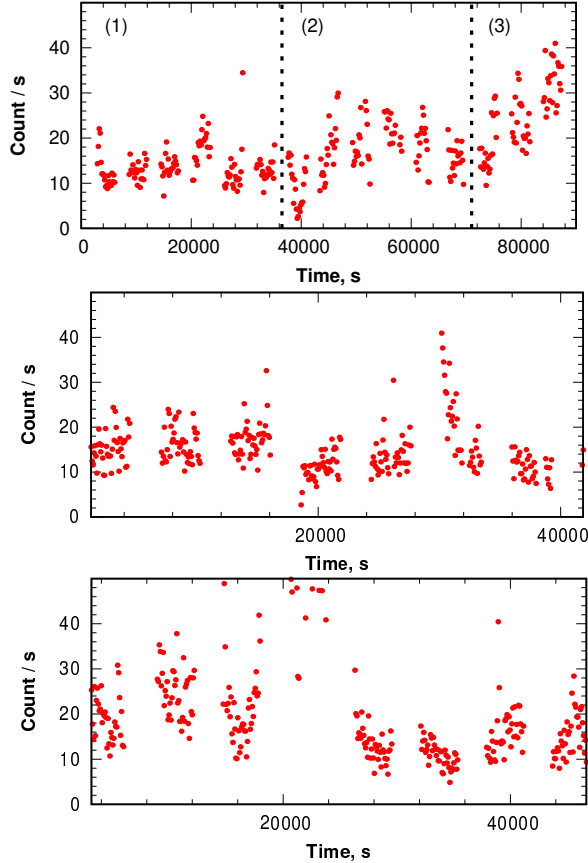


Рисунок 19 — Кривые блеска X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 (июль 2015), верхняя панель; 30402026002 (апрель 2019), средняя панель; 30402026004 (апрель 2019), нижняя панель.

2.2 Наблюдения и обработка данных

Анализируются данные, полученные обсерваторией *NuSTAR* (см. [73]) во время наблюдений пульсара X1908+075 в июле 2015 г. и апреле 2019 г. Полный список наблюдений приведен в таблице 5.

Все наблюдения проводились при примерно одной орбитальной фазе $\Psi_{\text{orb}} \sim 0.5$ (с минимальным внутренним поглощением) и различных суперорбитальных фазах. Наблюдение в июле 2015 г. было направлено на исследование

спектральных характеристик источника и поиск циклотронной особенности рассеяния в его спектре. Целью наблюдений в апреле 2019 г. было сравнительное исследование характеристик системы во время различных фаз суперорбитального цикла X1908+075, наблюдения проводились во время состояний с минимальной и максимальной светимостью. Значения фаз орбитального Ψ_{orb} (значение нулевой фазы $T_{0\text{orb}} = 52643.3 \text{ MJD}$, см. [66]) и суперорбитального Ψ_{sup} (значение нулевой фазы $T_{0\text{sup}} = 56004.0 \text{ MJD}$, см. [71]) циклов для всех наблюдений приведены в Таблице 5.

Первичная обработка данных осуществлялась с применением стандартного пакета обработки данных *NuSTAR* (*nustardas*, версии 1.5.1). В процессе обработки данных использовалась калибровочная база данных CALDB версии 20200626. Обработка и анализ данных высокого уровня осуществлялись при помощи программ пакета *heasoft* версии 6.18.

Коррекция времен прихода фотонов на барицентр Солнечной системы проводилась стандартными средствами *nustardas*. Коррекция смещений времен прихода фотонов, обусловленных движением компактного объекта в двойной системе, проводилась с использованием орбитальных параметров, полученных в работе [66].

Для построения кривых блеска данные каждого из модулей FPMA и FPMB объединялись в единую кривую блеска, к которой применялась коррекция на орбитальное движение (см. [46]). Для объединения кривых блеска модулей *NuSTAR* использовалась стандартная процедура *lcmath* из состава программ пакета *heasoft*.

Поиск периода пульсаций осуществлялся при помощи метода наложения эпох (процедура *efsearch* в пакете *heasoft*, подробнее о применяемом методе см. в разделе "Период пульсаций и профили импульсов"). Профили импульсов в разных диапазонах энергий были получены путем свертки соответствующих кривых блеска источника с найденным значением периода. Анализ энергетических спектров источника проводился при помощи пакета *xspec* версии 12.8.

Данные для спектрального анализа группировались таким образом, чтобы в каждом интервале было не менее 25 отсчетов. Группировка осуществлялась при помощи стандартной процедуры *grppha* из состава программ пакета *heasoft*. Качество аппроксимации спектров оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

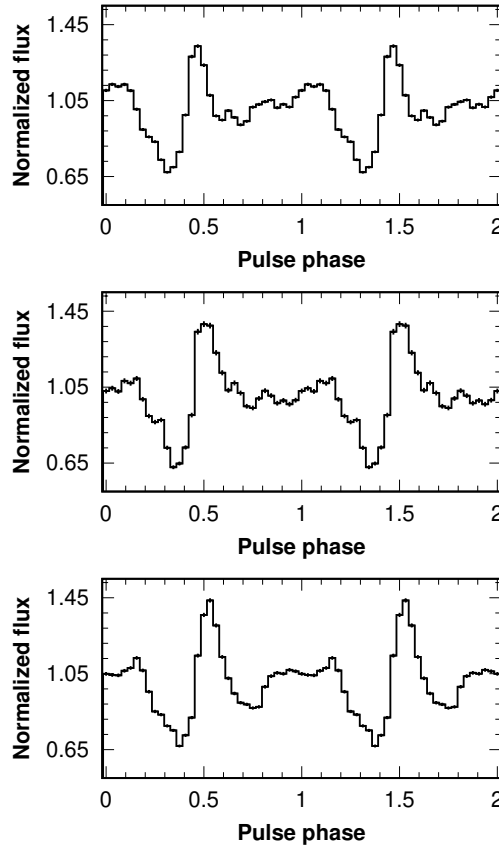


Рисунок 20 — Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетическом диапазоне 3–79 кэВ: наблюдение 30101050002 – верхняя панель; 30402026002 – в середине; 30402026004 – снизу.

2.3 Периоды пульсаций и профили импульса

Кривые блеска пульсара в диапазоне энергий 3–79 кэВ в каждом из наблюдений представлены на Рис. 19. Из представленных рисунков видно, что рентгеновская светимость источника меняется на временных масштабах порядка $\sim 10 - 20$ ксек. Такие флуктуации характерны для двойных систем с аккрецией из ветра (см., например, [61]).

Для определения периода собственных пульсаций X1908+075 были использованы кривые блеска источника, полученные по объединенным данным обоих модулей обсерватории *NuSTAR*. Значение периода и ошибки определялись методом многократной ($N = 10000$) генерации тестовых выборок методом Монте-Карло на основе имеющейся кривой блеска (подробнее о применяемом методе см. [47]). Полученные в результате значения периода вращения нейтронной звезды приведены в Таблице 6. Эти значения были использованы в дальнейшем анализе.

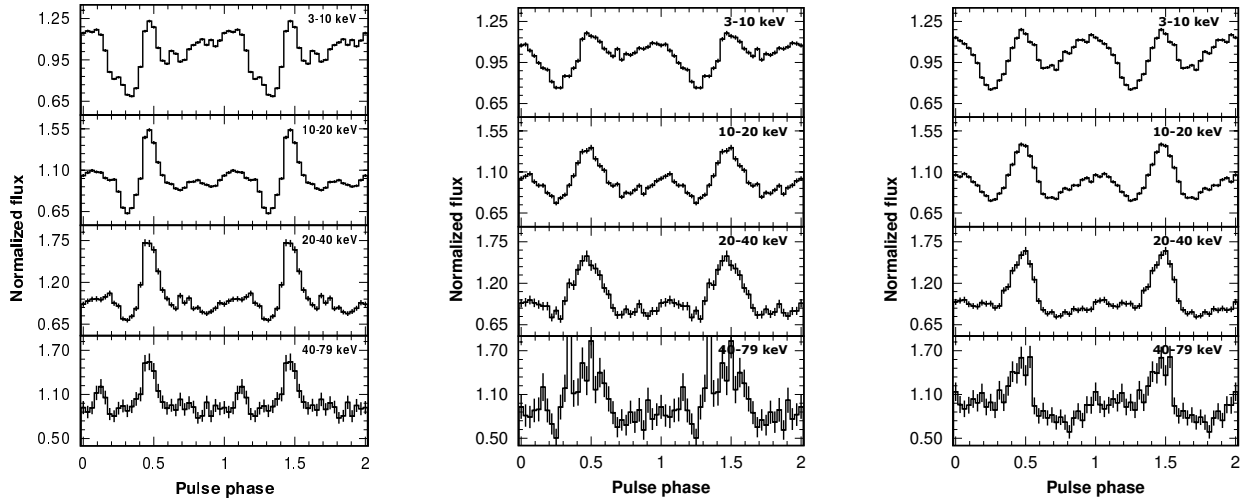


Рисунок 21 — Усредненные профили импульса X1908+075 в энергетических диапазонах 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ: наблюдение 30101050002, слева; 30402026002, в середине; 30402026004, справа.

Таблица 6 — Периоды собственного вращения X1908+075.

ObsID	P_{spin} , сек
30101050002	604.074 ± 0.005
30402026002	602.974 ± 0.014
30402026004	603.304 ± 0.013

Профили импульса для всех трех наблюдений полном диапазоне энергий 3-79 кэВ, а также в диапазонах 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ показаны на Рис. 20 и Рис. 21, соответственно. В полном диапазоне энергий профили имеют выраженную двухпиковую форму, согласующуюся с другими наблюдениями (см. [66; 72]). Форма профиля сохраняется во всех наблюдениях. В частности, в диапазоне 3-10 кэВ профиль имеет выраженную двухпиковую форму, а на более высоких энергиях вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует.

На Рис. 22 показана зависимость доли пульсирующего излучения (ДПИ) от энергии. Доля пульсирующего излучения определяется как $PF = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}})/(I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$, где I_{max} and I_{min} — максимальная и минимальная интенсивности профиля импульса в соответствующем энергетическом диапазоне. Поскольку профили импульса обладают сложной структурой, в дополнение к стандартной оценке была использована также ДПИ, основанная на оценке с использованием среднеквадратичного отклонения, которое может быть выражено

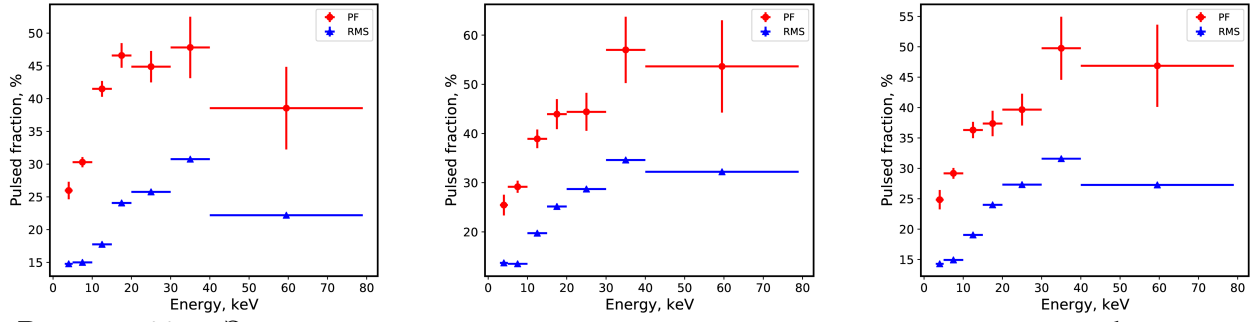


Рисунок 22 — Зависимость доли пульсирующего излучения от энергии в наблюдениях 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (нижняя панель).

как $\text{RMS} = \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (P_i - \bar{P})^2 \right)^{1/2} / \bar{P}$, где P_i — значение интенсивности в i -том бине профиля импульса, а \bar{P} — среднее значение интенсивности в соответствующем энергетическом диапазоне.

Из рисунков видно, что ДПИ X1908+075 возрастает с энергией, примерно от 20-25 % в диапазоне энергий 3-10 кэВ до 50-60 % на более высоких энергиях. Отметим, что такое поведение, а также столь высокие значения ДПИ, является характерными для ярких рентгеновских пульсаров [18], но в то же время наблюдается и для объектов с умеренными светимостями, подобных X1908+075 (см. например [74]).

Следует отметить небольшие различия профиля пульсирующего излучения в наблюдениях 2015 и 2019 годов. Подобный характер изменений также отмечался в работе [72] по данным обсерваторий *NuSTAR* и *Astrosat*.

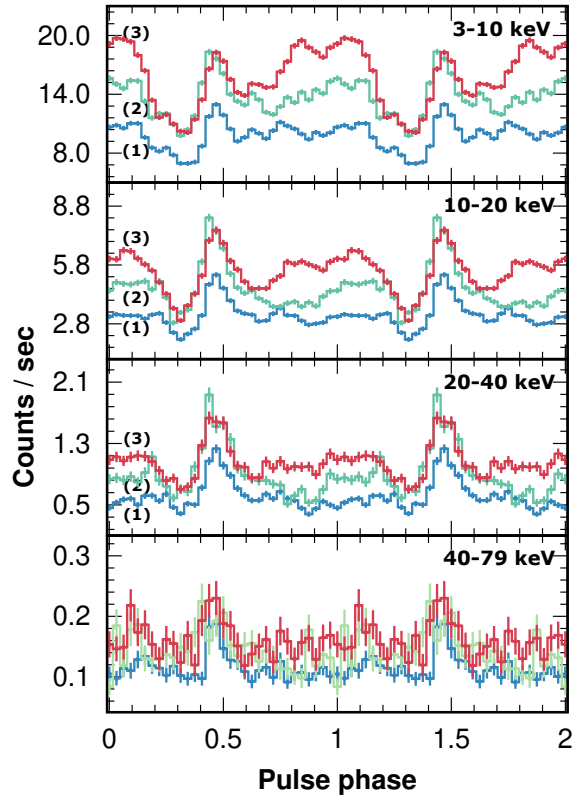


Рисунок 23 — Профили импульсов X1908+075 извлеченные из интервалов (1), (2) и (3) в энергетических диапазонах 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ наблюдения 30101050002 (см. подробнее в тексте).

2.4 Эволюция профилей импульсов

В наблюдении 30101050002 наблюдаются выраженные флуктуации интенсивности источника (см. Рис. 19, верхняя панель). Для анализа эволюции профиля импульса кривая блеска была разделена на три части, которые были помечены цифрами (1), (2) и (3). Для каждой из частей были построены профили импульса, которые представлены на Рис. 23. Анализ изменений профиля показывает, что основной пик меняется слабо, а основная эволюция формы импульса происходит в области вторичного пика в диапазоне энергий 3-10 кэВ.

