

ИНСТИТУТ КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Цыганков Сергей Сергеевич

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА ГЕОМЕТРИИ ИЗЛУЧАЮЩИХ
ОБЛАСТЕЙ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РЕНТГЕНОВСКИХ ПУЛЬСАРОВ

Специальность 1.3.1. – «Физика космоса, астрономия»

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Научный консультант: чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. Лутовинов А. А.

Москва
2026

Оглавление

Введение	5
Общие сведения о рентгеновских пульсарах	5
Актуальность темы исследования	16
Цель диссертационной работы	18
Методы исследования	18
Научная новизна	18
Научная и практическая ценность работы	19
Апробация работы	20
Краткое содержание диссертации	21
1 Конфигурация излучающих областей в рентгеновских пульсарах: измерение критической светимости	23
1.1 Введение	23
1.2 Измерение критической светимости в источнике V 0332+53	28
1.3 Заключение к первой главе	39
2 Структура магнитного поля нейтронных звезд из стохастической переменности потока	41
2.1 Введение	41
2.2 Использование свойств аperiodической переменности излучения для ограничения структуры магнитного поля нейтронных звезд	47
2.3 Анализ физических свойств аккреционного диска из свойств аperiodической переменности потока	56
2.4 Использование свойств спектров мощности для выявления процесса аккреции: существуют ли аккрецирующие магнетары	65
2.5 Заключение ко второй главе	69
3 Эффект пропеллера в рентгеновских пульсарах	71
3.1 Введение	71
3.2 Результаты наблюдений в индивидуальных источниках	72
3.2.1 4U 0115+63 и V 0332+53	72
3.2.2 SMC X-2	76
3.2.3 GRO J1750–27	78
3.2.4 M82 X-2	80
3.3 Измерение магнитного поля в рентгеновских пульсарах при помощи эффекта пропеллера	82
3.4 Определение структуры магнитного поля нейтронных звезд	84
3.4.1 SMC X-3	85
3.4.2 Swift J0243.6+6124	89
3.5 Подтверждение эффективности механизма пропеллера	91
3.6 Заключение к третьей главе	97

4 Аккреция из рекомбинированного диска	99
4.1 Введение	99
4.2 Результаты мониторинга источника GRO J1008–57	100
4.3 Модель аккреции из рекомбинированного диска	103
4.4 Низкие состояния выборки рентгеновских пульсаров	106
4.4.1 Спектральный анализ	107
4.4.2 Временной анализ	113
4.4.3 Индивидуальные источники из выборки	115
4.4.4 Возможная природа излучения в спокойном состоянии	121
4.5 Заключение к четвертой главе	127
5 Спектры рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции	129
5.1 Введение	129
5.2 Наблюдения пульсаров при низких темпах аккреции	130
5.2.1 GX 304–1	130
5.2.2 A 0535+262	133
5.2.3 GRO J1008–57	134
5.2.4 2SXPS J075542.5–293353	136
5.3 Обсуждение наблюдательных результатов	138
5.3.1 Линия циклотронного поглощения	140
5.3.2 Природа высокоэнергетического компонента	141
5.4 Исключения из правила	143
5.5 Модель формирования спектров	146
5.5.1 Влияние условий атмосферы нейтронной звезды на рентгеновские спектры . .	147
5.5.2 Сравнение с наблюдательными данными	150
5.5.3 Возможные приложения	151
5.6 Заключение к пятой главе	153
6 Поляриметрические свойства рентгеновских пульсаров	155
6.1 Введение	155
6.2 Обсерватория <i>IXPE</i> и основы рентгеновской поляриметрии	157
6.2.1 Архитектура обсерватории <i>IXPE</i>	157
6.2.2 Принцип работы газового пиксельного детектора и измерения поляризации . .	158
6.2.3 Параметры Стокса и количественное описание поляризации	159
6.2.4 Ограничения измерения и минимальная детектируемая поляризация	161
6.3 Модель вращающегося вектора	161
6.4 Результаты наблюдений обсерватории <i>IXPE</i>	164
6.4.1 Centaurus X-3 - первая научная цель обсерватории <i>IXPE</i>	165
6.4.2 Hercules X-1: пульсар с прецессирующей нейтронной звездой	168
6.4.3 X Persei и GRO J1008–57: ортогональные ротаторы	171
6.4.4 SMC X-1: самый яркий пульсар, наблюдавшийся <i>IXPE</i>	174
6.5 Открытие непульсирующей поляризованной компоненты излучения	177
6.6 Энергетическая зависимость поляриметрических свойств пульсаров	181
6.7 Определение геометрии рентгеновских пульсаров	185
6.8 Механизмы поляризации	189
6.9 Заключение к шестой главе	192
Заключение	193
Положения, выносимые на защиту	193
Список работ, опубликованных по теме диссертации	195
Список литературы	198

Введение

Общие сведения о рентгеновских пульсарах