Для подробного анализа изменения формы импульсов, во всех наблюдениях были построены графики эволюции профилей импульсов совмещенные с кривой блеска (см. Рис. 24). Графики строились с использованием метода скользящего окна шириной 15 периодов собственного вращения в энергетических диапазонах 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ. Извлекаемые в окне профили импульсов совмещались с кривыми блеска. Анализ графиков по-

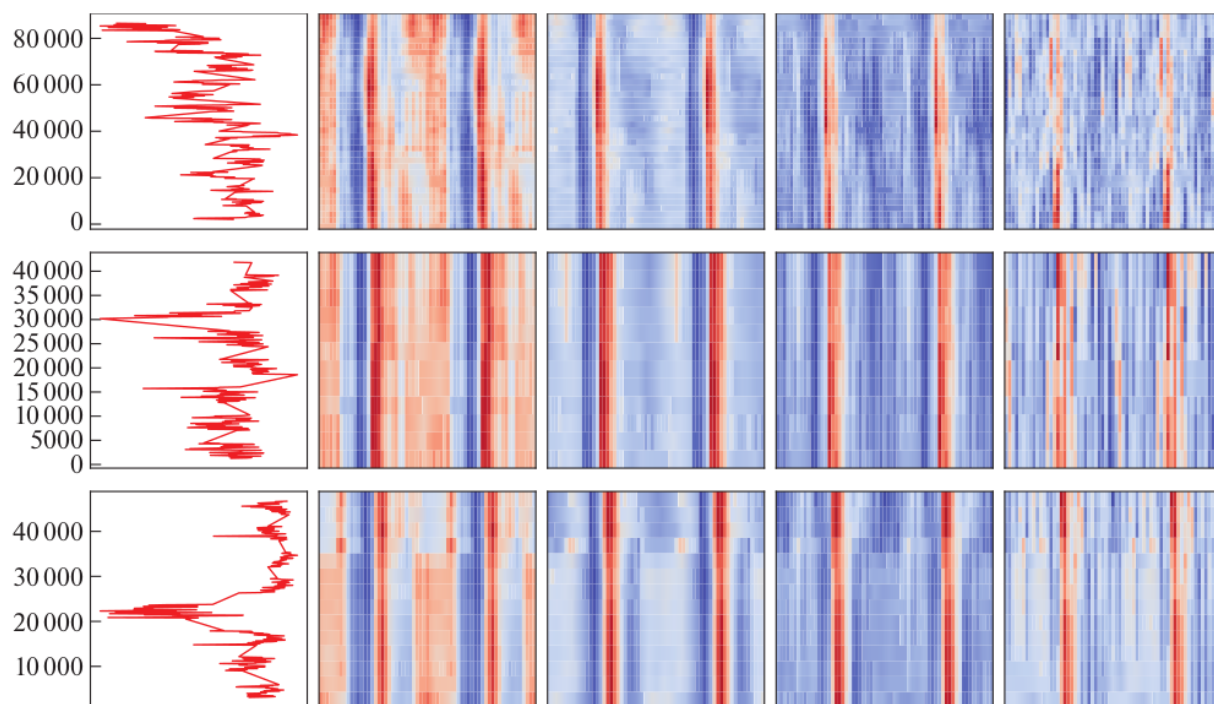


Рисунок 24 — Совмещенные кривая блеска и графики эволюции профилей импульсов X1908+075 в энергетических диапазонах 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ в наблюдениях 30101050002 (верхняя панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (нижняя панель).

казывает различный характер изменений профилей импульса в области низких (< 10 кэВ) и высоких (> 10 кэВ) энергий. При этом отметим, что при изменении интенсивности источника наибольшие изменения в профилях импульса происходят в области низких энергий, в то время как на высоких энергиях изменений нет.

2.5 Спектральный анализ

Спектры X1908+075 (см. Рис. 25) имеют характерную для рентгеновских пульсаров форму с завалом в области высоких энергий (см., например, [75; 76]). Для аппроксимации континуума использовались стандартные модели из пакета XSPEC, обычно применяемые при моделировании спектров рентгеновских пульсаров: (I) степенную модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях `powerlaw × highcut` (см. [7]), и (II) модель комптонизации `comptb` (см. [48; 77]). В модели `comptb` форма спектра источника определяется температурой затравочных фотонов kT_s , энергетическим индексом комптонизационного спектра ($\alpha = \Gamma - 1$) и температурой облака плазмы kT_e . При аппроксимации фиксировался параметр $\delta = 0$ для учета только тепловой составляющей комптонизации.

Для учета поглощения, которое может возникать, как в межзвездной среде в направлении на источник, так и в двойной системе, в модель была добавлена компонента `tbabs`. В спектре пульсара регистрируется флуоресцентная K_α -линия железа на энергии ~ 6.4 кэВ, для учета которой в модель была добавлена компонента в виде гауссианы `gauss`.

Спектры по данным обоих модулей обсерватории аппроксимировались совместно, для учета разности калибровок модулей в модель был введен нормировочный коэффициент C . Все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию χ^2 отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

Параметры наилучшей аппроксимации спектра X1908+075 моделями I и II представлены в таблицах 7 и 8, соответственно. Из приведенных данных видно, что и степенная модель с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (I) и модель тепловой комптонизации (II) дают приемлемое качество аппроксимации. Для проведения анализа далее будем использовать модель II, т.к. она удовлетворительно описывает спектр и имеет физическое обоснование.

На рисунке 25 приведены усредненные энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002, 30402026002 и 30402026004 и их аппроксимация моделью тепловой комптонизации. Значение рентгеновских потоков источника в различных наблюдениях приведены в Таблице 8.

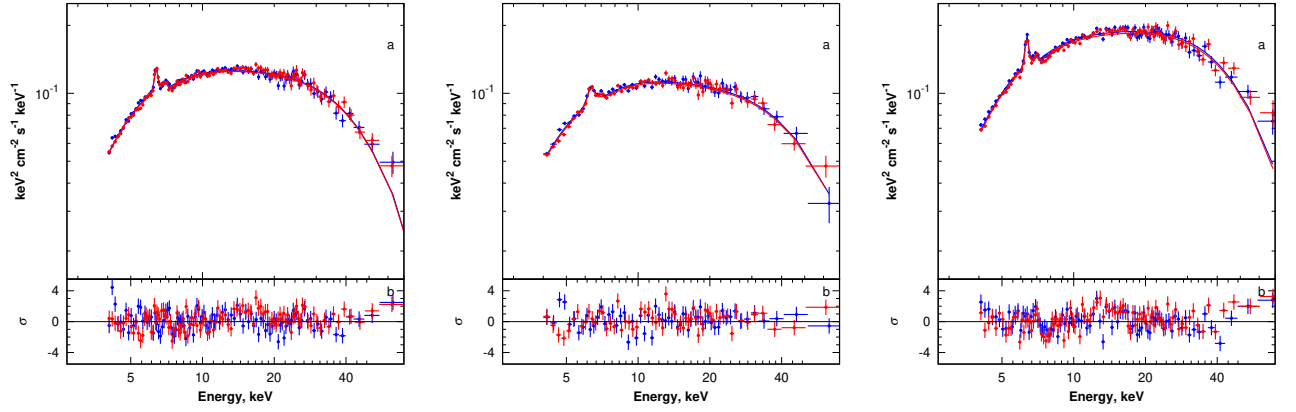


Рисунок 25 — Энергетические спектры X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель, а), 30402026002 (центральная панель, а) и 30402026006 (правая панель, а); панель б: аппроксимации спектров моделью тепловой комптонизации.

Таблица 7 — Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 степенной моделью с завалом (I, `powerlaw × highcut`).

ObsID	$N_h \times 10^{22}$, $atoms/cm^2$	α	E_{cut} , keV	E_{fold} keV	E_{Fe} , keV	σ_{Fe} , keV	EW_{Fe} , eV	$f_x \times 10^{-10}$, $erg/cm^2/s$	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$9.87^{+0.37}_{-0.35}$	1.49 ± 0.02	$7.97^{+0.23}_{-0.29}$	$24.31^{+0.60}_{-0.59}$	6.37 ± 0.03	0.1*	73^{+5}_{-5}	4.66 ± 0.02	1.15 (1435)
**6002	$10.92^{+0.44}_{-0.44}$	1.52 ± 0.03	$7.66^{+0.19}_{-0.18}$	$24.34^{+0.93}_{-0.88}$	6.32 ± 0.03	$0.16^{+0.06}_{-0.05}$	77^{+11}_{-13}	4.10 ± 0.04	1.09 (1107)
**6004	$10.16^{+0.38}_{-0.37}$	1.32 ± 0.03	$7.35^{+0.35}_{-0.24}$	$23.18^{+0.91}_{-0.78}$	6.35 ± 0.01	$0.09^{+0.04}_{-0.04}$	93^{+7}_{-9}	6.80 ± 0.04	1.02 (1368)

* — параметр плохо ограничивался и был зафиксирован

Таблица 8 — Параметры наилучшей аппроксимации средних энергетических спектров X1908+075 моделью тепловой комптонизации (II, `comptb`).

ObsID	$N_h \times 10^{22}$, $atoms/cm^2$	kT_s , keV	kT_e , keV	α	E_{Fe} , keV	σ_{Fe} , keV	EW_{Fe} , eV	$f_x \times 10^{-10}$, $erg/cm^2/s$	$\chi^2/d.o.f$
**0002	$7.62^{+0.65}_{-0.64}$	1.27 ± 0.02	$10.37^{+0.24}_{-0.23}$	1.03 ± 0.01	6.38 ± 0.02	0.10*	62^{+6}_{-5}	4.46 ± 0.02	1.13 (1386)
**6002	$4.16^{+1.24}_{-1.39}$	1.39 ± 0.04	$11.11^{+0.48}_{-0.43}$	1.07 ± 0.02	6.33 ± 0.03	$0.17^{+0.07}_{-0.06}$	81^{+15}_{-14}	3.97 ± 0.02	1.03 (1057)
**6004	$6.85^{+0.79}_{-0.77}$	1.39 ± 0.03	$10.27^{+0.25}_{-0.23}$	0.94 ± 0.01	6.35 ± 0.01	0.10*	86^{+6}_{-5}	6.56 ± 0.03	1.05 (1319)

* — параметр плохо ограничивался и был зафиксирован

2.6 Фазированная спектроскопия

Фазово-разрешенные спектры X1908+075 извлекались в 4-х равномерно распределенных фазовых бинах (см. Рис. 26, панель а). Список событий для каждой из фаз формировался на основе исходного списка путем их отбора во временных интервалах, соответствующих выбранным фазам собственного вращения. Процедура повторялась для модулей FРМА и FРМВ. Для аппроксимации спектра и оценки ее качества использовались модели и процедуры, аналогичные использованным для среднего спектра.

Значение $\chi^2/\text{d.o.f.}$ менялось в диапазоне от 0.99 до 1.12 для ~ 1000 степеней свободы, что свидетельствует о приемлемом качестве аппроксимации. На Рис. 26 показано изменение параметров спектральной модели в зависимости от фазы совмещенное с профилем импульса в диапазоне 3-79 кэВ.

Из приведенных графиков видно, что значение температуры плазмы (kT_e) изменяется в противофазе с основным профилем импульса, а значение эквивалентной ширины линии железа (EW_{Fe}) – в фазе, при этом максимальное значение эквивалентной ширины совпадает с минимумом профиля импульса. Спектральный индекс (α) меняется в противофазе к основному импульсу.

Сравнительный анализ изменения спектральных параметров в минимуме и максимуме суперорбитального цикла (см. Рис. 26, центральную и левую панели соответственно) показывает, что меняются характеры изменения температуры затравочных фотонов (kT_s) и эквивалентной ширины линии железа (EW_{Fe}). Другие параметры существенно не меняются.

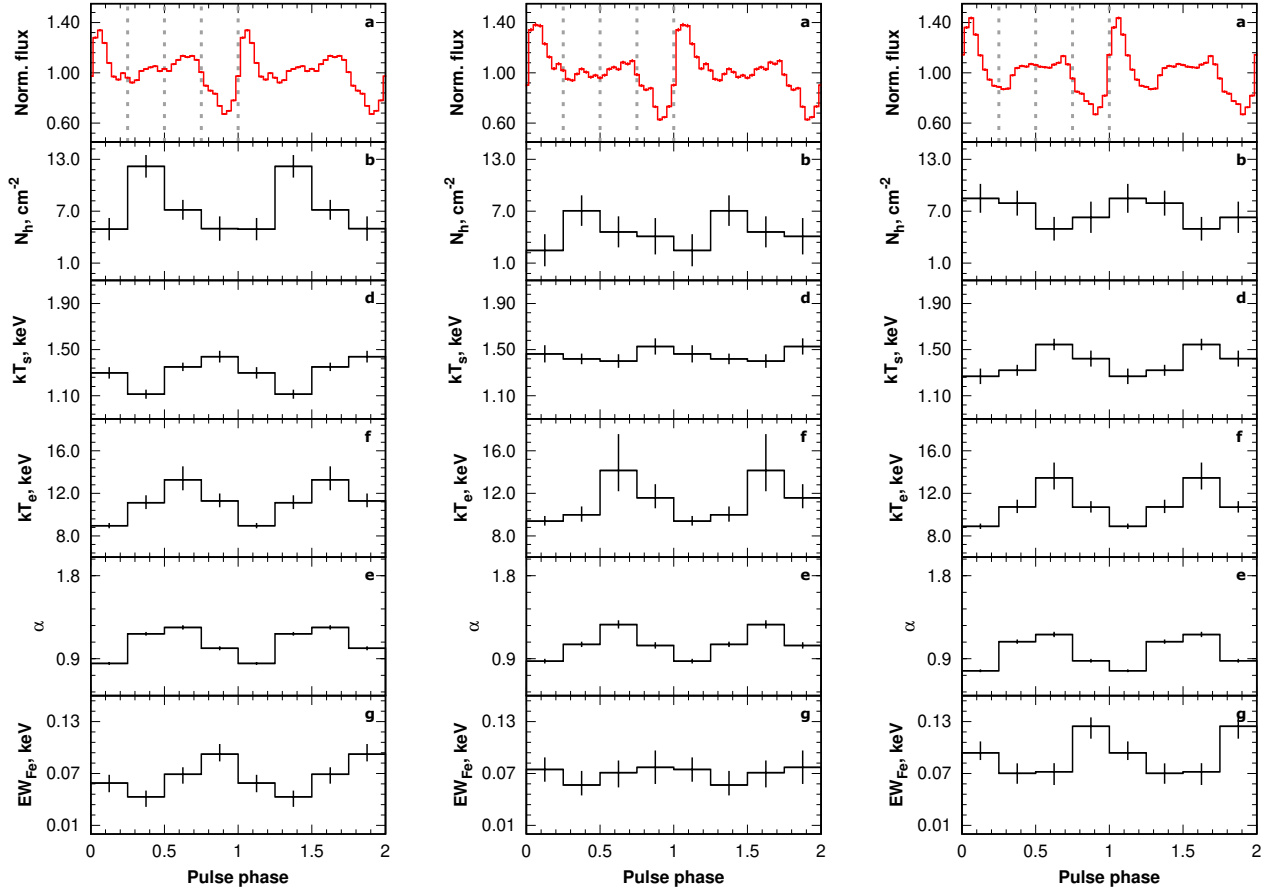


Рисунок 26 — Изменения спектральных параметров X1908+075 в наблюдениях 30101050002 (левая панель), 30402026002 (центральная панель) и 30402026006 (правая панель), построенные в 4-х равномерно распределенных фазовых бинах. Подробности см. в тексте.

2.7 Поиск циклотронной линии

Непосредственным способом измерения магнитных полей пульсаров является метод оценки величины магнитного поля по циклотронным особенностям, регистрируемым в их энергетических спектрах (см. [12]). Для проверки гипотезы о возможном присутствии циклотронной линии поглощения в спектре X1908+075 спектральная модель была модифицирована добавлением компоненты `gabs` из пакета XSPEC. Следуя процедуре, изложенной в работе [31], энергия центра предполагаемой циклотронной линии E_{cyc} менялась с шагом 3 кэВ в диапазоне энергий 5–55 кэВ, соответствующая ширина линии менялась с шагом 0.5 кэВ в диапазоне 2–8 кэВ с шагом 0.5 кэВ (но не более половины E_{cyc}). Для каждой пары проверяемых значений положение и ширина линии фиксировались в рамках модели `gabs`, и получившейся моделью аппроксимировался спектр источника.

Полученное значение верхнего предела на оптическую толщину циклотронной линии составило ~ 0.16 (1σ), что указывает на отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий. Таким образом, возможное значение величины напряженности магнитного поля B на поверхности нейтронной звезды в системе X1908+075 может принимать значение либо менее 5.6×10^{11} Гс, либо более 6.2×10^{12} Гс.

2.8 Выводы

По данным обсерватории *NuSTAR* был получен широкополосный спектр рентгеновского пульсара X1908+075 в диапазоне энергий 3–79 кэВ с высокой статистической значимостью и хорошим энергетическим разрешением, что позволило проверить несколько спектральных моделей и определить их параметры. Полученный спектр удовлетворительно описывается как феноменологической ($powerlaw \times highecut$), так и комптонизационной ($comptb$) моделями с учетом межзвездного поглощения и вклада K_{α} -линии железа.

Впервые для пульсара X1908+075 в широком рентгеновском диапазоне энергий была проведена фазированная спектроскопия с высоким временным и спектральным разрешением. Фазово-разрешенные спектры аппроксимировались той же моделью, что и усредненный.

Был проведен поиск циклотронной линии поглощения в диапазоне энергий 5–55 кэВ, который показал отсутствие циклотронной особенности в исследуемом диапазоне энергий как в среднем, так и в фазово-разрешенных спектрах. Это позволило установить ограничения на возможную величину магнитного поля в системе X1908+075: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс.

Впервые был проведен подробный анализ эволюции профилей импульса в различных диапазонах, в том числе, в зависимости от интенсивности источника и фазы суперорбитального периода. Профили импульса в полном диапазоне энергий 3–79 кэВ имеют выраженную двухпиковую форму, которая повторяется на энергиях менее 10 кэВ. При этом на энергиях выше 10 кэВ вторичный пик заметно слабее, либо совсем отсутствует. Форма импульса сохраняется во всех наблюдениях, что означает также ее неизменность и в различных суперорбитальных фазах.

По итогам анализа широкополосных данных X1908+075 было показано, что:

1. эволюция светимости источника приводит к эволюции профиля импульса в области энергий 3–10 кэВ, на энергиях > 10 кэВ форма профиля изменяется слабо;
2. кратковременные увеличения светимости X1908+075, регистрируемые в кривых блеска, приводят к появлению вторичного пика в противофазе к основному (на энергиях < 10 кэВ);

3. максимумы температуры плазмы совпадают с положением неосновного пика импульса.

По итогам проведенного анализа можно сделать вывод о неоднородности распределения вещества в системе X1908+075, и наличии нескольких зон излучения. Основной пик профиля импульса связан, по всей видимости, с излучением от полярных шапок пульсара, а неосновной пик связан с другой областью излучения, точная локализация которой требует дополнительных наблюдений и исследований. При этом, в области, связанной с основным профилем импульса, формируется слабо эволюционирующий во времени достаточно жесткий рентгеновский спектр (что, возможно, обусловлено комптонизацией). В другой области – мягкий спектр, показывающий существенную эволюцию на масштабах времени периода наблюдения (~ 10 кс).

Глава 3. Открытие циклотронной линии
поглощения в спектре транзientного
рентгеновского пульсара XTE J1829–098

3.1 Введение

ХТЕ J1829–098 был открыт обсерваторией *RXTE* во время сканирования галактической плоскости в июле 2004 года. Система представляет собой транзитный рентгеновский пульсар с периодом собственного вращения ~ 7.8 сек [78].

По данным *XMM-Newton* и *Chandra* в работе [79] было показано что спектр ХТЕ J1829–098 в мягком рентгеновском диапазоне (< 10 кэВ) хорошо описывается степенной моделью с поглощением. Следует отметить, что *XMM-Newton* зарегистрировал излучение от ХТЕ J1829–098 в марте 2003 года (т.е. до его формального открытия) во время исследования Галактической плоскости, наблюдения *Chandra* производились трижды в 2007 году. Данные *Chandra* [79] позволили локализовать источник с точностью $0.6''$ и его компаньон в инфракрасном диапазоне, однако тип и класс компаньона по настоящее время остаются невыясненными. В работе было отмечено, что наблюдаемая светимость источника в диапазоне 2–10 кэВ $L_X \simeq 2 \times 10^{36} (d/10 \text{ кпк})^2 \text{ эрг сек}^{-1}$, где d – расстояние до источника, типична для Ве-рентгеновских транзиентов или систем с аккрецией из ветра.

Регистрируемый рентгеновский поток ХТЕ J1829–098 изменялся более чем на три порядка, что указывает на транзитную природу источника. Используя долговременную кривую блеска по данным *RXTE/PCA* в работе [80] оценили период повторения активности в ~ 246 дня и длительность вспышки в ~ 7 дней.

Новая вспышка ХТЕ J1829–098 была зарегистрирована 5 августа 2018 года по данным монитора *MAXI/GSC* [81] с потоком $\simeq 24$ мкраб в диапазоне 4–10 кэВ. непосредственно сразу регистрации *MAXI/GSC* были инициированы наблюдения обсерваторией *NuSTAR* для измерения широкополосного спектра источника и поиска циклотронной особенности поглощения.

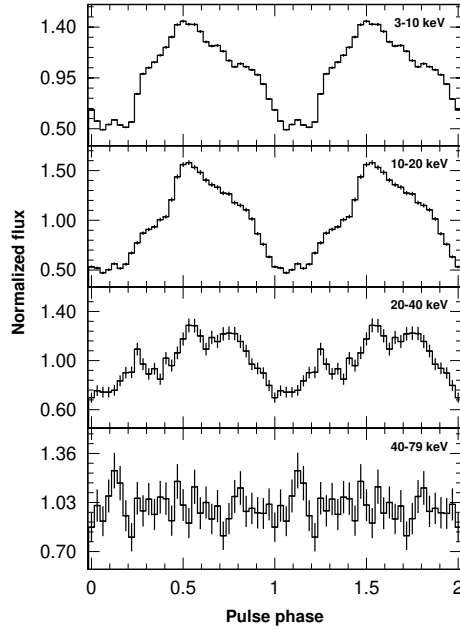


Рисунок 27 — Профили импульса XTE J1829–098 в диапазонах энергий 3-10 кэВ, 10-20 кэВ, 20-40 кэВ и 40-79 кэВ.

3.2 Наблюдения и обработка данных

Наблюдения XTE J1829–098 производились с помощью обсерватории *NuSTAR* 16 августа 2018 года (OBSID 90401332002). Время экспозиции источника составило ~ 27.8 ксек со средним темпом счета ~ 8 отсчетов в сек на модуль.

Обработка данных осуществлялась с применением стандартного конвейера обработки данных *NuSTAR* (*nustardas*, версии 1.8.0). В процессе обработки данных использовалась калибровочная база данных CALDB версии 20180814. Обработка и анализ данных высокого уровня осуществлялся при помощи программ пакета *heasoft* версии 6.24.

Также, для проведения независимого анализа и подтверждения наличия циклотронной особенности, были использованы данные обсерватории *RXTE* [82]. Источник наблюдался *RXTE* в режиме точечных наведений в августе 2004 (ObsID 90058), августе 2008 (ObsID 93445) и в апреле 2009 (ObsID 94419). Для анализа были использованы данные *PCA* [83] в режиме standard2.

Спектральные данные группировались таким образом чтобы в каждом интервале присутствовало не менее 20 отсчетов. Для группировки использовалась утилита *grppha* из состава *heasoft*. Итоговый анализ (временной и спектральный) производился при помощи программ пакета *heasoft* версии 6.24.

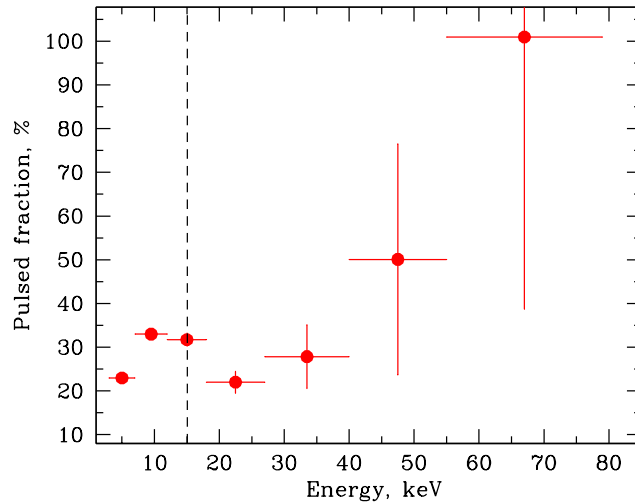


Рисунок 28 — Зависимость доли пульсирующего излучения XTE J1829–098 от энергии. Пунктирной линией показано положение циклотронной линии.

Все доверительные интервалы, если не указано иное, посчитаны на уровне 1σ профиль импульса.

Точное значение периода собственного вращения нейтронной звезды определялось методом многократной ($N = 10000$) генерации выборок методом Монте-Карло на базе имеющейся выборки (подробнее о применяемом методе см. [47]). В результате было получено значение периода на момент наблюдения $P = 7.84480 \pm 0.00002$, которое было использовано в дальнейшем анализе.

Для получения профилей импульсов кривые блеска сворачивались с периодом собственных пульсаций. Полученные профили в диапазонах 3–10 кэВ, 10–20 кэВ, 20–40 кэВ и 40–79 кэВ представлены на Рис. 27. В диапазоне энергий ниже 40 кэВ профили имеют выраженную однопиковую форму, свыше – профиль слабо выражен и определяется в основном шумовой составляющей.

На Рис. 28 представлена зависимость доли пульсирующего излучения от энергии ($PF = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$, где I_{max} и I_{min} – максимальное и минимальное значения амплитуды в профиле импульса). На низких энергиях доля пульсирующего излучения составляет $\sim 20\%$ постепенно увеличиваясь с ростом энергии. Это характерно для многих рентгеновских пульсаров (см. [18]). Отметим локальное увеличение доли пульсирующего излучения до 30–35% в диапазоне энергий 10–18 кэВ. Такое увеличение было впервые обнаружено в двух ярких транзиентных пульсарах V 0332+53 и 4U 0115+63, в областях энергий, где расположены циклотронные линии и их гармоники [84;85]. В дальнейшем, похожие особенности были найдены для ряда других пульсаров [18].

Таким образом, такое характерное увеличение доли пульсирующего излучения, может служить указанием на присутствие циклотронной линии на энергиях 10–18 кэВ.

3.3 Спектральный анализ

3.3.1 Спектральный анализ по данным *NuSTAR*

Спектр ХТЕ J1829–098 имеет характерную для аккрецирующих пульсаров степенную форму с завалом на высоких энергиях (см. Рис. 29). На первом этапе для моделирования спектра применялись несколько наиболее распространённых моделей: степенной закон с экспоненциальным спадом на высоких энергиях в форме $E^{-\Gamma} \exp(-E/E_{fold})$ (*cutoffpl* из состава пакета *XSPEC*), степенной закон с завалом на высоких энергиях (*powerlaw* × *highcut* из состава пакета *XSPEC*), а также модель тепловой комптонизации (*comptt* из состава пакета *XSPEC*). Спектры по данным обоих модулей аппроксимировались совместно; для учета разности их калибровок был введен нормировочный коэффициент C ; все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Качество аппроксимации оценивалось по критерию χ^2 , отнесенному на число степеней свободы (d.o.f.).

Ни одна из описанных моделей не позволила получить приемлемое качество аппроксимации: в спектре наблюдались особенности на энергиях 6–7 кэВ и 13–18 кэВ (см. Рис. 29, панель b). Для дальнейшего анализа была использована модель *cutoffpl* поскольку она лучше описывает спектр ХТЕ J1829–098 и при этом имеет меньше параметров. Добавление в спектральную модель флуоресцентной линии железа на энергии 6.4 кэВ (*gauss* из состава *XSPEC*) улучшило качество аппроксимации, однако оно осталось неудовлетворительным ($\chi^2 = 4770$ для 1418 степеней свободы). При этом в области 15 кэВ в спектре наблюдается недостаток фотонов, для описания которого в модель был добавлен компонент поглощения (*gabs* из состава *XSPEC*). Добавление этого компонента привело к существенному улучшению качества аппроксимации ($\chi^2 = 1551$ для 1415 степеней свободы) и, в целом, к хорошему описанию спектра источника.

Таким образом, спектр ХТЕ J1829–098 может быть хорошо описан моделью *cutoffpl* с добавлением флуоресцентной линии нейтрального железа 6.4 кэВ, и особенности поглощения на энергии ~ 15 кэВ. Параметры наилучшей аппроксимации спектра ХТЕ J1829–098 этой моделью приведены в Табл. 9.

Найденная особенность на энергии 15 кэВ может быть интерпретирована как циклотронная линия поглощения. Для аппроксимации таких линий обычно

Таблица 9 — Параметры наилучшей аппроксимации спектра ХТЕ J1829–098

Parameter	Value
<i>cutoffpl*gabs + gauss</i>	
Γ	-0.76 ± 0.02
E_{fold} , keV	4.45 ± 0.03
E_{cyc} , keV	15.05 ± 0.06
W_{cyc} , keV	2.26 ± 0.06
τ_{cyc}	0.52 ± 0.05
E_{Fe} , keV	6.50 ± 0.02
σ_{Fe} , keV	0.24 ± 0.02
N_{Fe}	$(2.96 \pm 0.19) \times 10^{-4}$
C	1.014 ± 0.003

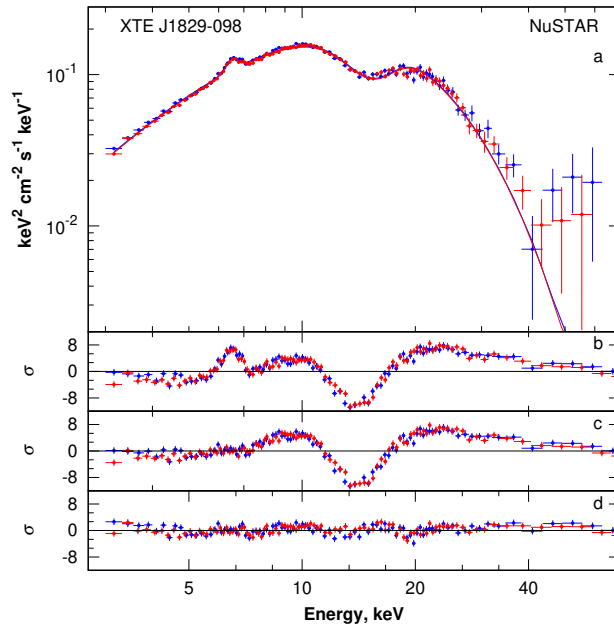


Рисунок 29 — Энергетический спектр ХТЕ J1829–098 по данным *NuSTAR* (a): красным цветом показаны данные модуля FPMA, синим – FPMB. Невязки моделей: *cutoffpl* (b), *cutoffpl + gauss* (c) и *cutoffpl × gabs+gauss* (d).

используется модели *gabs* или *cyclabs* из состава *XSPEC*. Обе модели хорошо описывают профиль линии, но получаемое с помощью модели *cyclabs* значение энергии линии систематически ниже, чем в модели *gabs* [54; 86]. При использовании модели *cyclabs* для моделирования спектра ХТЕ J1829–098 значение энергии циклотронной линии составит $E \sim 14.2$ кэВ.

В спектрах ряда рентгеновских пульсаров регистрируются также гармоники циклотронных линий. Для изучения гипотезы о присутствии гармоник циклотронной линии в спектре пульсара, в модель был добавлен компонент на удвоенной энергии циклотронной линии, соответствующий первой гармонике; ширина линии фиксировалась на значении из Табл. 9. Такая модификация не привела к улучшению фита, значение верхнего предела на оптическую толщину первой гармоники циклотронной линии составило 0.05 (90%).

Среднее значение рентгеновского потока в диапазоне 3–79 кэВ за время наблюдения составило $F_x \simeq 3.6 \times 10^{-10}$ эрг см⁻² с⁻¹, что соответствует светимости источника $L_x \simeq 4.3 \times 10^{36}$ (d/10 кпк)² эрг с⁻¹. С учетом формы спектра это примерно соответствует рентгеновскому потоку который был измерен в работе [79] в диапазоне 2–10 кэВ.

3.3.2 Фазированная спектроскопия

Для изучения изменения спектральных параметров ХТЕ J1829–098 на характерном масштабе периода собственного вращения, был проведен фазово-разрешенный анализ. Спектры извлекались в четырех равномерно распределенных временных интервалах соответствующих различным фазам периода собственного вращения. Для аппроксимации полученных фазовых спектров использовалась такая же модель как и для средних спектров. Циклотронная особенность поглощения была зарегистрирована с хорошей значимостью во всех фазовых спектрах.

Эволюция спектральных параметров с фазой импульса представлена на Рис. 30. Энергия циклотронной линии поглощения существенно (более чем на 1 кэВ) меняется с профилем импульса и приблизительно коррелирует с его интенсивностью, достигая значений 15.3–15.5 кэВ во время максимума и уменьшаясь до ~ 14.3 кэВ в минимуме. Ширина циклотронной линии изменяется

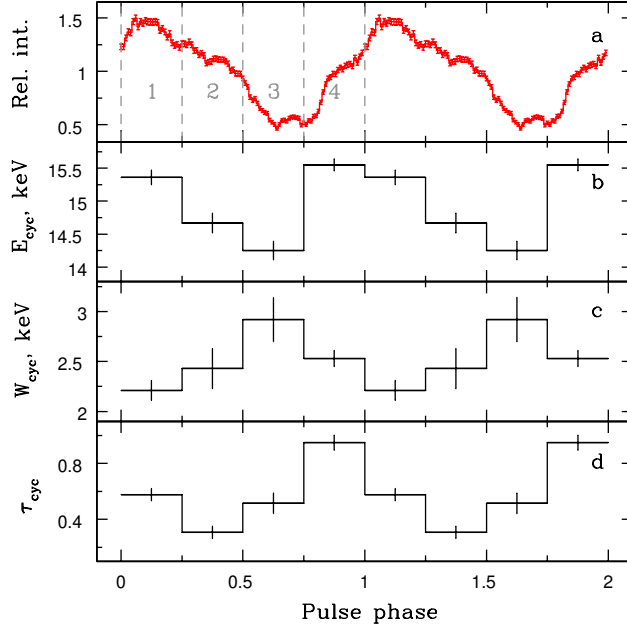


Рисунок 30 — Профили импульса XTE J1829–098 в диапазоне энергий 3–79 кэВ (а). Изменение параметров циклотронной линии (b, c, d).

практически синусоидально в зависимости от интенсивности импульса, тогда как пик оптической толщины линии приходится на максимум энергии линии. Такие вариации параметров линий по импульсу вполне обычны, наблюдаются у многих рентгеновских пульсаров и, вероятно, связаны с изменением угла обзора в области где формируется циклотронная линия (см., например, [86]).

3.3.3 Спектральный анализ по данным *RXTE*

Для независимого подтверждения результатов, полученных по данным обсерватории *NuSTAR*, и исследования возможной эволюции энергии циклотронной линии во времени и светимости источника были использованы данные обсерватории *RXTE*, которая наблюдала XTE J1829–098 в 2004–2009 гг.

История изменения потока источника в диапазоне энергий 4–10 кэВ, измеренная во время четырех периодов активности (три наблюдались с помощью *RXTE/PCA* и одна наблюдалась с помощью *MAXI* и *NuSTAR*) показана на верхних панелях Рис. 31. Потoki, измеренные с помощью *MAXI* и *NuSTAR* были взяты из работы [81] и текущей работы, соответственно.

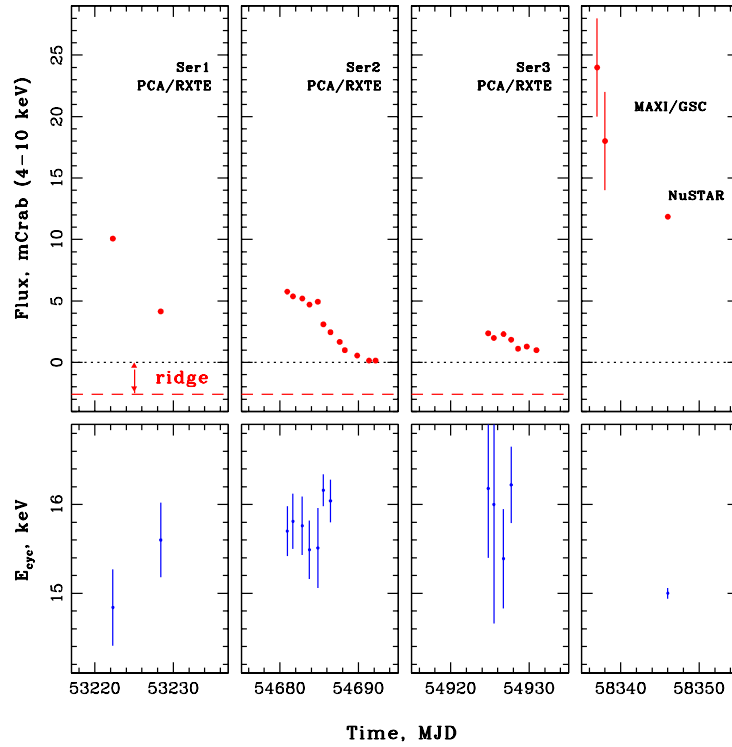


Рисунок 31 — Верхние панели: эволюция потока ХТЕ J1829–098 во время четырех эпизодов активности. Нижние панели: измеренные значения энергии циклотронной линии.

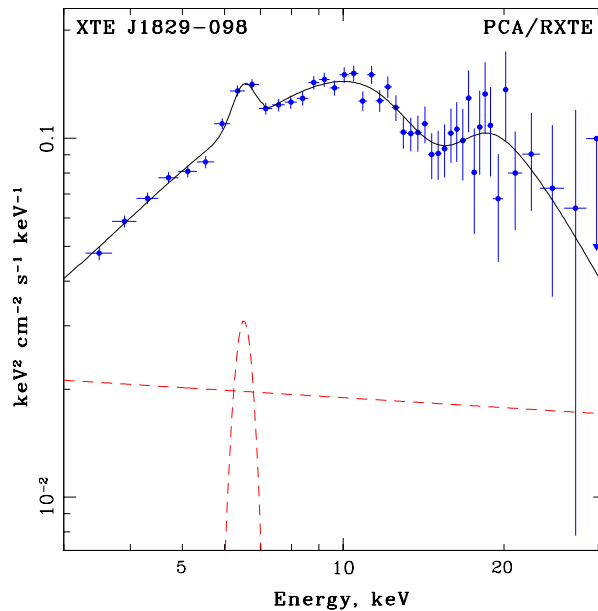


Рисунок 32 — Энергетический спектр ХТЕ J1829–098 измеренный по данным *RXTE/PCA* в ярком состоянии источника (первая точка на Рис. 31). Красной пунктирной линией показан вклад галактического хребта в измеренный спектр PCA (подробности см. в тексте). Черной сплошной линией показана спектральная модель соответствующая параметрам наилучшей аппроксимации.

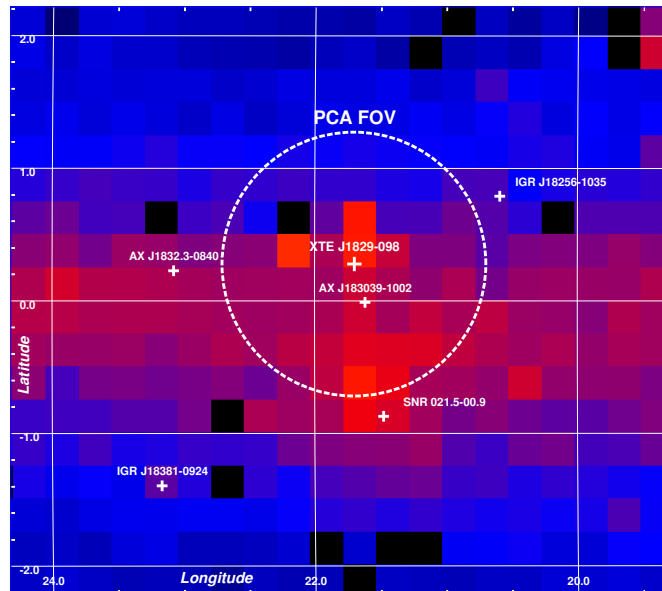


Рисунок 33 — Изображение области неба в области XTE J1829–098, полученное по наблюдениям галактического хребта. Пунктирной окружностью (радиусом 1°) показано поле зрения PCA во время наблюдений XTE J1829–098.

XTE J1829–098 расположен в области неба, где излучение от галактического хребта нельзя рассматривать как несущественное для инструментов с широким полем зрения, таких как *RXTE/PCA*. Карта области неба вокруг XTE J1829–098 в полном диапазоне энергий PCA показана на Рис. 33.

Это изображение было получено по всем наблюдениям PCA области галактической плоскости. На изображении хорошо видно протяженное излучение вдоль галактической плоскости. Таким образом, для корректного восстановления спектра XTE J1829–098 необходимо учитывать не только инструментальный фон, но и излучение галактического хребта, а также вклад источников, попадающих в поле зрения PCA (см., например, [78]).

Для оценки уровня фонового компонента и его спектра были использованы два последних наблюдения в Ser. 2 (см. верхнюю панель Рис. 33), где XTE J1829–098 находился на недетектируемом уровне (т.е. пульсации от источника не регистрировались). Это фоновое излучение хорошо аппроксимируется простой степенной моделью со спектральным индексом 2.1, с добавлением гауссовской эмиссионной линии на энергии ~ 6.5 кэВ и полным потоком ~ 2.5 мКраб в диапазоне энергий 4–10 кэВ. Полученный результат хорошо согласуется с измерениями излучения галактического хребта [87]. Спектр фонового излучения «неба» и его вклад в общий поток, измеренный XTE J1829–098 с *RXTE/PCA*, показаны красными пунктирными линиями на Рис. 31 и 32.

Для аппроксимации спектров XTE J1829–098, полученных с помощью *RXTE/PCA*, использовалась та же спектральная модель, что и для наблюдения *NuSTAR*. Анализ показал, что все спектры хорошо аппроксимируются этой моделью, а включение абсорбционной компоненты в области энергий 15–16 кэВ требуется для улучшения качества аппроксимации по сравнению с использованием только модели *cutoffpl*. Таким образом, можно независимо подтвердить наличие линии циклотронного поглощения в спектре XTE J1829–098. Из-за слабости источника и коротких экспозиций наблюдений *RXTE* невозможно получить хорошие ограничения на параметры циклотронной линии. Поэтому ширина линии W_{cyc} была зафиксирована на значении, полученном по данным *NuSTAR* для усредненного спектра. Результаты измерений энергии циклотронной линии обсерваторией *RXTE* представлены на нижних панелях Рис. 31. Из рисунка видно, что энергия циклотронной линии хорошо согласуется для первого наблюдения *RXTE/PCA* и наблюдения *NuSTAR*, когда потоки от источника имеют сравнимый уровень, и систематически выше для более слабых светимостей.

3.4 Выводы

По результатам проведенного анализа открыта линия циклотронного поглощения с энергией $E_{cyc} \simeq 15$ кэВ в спектре транзиентного рентгеновского пульсара ХТЕ J1829–098. Такие особенности регистрируются в спектрах многих рентгеновских пульсаров (см., например, недавний обзор [88]) и обычно используются для прямых оценок магнитных полей нейтронных звезд. Измеренная энергия циклотронной линии поглощения соответствует напряженности магнитного поля $B \simeq 1.7 \times 10^{12}$ Гс на поверхности нейтронной звезды, что является типичным значением для рентгеновских пульсаров.

Фазированная спектроскопия показала, что параметры циклотронной линии изменяются с фазой импульса, в частности энергия линии меняется от ~ 14.3 до 15.5 кэВ. Наиболее вероятно наблюдаемые изменения параметров связаны с изменением угла, под которым наблюдается область формирования циклотронной линии.

Изучение изменения профиля импульса и доли пульсирующего излучения с энергией выявило две особенности: общий рост доли пульсирующего излучения с энергией и ее локальное увеличение на энергиях 10–18 кэВ, т.е. вблизи зарегистрированной энергии циклотронной линии. Подобные особенности наблюдались ранее для нескольких других рентгеновских пульсаров [86].

И наконец, с использованием архивных данных обсерватории *RXTE* было независимо подтверждено наличие циклотронной линии в спектре ХТЕ J1829–098. Более того, было обнаружено указание на возможную антикорреляцию энергии линии с потоком, но для окончательных выводов требуются специальные мониторинговые наблюдения высокочувствительными приборами (например, *NuSTAR*), во время следующих вспышек.

Глава 4. Рентгеновское гало пульсара 4U1538–52

4.1 Введение

Массивная рентгеновская двойная система 4U1538–52 (также известная как 4U 1538–522) была открыта по данным обсерватории *Uhuru* [65]. Пульсации в рентгеновском диапазоне были открыты в работах [89] и [90]. Также, по данным обсерватории *Uhuru* был обнаружен затменный характер системы [91], свидетельствующий о её большом наклоне.

Двойная система состоит из нейтронной звезды, вращающейся вокруг оптического В-сверхгиганта QV Norma [92]. Период орбитального обращения составляет ~ 3.73 дня (см. [32], и ссылки там), а период собственного вращения пульсара ~ 526 с (см. [93], и ссылки там). Расстояние до системы в ~ 6.5 кпк было оценено еще в ранних работах (см., например, [92;94]) что недавно было подтверждено измерением параллакса по данным обсерватории Gaia $6.6_{-1.5}^{+2.2}$ кпк [95].

Спектральные и временные характеристики 4U1538–52 изучались рядом рентгеновских обсерваторий в различных диапазонах энергий. Полученные результаты свидетельствуют о том, что аккреция вещества на нейтронную звезду происходит из звездного ветра, истекающего со звезды-компаньона. Рентгеновский спектр в широком диапазоне энергий описывается моделью поглощенного степенного континуума с завалом на высоких энергиях [96;97]. В спектре присутствует комплекс флуоресцентных линий железа на энергиях 6.4–6.7 кэВ [96]. Помимо флуоресцентных линий, по данным обсерватории *XMM-Newton* было показано наличие в спектре источника линии поглощения на энергии ~ 2.1 кэВ [96]. Эта линия не связана с циклотронным поглощением, так как ранее циклотронная линия поглощения была зарегистрирована на энергии ~ 22 кэВ [97–99] вместе с её первой гармоникой на энергии ~ 47 кэВ [96], что дает оценку магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B \simeq 2.4 \times 10^{12}$ Гс. Светимость системы в диапазоне энергий 3–100 кэВ варьируется в диапазоне $\sim (2 - 9) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ в предположении изотропного характера излучения и расстояния до системы 6.5 кпк [92].

Данные рентгеновских наблюдений показывают, что поглощение в системе сильно зависит от орбитальной фазы $N_H \sim (1 - 16) \times 10^{22}$ см⁻² [99–101]. Интересно отметить, что во время затмения толща колонки поглощения оказывается наименьшей [102] и согласуется с значением поглощения, определяемым по по-

краснению оптического компаньона (см. [103], и ссылки там). Поглощение в направлении на источник, измеренное по распределению Галактического нейтрального водорода в линии 21 см, имеет сходное значение $N_{HGal} \simeq 7.3 \times 10^{21} \text{ см}^{-2}$ [104].

Рентгеновское гало вокруг пульсара 4U1538–52 было впервые описано в работе [105]. В работах [106] и [101] по данным обсерваторий *ASCA* и *Chandra* были построены радиальные профили гало 4U1538–52 и проведен спектральный анализ рентгеновского излучения пульсара. В частности, в работе [101] по данным обсерватории *Chandra* профили рентгеновского гало были описаны моделью рассеяния рентгеновского излучения 4U1538–52 на трех отдельных пылевых облаках, расположенных на луче зрения. Отметим, что в более современной работе [103] по данным обсерваторий *XMM-Newton* и *Chandra* этот результат воспроизвести не удалось.

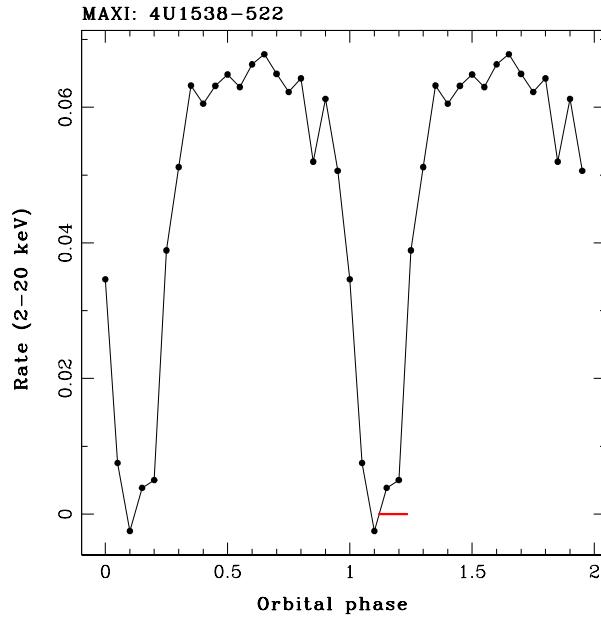


Рисунок 34 — Свертка кривой блеска 4U1538–52 в одном орбитальном периоде по данным монитора *MAXI/GSC* (MJD от 58545 до 58945); красным цветом показан интервал наблюдений *CPT*.

4.2 Наблюдения и обработка данных

Используя эфемериды из работы [97] по данным монитора *MAXI/GSC*, полученными на временном интервале MJD от 58545 до 58945, методом наложения эпох была построена свертка кривой блеска 4U1538–52 на интервале одного орбитального периода (см. Рис. 34). Красной линией на рисунке показан интервал орбитальных фаз, соответствующий наблюдению обсерватории *CPT*, показывающий что оно попало на орбитальное затмение.

Исходные события извлекались в круговой области, центрированной на положении источника ($RA = 235.597^\circ$, $Dec = -52.385^\circ$). Для *eROZITA* использовалась круговая область радиусом $60''$, для *ART-XC* – $150''$. Фоновые события извлекались в круговых областях радиусом $300''$, расположенных в стороне от источника (фоновые области *eROZITA* и *ART-XC* центрировались на координатах $RA = 235.414^\circ$, $Dec = -52.223^\circ$ и $RA = 235.862^\circ$, $Dec = -52.289^\circ$, соответственно).

Спектральные данные *eROZITA* группировались таким образом, чтобы в каждом бине было не менее 1 одного отсчета. Для оценки качества аппроксимации использовалась статистика Кэша [107]. Группирование каналов осуществлялось при помощи стандартной процедуры *GRPPHA* из состава

программ пакета HEASOFT [108]. Анализ энергетических спектров источника проводился в пакете XSPEC версии 12.11.0 [109]. Все доверительные интервалы приведены на уровне 1σ , если не указано иное.

При аппроксимации спектров использовалась модель поглощения рентгеновских лучей в межзвездной среде [110], и модель сечений взаимодействия [111].

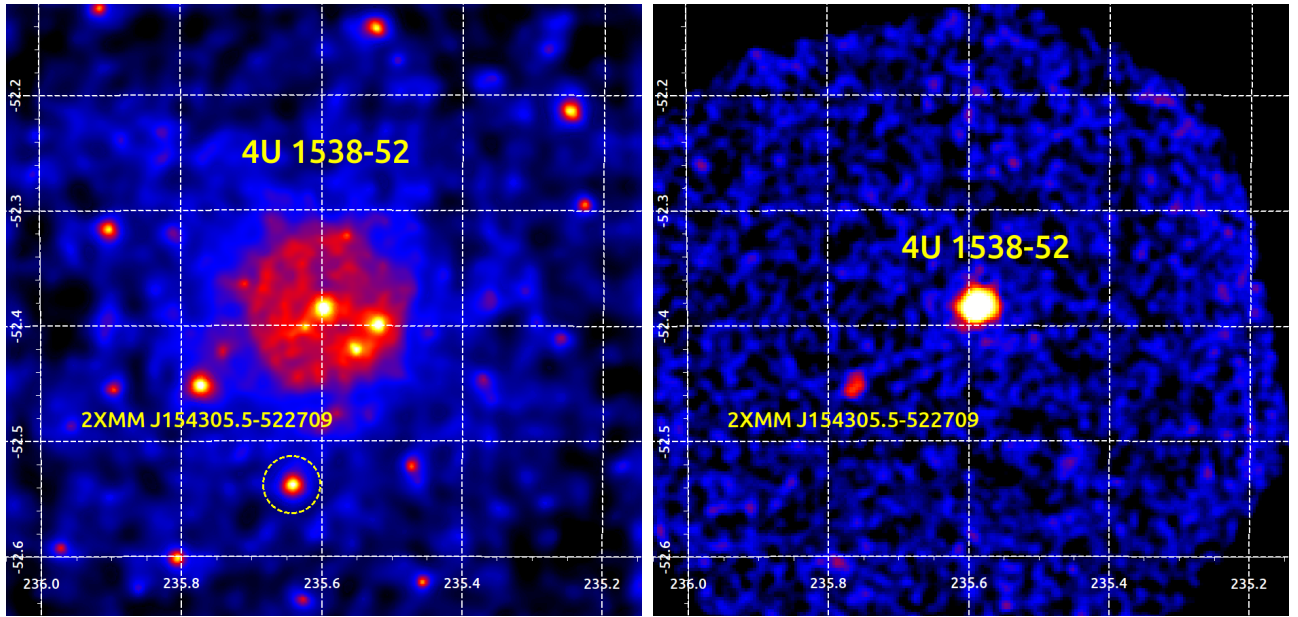


Рисунок 35 — Левая панель: изображение области неба вблизи пульсара 4U1538–52 в экваториальной системе координат по данным *СРГ/еРОЗИТА*, диапазон энергий 0.5–8 кэВ. Пунктирным кругом показан рентгеновский источник, использованный для проверки качества работы ФРТИ-моделирования. Правая панель: изображение того же участка неба по данным *СРГ/ART–XC*, диапазон энергий 4–30 кэВ. Изображения были сглажены функцией Гаусса для лучшего отображения.

4.3 Анализ изображений

Изображения области пространства, полученные за всё время наблюдения, в полных рабочих диапазонах энергий представлены на Рис. 35. На левой панели представлено изображение, полученное *еРОЗИТА* по данным модуля ТМ6 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ. На правой – изображение полученное *ART–XC* по данным модулей Т1–Т7 в диапазоне энергий 4–30 кэВ.

В поле зрения телескопа *еРОЗИТА* помимо исследуемого, регистрируется ещё 55 рентгеновских источников. В поле зрения телескопа *ART–XC* – один слабый источник 2XMM J154305.5–522709 с координатами $RA = 235.7728^\circ$, $Dec = -52.4517^\circ$, который также регистрируется телескопом *еРОЗИТА*. Положения точечных источников на небе, регистрируемых одновременно по данным телескопов *еРОЗИТА* и *ART–XC*, совпадают с точностью до 5 угловых секунд.

Хорошо видно, что на изображении, полученном телескопом *еРОЗИТА* присутствует рентгеновское гало радиусом несколько угловых минут. На более высоких энергиях, в данных телескопа *ART–XC*, гало не наблюдается.

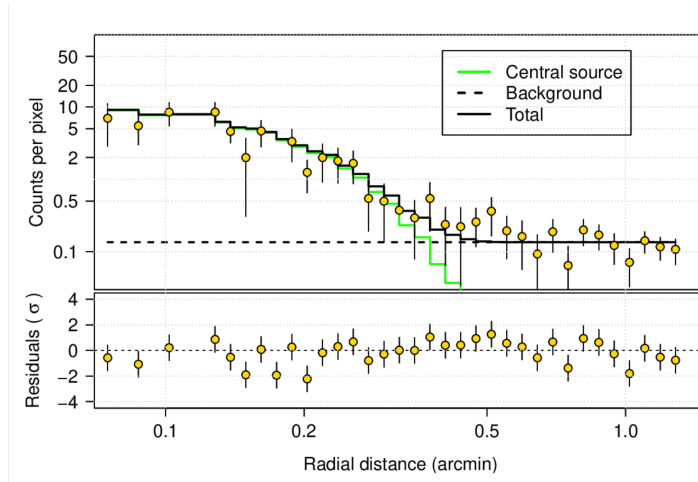


Рисунок 36 — Радиальный профиль точечного рентгеновского источника (см. Рис. 35) в единицах отсчетов на элемент изображения по данным *СРГ/еРОЗИТА*, диапазон энергий 0.5–8 кэВ.

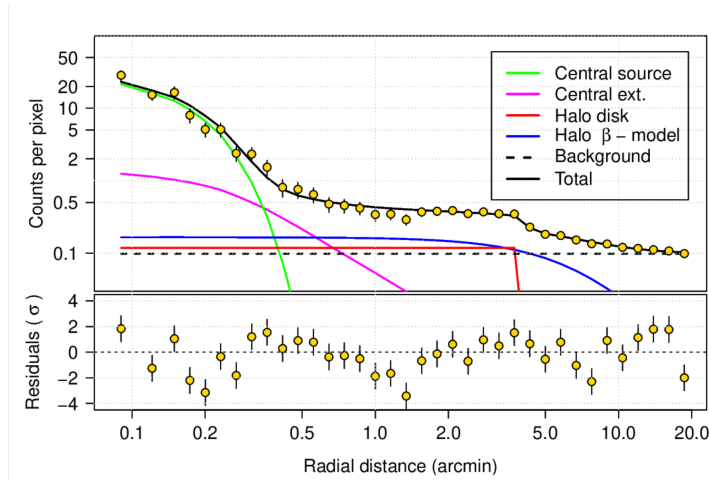


Рисунок 37 — Радиальный профиль гало 4U1538–52 в единицах отсчетов на элемент изображения по данным *СРГ/еРОЗИТА*, диапазон энергий 0.5–8 кэВ.

4.4 Анализ протяженного изображения

Для исследования структуры рентгеновского гало вокруг источника 4U1538–52 по данным телескопа *еРОЗИТА* был использован метод моделирования пространственных компонент с учетом углового отклика рентгеновских зеркал. В основе метода лежит свертка двумерной пространственной модели с Функцией Размытия Точечного Источника (ФРТИ) телескопа, полученной из калибровочной базы данных. Результат свертки сравнивается с наблюдаемым изображением для нахождения наиболее оптимальных параметров модели. Оптимизация параметров была проведена методом максимального правдоподобия в режиме Пуассоновской статистики. Для этого была построена карта

экспозиции без учета эффекта виньетирования, в соответствии с подходом, изложенным в статье [112]. Точечные источники рентгеновского излучения, кроме центрального объекта, были исключены из анализа областями с радиусом $32''$. Данная процедура ФРТИ-моделирования была реализована с помощью пакета математического обеспечения Sherpa/CIAO-4.15 [113; 114].

Для проверки работы процедуры ФРТИ-моделирования, был проведен пространственный анализ точечного источника, обозначенного пунктирным кругом на Рис. 35 (слева). Данный источник находится на угловом расстоянии $\sim 6'$ от оптической оси, что немного дальше, чем 4U1538–52 ($\sim 3'$). Отметим, что для моделирования использовалась одна и та же ФРТИ телескопа, измеренная на оптической оси. Согласно калибровочным измерениям, ФРТИ телескопа eROZITA для всех модулей не имеет значимых угловых деформаций на расстояниях до $\sim 10'$ [115]. Для моделирования точечного источника, была использована функция Гаусса `gauss2d`: $A_{norm} \times \exp(-4 \log(2) \times r^2 / FWHM^2)$, где A_{norm} значение в центре, r расстояние до центра и FWHM (Full Width Half Maximum) - ширина на полувысоте, $FWHM = \sigma \times \sqrt{8 \log(2)} = 4''$. Отметим, что использование δ -функции в качестве приближения точечного источника приводит к численной неустойчивости ФРТИ-моделирования, поэтому применяется функция Гаусса с характерной шириной элемента изображения. В результате была получена хорошая аппроксимация точечного источника ФРТИ-моделированием с Пуассоновской статистикой, приведенной на количество степеней свободы $C/d.o.f. = 0.63$. Как видно из радиального профиля точечного источника, показанного на Рис. 36, используемая ФРТИ телескопа и процедура ФРТИ-моделирования в целом, хорошо описывает наблюдаемую форму тестового источника, и может быть использована для моделирования рентгеновского гало 4U1538–52.

Для описания точечного центрального источника и рентгеновского гало, в качестве модели были рассмотрены различные комбинации двумерных функций: функции Гаусса, описанной выше (`gauss2d`); `beta2d`: β -модель $A_{norm}/(1 + r^2/R_c^2)$, где R_c^2 размер ядра; `disk2d`: дисковая модель описываемая радиусом и высотой; а также `const2d`: постоянная компонента суммы инструментального и астрофизического фона.

В процессе ФРТИ-моделирования было обнаружено, что 1) пространственная форма пульсара 4U1538–52 не описывается приближением точечного источника, и требуется ввести небольшую протяженную структуру в виде

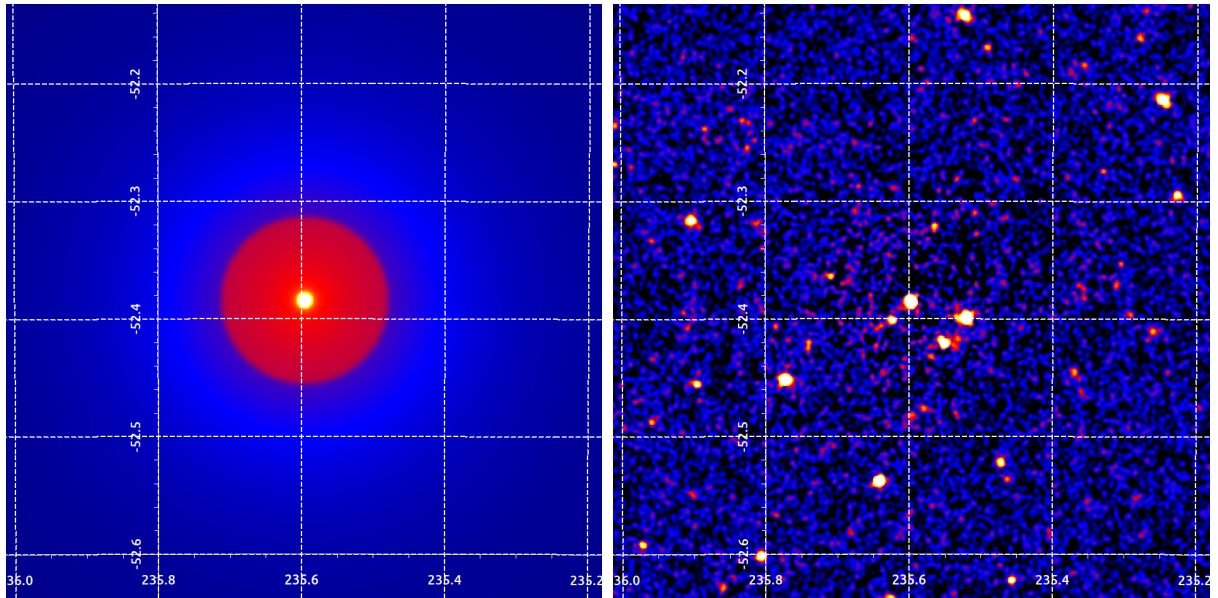


Рисунок 38 — Левая панель: Составная модель поверхностной яркости области неба вблизи пульсара 4U1538–52 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ по данным *СРГ/еРОЗИТА* (см. Таблицу 10). Правая панель: Результат вычитания полной модели из изображения *СРГ/еРОЗИТА* (Рис. 35, слева) за исключением компоненты центрального источника.

β -модели; 2) рентгеновское гало плохо моделируется одной β -функцией из-за достаточно резкой наблюдаемой границы радиальной структуры, для описания которой потребовалось добавить модель диска *disk2d*. Итоговое качество аппроксимации, описываемое приведенной Пуассоновской статистикой, составило $C/d.o.f. = 0.55$. Оптимальные параметры модели приведены в Таблице 10. Необходимо подчеркнуть, что хотя данная модель хорошо описывает распределение поверхностной яркости рентгеновского гало 4U1538–52, эта модель является феноменологической и не описывает физику наблюдаемого явления. Радиальный профиль центрального источника и рентгеновского гало продемонстрирован на Рис. 37. На Рис. 38 слева показано изображение составной пространственной модели в логарифмической шкале, а справа показано соответствующее вычитание модели из рентгеновского изображения (см. Рис. 35, слева). Следует отметить, что модель центрального источника не вычиталась, поэтому он присутствует на карте остатков. В целом, из рисунка видно, что крупномасштабная составная компонента рентгеновского гало (сумма β -модели и диска), была полностью вычтена из данных, что говорит о достаточно высоком качестве ФРТИ-моделирования.

Таблица 10 — Параметры наилучшей аппроксимации составной пространственной модели излучения области 4U1538–52 по данным телескопа eROZITA в диапазоне 0.5–8 кэВ. Нормировки моделей даны с учетом размера пикселя изображения 4 угл. сек. Потоки соответствующих компонент были получены интегрированием модели по всему изображению. Ошибки измерения параметров модели показаны на уровне значимости 68%.

Параметр	Значение	Единицы
Центральный источник (Гауссиана <code>gauss2d</code>)		
FWHM	4 (фикс.)	угл. сек.
A_{norm}	$(2.3_{-0.3}^{+0.2}) \times 10^{-2}$	отсч. сек. ⁻¹
Поток	$(2.5 \pm 0.1) \times 10^{-2}$	отсч. сек. ⁻¹
Центральное уширение (β -модель <code>beta2d</code>)		
R_{core}	$8.7_{-8.7}^{+5.0}$	угл. сек.
A_{norm}	$(1.1_{-0.6}^{+5.3}) \times 10^{-4}$	отсч. сек. ⁻¹
Поток	$(1.0 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	отсч. сек. ⁻¹
Гало (диск <code>disk2d</code>)		
Радиус	248_{-5}^{+2}	угл. сек.
Высота	$5.20_{-0.30}^{+0.85} \times 10^{-6}$	отсч. сек. ⁻¹
Поток	$(6.3 \pm 0.17) \times 10^{-2}$	отсч. сек. ⁻¹
Гало (β -модель <code>beta2d</code>)		
R_{core}	480_{-10}^{+160}	угл. сек.
A_{norm}	$7.25_{-0.25}^{+0.40} \times 10^{-6}$	отсч. сек. ⁻¹
Поток	$(2.40 \pm 0.03) \times 10^{-1}$	отсч. сек. ⁻¹
Фон (<code>const2d</code>)		
A_{norm}	$(4.26 \pm 0.02) \times 10^{-6}$	отсч. сек. ⁻¹

4.5 Спектральный анализ

Спектральный континуум источника 4U1538–52 по данным телескопа eРОЗИТА описывается поглощенным степенным законом (модель `tbabs` × `powerlaw` из пакета XSPEC). В спектре (см. Рис. 39, панель а) также присутствуют избыток в излучении на энергиях 6–7 кэВ. Формально он может быть описан широкой (~ 0.23 кэВ) гауссианой с энергией ~ 6.53 кэВ, которая может быть интерпретирована как линия железа, уширенная, например, за счет эффекта Доплера. С другой стороны, из наблюдений обсерватории *XMM-Newton* известно, что в спектре 4U1538–52 регистрируются узкие линии нейтрального Fe K_α ($E_1 \sim 6.4$ кэВ) и ионизированного Fe XXV ($E_2 \sim 6.7$ кэВ) железа [96; 102]. Поэтому для описания наблюдаемого избытка в излучении в модель поглощенного степенного закона были добавлены две соответствующие компоненты в форме гауссиан (`gauss`). Принимая во внимание конечное энергетическое разрешение телескопа eРОЗИТА и ограниченную статистику в рассматриваемом наблюдении, ширины обеих линий были зафиксированы на 0. Помимо линий железа, по данным обсерватории *XMM-Newton* (см. [96]) в спектре пульсара была также зарегистрирована узкая линия поглощения на энергии $E_{abs} \sim 2.1$ кэВ. В спектре 4U1538–52, полученном по данным обсерватории *СРГ*, подобная особенность также присутствует (см. Рис. 39). Добавление в модель ещё одной компоненты в виде гауссианы с отрицательной нормировкой улучшает качество аппроксимации с $C = 427$ (428 степеней свободы) до $C = 409$ (425 степеней свободы).

Для исключения возможности возникновения этой линии поглощения в результате инструментального эффекта был проведен спектральный анализ излучения рентгеновского источника 2XMM J154305.5–522709 (зарегистрированного телескопом eРОЗИТА во время наблюдения 4U1538–52, см. Рис. 35). Полученный спектр в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ хорошо описывается поглощенной степенной моделью. Добавление к этой модели компоненты линии поглощения в форме гауссианы (параметры энергии и ширины линии были зафиксированы на значениях для 4U1538–52 из Таблицы 11) дает значение нормировки совместимое с нулем $A_{abs,tst} = (-2.1_{-11.9}^{+13.5}) \times 10^{-7}$ фот. см $^{-2}$ с $^{-1}$, в то время как значение нормировки линии поглощения в спектре 4U1538–52 составляет $A_{abs,psr} = (-1.00_{-0.32}^{+0.25}) \times 10^{-5}$ фот. см $^{-2}$ с $^{-1}$. Это позволяет сделать вывод

о том что зарегистрированная в спектре 4U1538–52 линия поглощения, скорее всего, не является приборной, а связана с физическими процессами, протекающими в исследуемом объекте. Одним из возможных объяснений наблюдаемой особенности, предложенной в работе [96], является ее связь с атомарными переходами в кислороде или неоне, находящимися в атмосфере нейтронной звезды в сильном магнитном поле, или в водородо- и гелиеподобных ионах железа или кремния, образованных в звездном ветре нормального компаньона. Тем не менее, для окончательных выводов о природе регистрируемой линии поглощения необходимо провести дополнительные исследования и моделирования отклика зеркальных систем телескопа eРОЗИТА в области энергий 2.0 – 2.2 кэВ, где присутствует резкое изменение их эффективной площади [115].

Для исследования широкополосного спектра 4U1538–52 данные модуля ТМ6 телескопа eРОЗИТА (в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ) и модулей Т1–Т7 телескопа ART–ХС (в диапазоне энергий 5–30 кэВ) аппроксимировались совместно. На энергиях ниже 5 кэВ отклик ART–ХС требует более тщательной калибровки, в связи с чем эта область не использовалась для спектрального анализа. Для учета разности калибровок модулей в модель были введены соответствующие нормировочные коэффициенты. Все прочие параметры фиксировались между наборами данных. Для учета экспоненциального завала на высоких энергиях, характерного для спектров рентгеновских пульсаров, в модель поглощенного степенного закона была добавлена соответствующая компонента (`highcut` из пакета XSPEC с параметрами E_{cut} и E_{fold}). Итоговая модель обеспечивает хорошее качество аппроксимации со значением $C = 590.79$ для 584 степеней свободы. Параметры наилучшей аппроксимации широкополосного спектра 4U1538–52 представлены в Таблице 11; здесь EW означает эквивалентную ширину указанных выше эмиссионных линий и линии поглощения. В целом, они хорошо согласуются с оценками полученными ранее по данным других рентгеновских обсерваторий, а значение поглощения примерно соответствует галактическому (см. Введение).

Также был построен спектр рентгеновского гало вокруг источника (Рис.40). Он извлекался в кольцевой области с радиусами от $R_1 = 80''$ до $R_2 = 250''$. Спектр описывается степенной моделью с поглощением со следующими параметрами: $\Gamma = 2.81_{-0.22}^{+0.26}$, $N_H = (1.70 \pm 0.25) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$, при этом качество аппроксимации составило $C = 577.71$ для 577 степеней свободы. Следует отметить, что в спектре, в области энергий ниже ~ 1 кэВ, присутствует

Таблица 11 — Параметры наилучшей аппроксимации широкополосного спектра 4U1538–52 по данным ART–XC и eРОЗИТА.

Параметр	Значение	Единицы
$N_H [\times 10^{22}]$	$0.69^{+0.08}_{-0.06}$	cm^{-2}
Γ	$0.85^{+0.09}_{-0.08}$	
E_{cut}	$13.57^{+3.20}_{-2.04}$	кэВ
E_{fold}	$5.02^{+6.70}_{-2.85}$	кэВ
E_1	$6.40^{+0.01}_{-0.01}$	кэВ
EW_1	524^{+188}_{-128}	эВ
E_2	$6.68^{+0.03}_{-0.02}$	кэВ
EW_2	277^{+117}_{-74}	эВ
E_{abs}	$2.17^{+0.03}_{-0.02}$	кэВ
σ_{abs}	$0.05^{+0.02}_{-0.02}$	кэВ
EW_{abs}	-111^{+46}_{-35}	эВ
χ^2 (d.o.f.)	590.79 (584)	

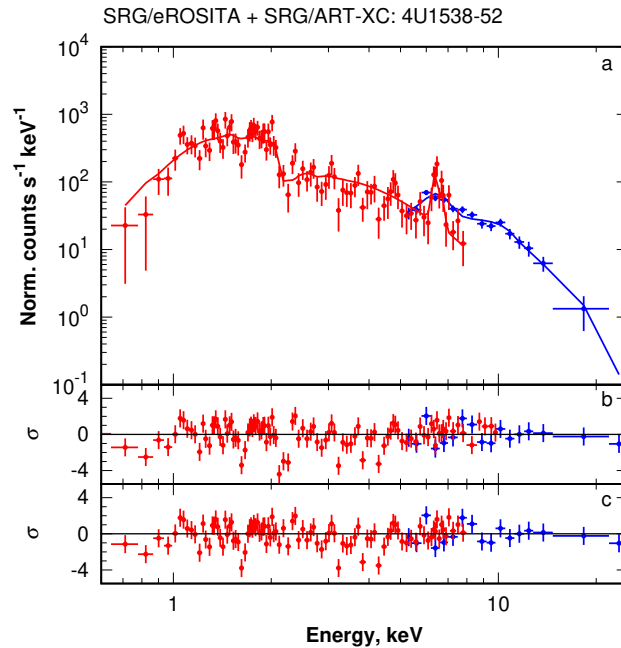


Рисунок 39 — (а) Спектр пульсара 4U1538–52 в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ по данным телескопов eРОЗИТА (0.5–8 кэВ) и ART–XC (5–30 кэВ). Отклонения измеренного спектра от аппроксимирующей модели без учета (б) и с учетом (с) линии поглощения на энергии ~ 2.17 кэВ.

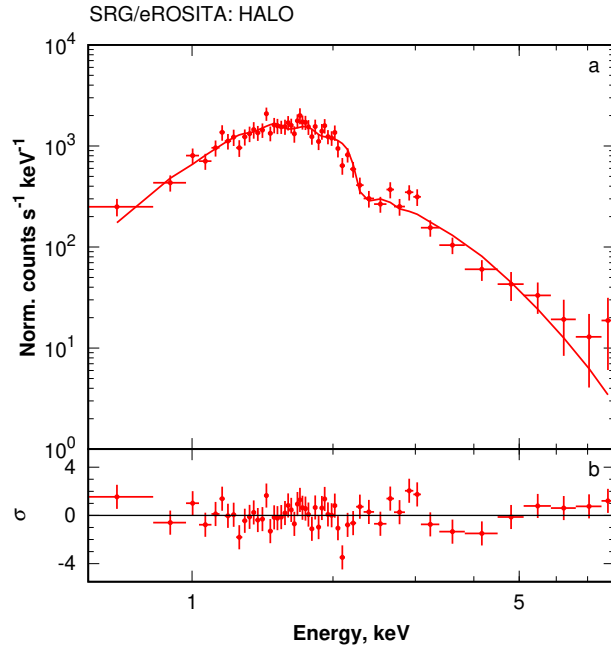


Рисунок 40 — (а) Спектр гало пульсара 4U1538–52 по данным телескопа eРОЗИТА (0.5–8 кэВ). (б) Отклонения измеренного спектра от аппроксимирующей модели.

избыток фотонов, для описания которого была использована модель черного тела с характерной температурой $kT = 0.07 \pm 0.01$ кэВ.

Сечение рассеяния рентгеновских фотонов на пылинках межзвездного вещества пропорционально E^{-2} , где E – энергия фотона (см. [116], и ссылки там). Следовательно, можно ожидать, что наблюдаемый спектр гало будет мягче спектра источника. Предполагая что средний спектр исходного источника степенной с показателем $\Gamma \approx 1$ (см. Таблицу 11, а также [117]), можно ожидать, что спектр гало будет иметь показатель $\Gamma \approx 3$, что близко к измеренному значению $\Gamma \simeq 2.8$. В свою очередь, наблюдаемый избыток фотонов на энергиях ниже 1 кэВ может быть объяснен вкладом множественных рассеяний [118].

4.6 Выводы

Представлены первые результаты наблюдений пульсара 4U1538–52 обсерваторией *СРГ* по данным телескопов ART–ХС и eРОЗИТА. В частности, построен широкополосный спектр в диапазоне энергий 0.5–30 кэВ, который может быть хорошо аппроксимирован степенным законом с поглощением на низких энергиях и экспоненциальным завалом на высоких энергиях, что типично для рентгеновских пульсаров. Интересно отметить низкое значение поглощения, измеренное в спектре источника и сравнимое со значением галактического поглощения в его направлении. Столь низкая величина поглощения оказывается характерной для этого объекта во время орбитального затмения, на которое и пришлось наблюдение обсерватории *СРГ*. В спектре пульсара были зарегистрированы эмиссионные линии нейтрального и ионизованного железа, а также было независимо подтверждено наличие линии поглощения на энергии $\simeq 2.17$ кэВ, природа которой окончательно не установлена.

Благодаря широкому полю зрения и высокой чувствительности телескопа eРОЗИТА удалось получить подробную карту гало вокруг 4U1538–52 в диапазоне энергий 0.5–8 кэВ до радиуса примерно $8'$. Было показано, что рентгеновское гало содержит несколько крупномасштабных компонент, которые могут быть описаны композитной феноменологической моделью плоского диска ($\sim 250''$) и β -модели ($\sim 480''$). По данным телескопа eРОЗИТА удалось впервые построить высококачественный спектр гало. Измеренный спектр оказывается существенно мягче (показатель степенного закона $\Gamma \simeq 2.8$) спектра самого пульсара ($\Gamma \simeq 0.9$), что согласуется с предсказаниями теоретических моделей рассеяния излучения на пыли.

Заключение

Основные выводы и результаты диссертационной работы:

1. Определены магнитные поля для трех рентгеновских пульсаров: в спектре ХТЕ J1829–098 обнаружена циклотронная линия и определена величина магнитного поля нейтронной звезды $B \simeq 1.7 \times 10^{12}$ Гс; по измерению частоты слома в спектре мощности пульсара ЛМС X–4 получена оценка величины его магнитного поля $B \simeq 3 \times 10^{13}$ Гс; из анализа широкополосного спектра получено ограничение на величину магнитного поля нейтронной звезды в системе X1908+075: $B < 5.6 \times 10^{11}$ Гс или $B > 6.2 \times 10^{12}$ Гс.
2. Обнаружен эффект подавления пульсаций в системе ЛМС X–4 во время ее перехода в ультраяркое состояние со светимостью $\sim 4 \times 10^{39}$ эрг с⁻¹.
3. Показано, что переменность рентгеновского излучения пульсаров ЛМС X–4 и X1908+075 на масштабах $10^3 - 10^4$ сек происходит на энергиях $\lesssim 20$ кэВ, что сопровождается соответствующими изменениями спектров.
4. По данным обсерватории СРГ построена модель гало, регистрируемого вокруг пульсара 4U 1538-52 с угловым размером $\sim 8'$, и впервые измерен его спектр, параметры которого согласуются с теоретическими предсказаниями рассеяния рентгеновского излучения на пыли.
5. Для рентгеновского пульсара ЛМС X–4 независимым образом показано, что флуоресцентная линия нейтрального железа формируется во внешних областях аккреционного диска на расстоянии $\sim 1.5 \times 10^{11}$ см от нейтронной звезды.

Список литературы

1. *Baade W., Zwicky F.* On Super-novae // *Proceedings of the National Academy of Science.* — 1934. — may. — Vol. 20, no. 5. — Pp. 254–259.
2. *Oda M., Gorenstein P., Gursky H. et al.* X-Ray Pulsations from Cygnus X-1 Observed from UHURU // *ApJ.* — 1971. — may. — Vol. 166. — P. L1.
3. *Giacconi R., Gursky H., Kellogg E. et al.* Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU // *ApJ.* — 1971. — jul. — Vol. 167. — P. L67.
4. *Pringle J. E., Rees M. J.* Accretion Disc Models for Compact X-Ray Sources // *A&A.* — 1972. — oct. — Vol. 21. — P. 1.
5. *Gnedin Yu. N., Sunyaev R. A.* The Beaming of Radiation from an Accreting Magnetic Neutron Star and the X-ray Pulsars // *A&A.* — 1973. — jan. — Vol. 25. — P. 233.
6. *Ghosh P., Lamb F. K.* Disk accretion by magnetic neutron stars. // *ApJ.* — 1978. — . — Vol. 223. — Pp. L83–L87.
7. *White N. E., Swank J. H., Holt S. S.* Accretion powered X-ray pulsars. // *ApJ.* — 1983. — jul. — Vol. 270. — Pp. 711–734.
8. *Kretschmar Peter, Fürst Felix, Sidoli Lara et al.* Advances in Understanding High-Mass X-ray Binaries with INTEGRAL and Future Directions // *New Astron. Rev.* — 2019. — dec. — Vol. 86. — P. 101546.
9. *Sunyaev R. A., Titarchuk L. G.* Comptonization of X-Rays in Plasma Clouds - Typical Radiation Spectra // *A&A.* — 1980. — jun. — Vol. 86. — P. 121.
10. *Titarchuk Lev, Lyubarskij Yuriij.* Power-Law Spectra as a Result of Comptonization of the Soft Radiation in a Plasma Cloud // *ApJ.* — 1995. — sep. — Vol. 450. — P. 876.

11. *Becker Peter A., Wolff Michael T.* A Generalized Analytical Model for Thermal and Bulk Comptonization in Accretion-powered X-Ray Pulsars // *ApJ*. — 2022. — nov. — Vol. 939, no. 2. — P. 67.
12. *Staubert R., Trümper J., Kendziorra E. et al.* Cyclotron lines in highly magnetized neutron stars // *A&A*. — 2019. — feb. — Vol. 622. — P. A61.
13. *Basko M. M., Sunyaev R. A.* Radiative transfer in a strong magnetic field and accreting X-ray pulsars. // *A&A*. — 1975. — sep. — Vol. 42, no. 3. — Pp. 311–321.
14. *Basko M. M., Sunyaev R. A.* The limiting luminosity of accreting neutron stars with magnetic fields. // *MNRAS*. — 1976. — may. — Vol. 175. — Pp. 395–417.
15. *Poutanen Juri, Mushtukov Alexander A., Suleimanov Valery F. et al.* A Reflection Model for the Cyclotron Lines in the Spectra of X-Ray Pulsars // *ApJ*. — 2013. — nov. — Vol. 777, no. 2. — P. 115.
16. *Mushtukov A. A. et al.* The critical accretion luminosity for magnetized neutron stars // *MNRAS*. — 2015. — feb. — Vol. 447, no. 2. — Pp. 1847–1856.
17. *Postnov K. A., Gornostaev M. I., Klochkov D. et al.* On the dependence of the X-ray continuum variations with luminosity in accreting X-ray pulsars // *MNRAS*. — 2015. — sep. — Vol. 452, no. 2. — Pp. 1601–1611.
18. *Lutovinov A. A., Tsygankov S. S.* Timing characteristics of the hard X-ray emission from bright X-ray pulsars based on INTEGRAL data // *Astronomy Letters*. — 2009. — jul. — Vol. 35, no. 7. — Pp. 433–456.
19. *Mushtukov Alexander A., Verhagen Patrick A., Tsygankov Sergey S. et al.* On the radiation beaming of bright X-ray pulsars and constraints on neutron star mass-radius relation // *MNRAS*. — 2018. — mar. — Vol. 474, no. 4. — Pp. 5425–5436.
20. *Shtykovsky A. E., Lutovinov A. A., Arefiev V. A. et al.* NuSTAR observations of the X-ray pulsar LMC X-4: A constraint on the magnetic field and tomography of the system in the fluorescent iron line // *Astronomy Letters*. — 2017. — mar. — Vol. 43, no. 3. — Pp. 175–185.

21. *Shtykovsky A. E., Arefiev V. A., Lutovinov A. A. et al.* Peculiarities of Super-Eddington Flares from the X-ray Pulsar LMC X-4 Based on NuSTAR Data // *Astronomy Letters*. — 2018. — mar. — Vol. 44, no. 3. — Pp. 149–161.
22. *Shtykovsky A. E., Arefiev V. A., Lutovinov A. A.* Broadband Analysis of the Wind System X1908+075 Based on NuSTAR Data // *Astronomy Letters*. — 2022. — may. — Vol. 48, no. 5. — Pp. 284–292.
23. *Shtykovsky A. E., Lutovinov A. A., Tsygankov S. S. et al.* Discovery of a cyclotron absorption line in the transient X-ray pulsar XTE J1829-098 // *MNRAS*. — 2019. — jan. — Vol. 482, no. 1. — Pp. L14–L18.
24. *Molkov S. V., Lutovinov A. A., Falanga M.* Determination of parameters of Long-Term variability of the X-ray pulsar LMC X-4 // *Astronomy Letters*. — 2015. — oct. — Vol. 41, no. 10. — Pp. 562–574.
25. *Li F., Rappaport S., Epstein A.* Observations of X-ray eclipses from LMC X-4. // *Nature*. — 1978. — jan. — Vol. 271. — Pp. 37–38.
26. *White N. E.* Discovery of eclipsing nature of LMC X-4 // *Nature*. — 1978. — jan. — Vol. 271, no. 5640. — Pp. 38–40.
27. *Lang F. L. et al.* Discovery of a 30.5 day periodicity in LMC X-4. // *ApJ*. — 1981. — may. — Vol. 246. — Pp. L21–L25.
28. *Heemskerk M. H. M., van Paradijs J.* Analysis of the optical light curve of the massive X-ray binary LMC X-4. // *A&A*. — 1989. — oct. — Vol. 223. — Pp. 154–164.
29. *Neilsen J. et al.* Spectroscopic Signatures of the Superorbital Period in the Neutron Star Binary LMC X-4 // *ApJ*. — 2009. — may. — Vol. 696, no. 1. — Pp. 182–191.
30. *Levine Alan M., Rappaport Saul A., Zojcheski Goce.* Orbital Decay in LMC X-4 // *ApJ*. — 2000. — sep. — Vol. 541, no. 1. — Pp. 194–202.
31. *Tsygankov S. S., Lutovinov A. A.* Long-Term INTEGRAL and RXTE Observations of the X-Ray Pulsar LMC X-4 // *Astronomy Letters*. — 2005. — jun. — Vol. 31, no. 6. — Pp. 380–387.

32. *Falanga M., Bozzo E., Lutovinov A. et al.* Ephemeris, orbital decay, and masses of ten eclipsing high-mass X-ray binaries // *A&A*. — 2015. — may. — Vol. 577. — P. A130.
33. *La Barbera A. et al.* The 0.1-100 KEV Spectrum of LMC X-4 in the High State: Evidence for a High-Energy Cyclotron Absorption Line // *ApJ*. — 2001. — may. — Vol. 553, no. 1. — Pp. 375–381.
34. *Grebenev S. A., Lutovinov A. A., Tsygankov S. S. et al.* Deep hard X-ray survey of the Large Magellanic Cloud // *MNRAS*. — 2013. — jan. — Vol. 428, no. 1. — Pp. 50–57.
35. *Kelley R. L. et al.* Discovery of 13.5 S X-ray pulsations from LMC X-4 and an orbital determination. // *ApJ*. — 1983. — jan. — Vol. 264. — Pp. 568–574.
36. *Molkov S. et al.* Near-periodical spin period evolution in the binary system LMC X-4 // *MNRAS*. — 2017. — jan. — Vol. 464, no. 2. — Pp. 2039–2045.
37. *Ghosh P., Lamb F. K.* Accretion by rotating magnetic neutron stars. III. Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. // *ApJ*. — 1979. — nov. — Vol. 234. — Pp. 296–316.
38. *Narayan S. et al.* On fast X-ray rotators with long-term periodicities. // *ApJ*. — 1985. — mar. — Vol. 290. — Pp. 487–495.
39. *Woo Jonathan W., Clark George W., Levine Alan M. et al.* Orbital Decay, Spin-down, and Pulse-Phase-resolved Spectroscopy of LMC X-4 from GINGA and ROSAT Observations // *ApJ*. — 1996. — aug. — Vol. 467. — P. 811.
40. *Nagase F.* Accretion-powered X-ray pulsars. // *PASJ*. — 1989. — jan. — Vol. 41. — P. 1.
41. *Levine A. et al.* LMC X-4: GINGA Observations and Search for Orbital Period Changes // *ApJ*. — 1991. — nov. — Vol. 381. — P. 101.
42. *Hickox Ryan C., Narayan Ramesh, Kallman Timothy R.* Origin of the Soft Excess in X-Ray Pulsars // *ApJ*. — 2004. — oct. — Vol. 614, no. 2. — Pp. 881–896.
43. *Dennerl Konrad.* Spectra Variability of Large Magellanic Cloud X-4 // Two Topics in X-Ray Astronomy, Volume 1: X Ray Binaries. Volume 2: AGN and

- the X Ray Background / Ed. by J. Hunt, B. Battrick. — Vol. 1 of *ESA Special Publication*. — 1989. — nov. — P. 39.
44. *Moon Dae-Sik, Eikenberry S. S.* Large X-Ray Flares from LMC X-4: Discovery of Millihertz Quasi-periodic Oscillations and Quasi-periodic Oscillation-Modulated Pulsations // *ApJ*. — 2001. — mar. — Vol. 549, no. 2. — Pp. L225–L228.
 45. *Moon Dae-Sik, Eikenberry Stephen S., Wasserman Ira M.* The Evolution of LMC X-4 Flares: Evidence for Super-Eddington Radiation Oozing through Inhomogeneous Polar Cap Accretion Flows? // *ApJ*. — 2003. — apr. — Vol. 586, no. 2. — Pp. 1280–1296.
 46. *Krivonos Roman A., Tsygankov Sergey S., Lutovinov Alexander A. et al.* NuSTAR Discovery of an Unusually Steady Long-term Spin-up of the Be Binary 2RXP J130159.6-635806 // *ApJ*. — 2015. — aug. — Vol. 809, no. 2. — P. 140.
 47. *Boldin P. A., Tsygankov S. S., Lutovinov A. A.* On timing and spectral characteristics of the X-ray pulsar 4U 0115+63: Evolution of the pulsation period and the cyclotron line energy // *Astronomy Letters*. — 2013. — jun. — Vol. 39, no. 6. — Pp. 375–388.
 48. *Titarchuk L.* Generalized Comptonization Models and Application to the Recent High-Energy Observations // *ApJ*. — 1994. — oct. — Vol. 434. — P. 570.
 49. *Lyubarskii Yu. E.* Flicker noise in accretion discs // *MNRAS*. — 1997. — dec. — Vol. 292, no. 3. — Pp. 679–685.
 50. *Churazov E., Gilfanov M., Revnivtsev M.* Soft state of Cygnus X-1: stable disc and unstable corona // *MNRAS*. — 2001. — mar. — Vol. 321, no. 4. — Pp. 759–766.
 51. *Hoshino M., Takeshima T.* A Turbulent Model of Time Variability in X-Ray Binary Pulsars // *ApJ*. — 1993. — jul. — Vol. 411. — P. L79.
 52. *Revnivtsev M. G. et al.* Quenching of the strong aperiodic accretion disk variability at the magnetospheric boundary // *A&A*. — 2009. — dec. — Vol. 507, no. 3. — Pp. 1211–1215.
 53. *Armitage P. J., Livio M.* Accretion Disks in Interacting Binaries: Simulations of the Stream-Disk Impact // *ApJ*. — 1996. — oct. — Vol. 470. — P. 1024.

54. *Tsygankov S. S., Krivonos R. A., Lutovinov A. A.* Broad-band observations of the Be/X-ray binary pulsar RX J0440.9+4431: discovery of a cyclotron absorption line // *MNRAS*. — 2012. — apr. — Vol. 421, no. 3. — Pp. 2407–2413.
55. *Tsygankov S. S. et al.* Propeller effect in action in the ultraluminous accreting magnetar M82 X-2 // *MNRAS*. — 2016. — mar. — Vol. 457, no. 1. — Pp. 1101–1106.
56. *Long M., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.* Locking of the Rotation of Disk-Accreting Magnetized Stars // *ApJ*. — 2005. — dec. — Vol. 634, no. 2. — Pp. 1214–1222.
57. *Parfrey K., Spitkovsky A., Beloborodov A. M.* Torque Enhancement, Spin Equilibrium, and Jet Power from Disk-Induced Opening of Pulsar Magnetic Fields // *ApJ*. — 2016. — may. — Vol. 822, no. 1. — P. 33.
58. *Brown Edward F., Bildsten Lars.* The Ocean and Crust of a Rapidly Accreting Neutron Star: Implications for Magnetic Field Evolution and Thermonuclear Flashes // *ApJ*. — 1998. — mar. — Vol. 496, no. 2. — Pp. 915–933.
59. *Thompson Christopher, Duncan Robert C.* The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts // *MNRAS*. — 1995. — jul. — Vol. 275, no. 2. — Pp. 255–300.
60. *Kaspi Victoria M., Beloborodov Andrei M.* Magnetars // *ARA&A*. — 2017. — aug. — Vol. 55, no. 1. — Pp. 261–301.
61. *Shakura N., Postnov K., Kochetkova A. et al.* Theory of quasi-spherical accretion in X-ray pulsars // *MNRAS*. — 2012. — feb. — Vol. 420, no. 1. — Pp. 216–236.
62. *Shakura Nikolai I., Postnov Konstantin A., Kochetkova A. Yu et al.* Quasi-spherical subsonic accretion in X-ray pulsars // *Physics Uspekhi*. — 2013. — apr. — Vol. 56, no. 4. — Pp. 321–346.
63. *Fürst F., Walton D. J., Harrison F. A. et al.* Discovery of Coherent Pulsations from the Ultraluminous X-Ray Source NGC 7793 P13 // *ApJ*. — 2016. — nov. — Vol. 831, no. 2. — P. L14.

64. *Mushtukov Alexander A., Suleimanov Valery F., Tsygankov Sergey S. et al.* Optically thick envelopes around ULXs powered by accreting neutron stars // *MNRAS*. — 2017. — may. — Vol. 467, no. 1. — Pp. 1202–1208.
65. *Giacconi R. et al.* The Uhuru catalog of X-ray sources. // *ApJ*. — 1972. — dec. — Vol. 178. — Pp. 281–308.
66. *Levine A. M., Rappaport S., Remillard R. et al.* X1908+075: A Pulsar Orbiting in the Stellar Wind of a Massive Companion // *ApJ*. — 2004. — dec. — Vol. 617, no. 2. — Pp. 1284–1295.
67. *Martínez-Núñez S., Sander A., Gímenez-García A. et al.* The donor star of the X-ray pulsar X1908+075 // *A&A*. — 2015. — jun. — Vol. 578. — P. A107.
68. *Corbet R. H. D.* The three types of high-mass X-ray pulsator. // *MNRAS*. — 1986. — jun. — Vol. 220. — Pp. 1047–1056.
69. *Wen Linqing, Remillard Ronald A., Bradt Hale V.* X1908+075: An X-Ray Binary with a 4.4 Day Period // *ApJ*. — 2000. — apr. — Vol. 532, no. 2. — Pp. 1119–1123.
70. *Torrejón J. M., Schulz N. S., Nowak M. A. et al.* A Chandra Survey of Fluorescence Fe Lines in X-ray Binaries at High Resolution // *ApJ*. — 2010. — jun. — Vol. 715, no. 2. — Pp. 947–958.
71. *Corbet Robin H. D., Krimm Hans A.* Superorbital Periodic Modulation in Wind-accretion High-mass X-Ray Binaries from Swift Burst Alert Telescope Observations // *ApJ*. — 2013. — nov. — Vol. 778, no. 1. — P. 45.
72. *Jaisawal Gaurava K., Naik Sachindra, Ho Wynn C. G. et al.* Revisiting the spectral and timing properties of 4U 1909+07 with NuSTAR and Astrosat // *MNRAS*. — 2020. — nov. — Vol. 498, no. 4. — Pp. 4830–4838.
73. *Harrison F., NuSTAR Team.* The Nuclear Spectroscopic Telescope Array Mission Overview and First Results // AAS/High Energy Astrophysics Division #13. — Vol. 13 of *AAS/High Energy Astrophysics Division*. — 2013. — apr. — P. 201.01.

74. *Lutovinov Alexander A., Tsygankov Sergey S., Postnov Konstantin A. et al.* NuSTAR observations of the supergiant X-ray pulsar IGR J18027-2016: accretion from the stellar wind and possible cyclotron absorption line // *MNRAS*. — 2017. — apr. — Vol. 466, no. 1. — Pp. 593–599.
75. *Coburn W., Heindl W. A., Rothschild R. E. et al.* Magnetic Fields of Accreting X-Ray Pulsars with the Rossi X-Ray Timing Explorer // *ApJ*. — 2002. — nov. — Vol. 580, no. 1. — Pp. 394–412.
76. *Filippova E. V., Tsygankov S. S., Lutovinov A. A. et al.* Hard Spectra of X-ray Pulsars from INTEGRAL Data // *Astronomy Letters*. — 2005. — nov. — Vol. 31, no. 11. — Pp. 729–747.
77. *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 // *A&A*. — 2011. — jan. — Vol. 525. — P. A102.
78. *Markwardt C. B., Swank J. H., Smith E. A.* XTE J1829-098: a New 7.8 s Period Pulsar // *The Astronomer's Telegram*. — 2004. — aug. — Vol. 317. — P. 1.
79. *Halpern J. P., Gotthelf E. V.* X-Ray Observations and Infrared Identification of the Transient 7.8 s X-Ray Binary Pulsar XTE J1829-098 // *ApJ*. — 2007. — nov. — Vol. 669. — Pp. 579–584.
80. *Markwardt C. B., Halpern J., Swank J. H.* XTE J1829-098 Predicted for Another Outburst in Early April // *The Astronomer's Telegram*. — 2009. — apr. — Vol. 2007. — P. 1.
81. *Nakajima M., Negoro H., Nakahira S. et al.* MAXI/GSC detection of X-ray activity from X-ray pulsar XTE J1829-098 // *The Astronomer's Telegram*. — 2018. — aug. — Vol. 11927. — P. 1.
82. *Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H.* X-ray timing explorer mission // *A&AS*. — 1993. — jan. — Vol. 97. — Pp. 355–360.
83. *Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y. et al.* Calibration of the Rossi X-Ray Timing Explorer Proportional Counter Array // *ApJS*. — 2006. — apr. — Vol. 163. — Pp. 401–423.

84. *Tsygankov S. S., Lutovinov A. A., Churazov E. M. et al.* V0332+53 in the outburst of 2004-2005: luminosity dependence of the cyclotron line and pulse profile // *MNRAS*. — 2006. — sep. — Vol. 371. — Pp. 19–28.
85. *Tsygankov S. S., Lutovinov A. A., Churazov E. M. et al.* 4U 0115+63 from RXTE and INTEGRAL data: Pulse profile and cyclotron line energy // *Astronomy Letters*. — 2007. — jun. — Vol. 33. — Pp. 368–384.
86. *Lutovinov A. A., Tsygankov S. S., Suleimanov V. F. et al.* Transient X-ray pulsar V 0332+53: pulse-phase-resolved spectroscopy and the reflection model // *MNRAS*. — 2015. — apr. — Vol. 448. — Pp. 2175–2186.
87. *Revnivtsev M., Sazonov S., Gilfanov M. et al.* Origin of the Galactic ridge X-ray emission // *A&A*. — 2006. — jun. — Vol. 452. — Pp. 169–178.
88. *Walter R. et al.* High-mass X-ray binaries in the Milky Way. A closer look with INTEGRAL // *A&ARv*. — 2015. — aug. — Vol. 23. — P. 2.
89. *Davison P. J. N.* A regular pulsation in the X-ray flux from A 1540-53. // *MNRAS*. — 1977. — apr. — Vol. 179. — Pp. 35P–39.
90. *Becker R. H., Swank J. H., Boldt E. A. et al.* A 1540-53, an eclipsing X-ray binary pulsator. // *ApJ*. — 1977. — aug. — Vol. 216. — Pp. L11–L14.
91. *Cominsky L. R., Moraes F.* Multimission Observations of 4U 1538-52 // *ApJ*. — 1991. — apr. — Vol. 370. — P. 670.
92. *Reynolds A. P., Bell S. A., Hilditch R. W.* Optical spectroscopy of the massive X-ray binary QV Nor (4U 1538-52). // *MNRAS*. — 1992. — jun. — Vol. 256. — Pp. 631–640.
93. *Malacaria C., GBM Accreting Pulsars Program Team.* The Ups and Downs of Accreting X-Ray Pulsars: Decade-long Observations with the Fermi Gamma-Ray Burst Monitor // *ApJ*. — 2020. — jun. — Vol. 896, no. 1. — P. 90.
94. *Ilovaisky S. A., Chevalier C., Motch C.* Optical light curve for the X-ray binary 4U 1538-52. // *A&A*. — 1979. — jan. — Vol. 71. — Pp. L17–L18.
95. *Bailer-Jones C. A. L., Rybizki J., Fouesneau M. et al.* Estimating Distance from Parallaxes. IV. Distances to 1.33 Billion Stars in Gaia Data Release 2 // *AJ*. — 2018. — aug. — Vol. 156, no. 2. — P. 58.

96. *Rodes-Roca J. J., Torrejón J. M., Martínez-Nuñez S. et al.* Discussing the physical meaning of the absorption feature at 2.1 keV in 4U 1538-52 // *Astronomische Nachrichten*. — 2014. — oct. — Vol. 335, no. 8. — P. 804.
97. *Hemphill Paul B., Rothschild Richard E., Cheatham Diana M. et al.* The First NuSTAR Observation of 4U 1538-522: Updated Orbital Ephemeris and a Strengthened Case for an Evolving Cyclotron Line Energy // *ApJ*. — 2019. — mar. — Vol. 873, no. 1. — P. 62.
98. *Clark George W., Woo Jonathan W., Nagase Fumiaki et al.* Discovery of a Cyclotron Absorption Line in the Spectrum of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52 Observed by GINGA // *ApJ*. — 1990. — apr. — Vol. 353. — P. 274.
99. *Robba N. R., Burderi L., Di Salvo T. et al.* The BeppoSAX 0.1-100 keV Spectrum of the X-Ray Pulsar 4U 1538-52 // *ApJ*. — 2001. — dec. — Vol. 562, no. 2. — Pp. 950–956.
100. *Clark George W., Woo Jonathan W., Nagase Fumiaki.* Properties of a B0 I Stellar Wind and Interstellar Grains Derived from GINGA Observations of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52 // *ApJ*. — 1994. — feb. — Vol. 422. — P. 336.
101. *Clark George W.* Chandra Observations and Monte Carlo Simulations of the Grain-scattered Halo of the Binary X-Ray Pulsar 4U 1538-52 // *ApJ*. — 2004. — aug. — Vol. 610, no. 2. — Pp. 956–976.
102. *Aftab Nafisa, Paul Biswajit, Kretschmar Peter.* X-Ray Reprocessing: Through the Eclipse Spectra of High-mass X-Ray Binaries with XMM-Newton // *ApJS*. — 2019. — aug. — Vol. 243, no. 2. — P. 29.
103. *Valencic Lynne A., Smith Randall K.* Interstellar Dust Properties from a Survey of X-Ray Halos // *ApJ*. — 2015. — aug. — Vol. 809, no. 1. — P. 66.
104. *HI4PI Collaboration, Ben Bekhti N.* HI4PI: A full-sky H I survey based on EBHIS and GASS // *A&A*. — 2016. — oct. — Vol. 594. — P. A116.
105. *Woo J. W., Clark G. W., Nagase F.* Properties of a B0 I Stellar Wind and Interstellar Dust derived from the Eclipse Phenomena of the MXRB 4U1538-52 // American Astronomical Society Meeting Abstracts #180. — Vol. 180 of *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. — 1992. — may. — P. 44.10.

106. *Nagase F., Dotani T., Endo T. et al.* Dust scattered X-ray halo of 4U 1538-52 observed with ASCA // X-ray Astronomy: Stellar Endpoints, AGN, and the Diffuse X-ray Background / Ed. by Nicholas E. White, Giuseppe Malaguti, Giorgio G. C. Palumbo. — Vol. 599 of *American Institute of Physics Conference Series*. — 2001. — dec. — Pp. 794–797.
107. *Cash W.* Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. // *ApJ*. — 1979. — mar. — Vol. 228. — Pp. 939–947.
108. *Nasa High Energy Astrophysics Science Archive Research Center (Heasarc).* HEASoft: Unified Release of FTOOLS and XANADU. — Astrophysics Source Code Library, record ascl:1408.004. — 2014. — aug.
109. *Arnaud K. A.* XSPEC: The First Ten Years // Astronomical Data Analysis Software and Systems V / Ed. by George H. Jacoby, Jeannette Barnes. — Vol. 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*. — 1996. — jan. — P. 17.
110. *Wilms J., Allen A., McCray R.* On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium // *ApJ*. — 2000. — oct. — Vol. 542, no. 2. — Pp. 914–924.
111. *Verner D. A., Ferland G. J., Korista K. T. et al.* Atomic Data for Astrophysics. II. New Analytic FITS for Photoionization Cross Sections of Atoms and Ions // *ApJ*. — 1996. — jul. — Vol. 465. — P. 487.
112. *Krivonos Roman A., Tomsick John A., Bauer Franz E. et al.* First Hard X-Ray Detection of the Non-thermal Emission around the Arches Cluster: Morphology and Spectral Studies with NuSTAR // *ApJ*. — 2014. — feb. — Vol. 781, no. 2. — P. 107.
113. *Freeman Peter, Doe Stephen, Siemiginowska Aneta.* Sherpa: a mission-independent data analysis application // Astronomical Data Analysis / Ed. by Jean-Luc Starck, Fionn D. Murtagh. — Vol. 4477 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. — 2001. — nov. — Pp. 76–87.
114. *Fruscione Antonella, McDowell Jonathan C., Allen Glenn E. et al.* CIAO: Chandra's data analysis system // Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series / Ed. by David R. Silva, Rodger E. Doxsey.

- Vol. 6270 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*. — 2006. — jun. — P. 62701V.
115. *Predehl P., Andritschke R., Arefiev V. et al.* The eROSITA X-ray telescope on SRG // *A&A*. — 2021. — mar. — Vol. 647. — P. A1.
116. *Draine B. T.* Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays // *ApJ*. — 2003. — dec. — Vol. 598, no. 2. — Pp. 1026–1037.
117. *Hemphill Paul B., Rothschild Richard E., Fürst Felix et al.* Evidence for an evolving cyclotron line energy in 4U 1538-522 // *MNRAS*. — 2016. — may. — Vol. 458, no. 3. — Pp. 2745–2761.
118. *Mathis John S., Lee C. W.* X-Ray Halos as Diagnostics of Interstellar Grains // *ApJ*. — 1991. — aug. — Vol. 376. — P. 490.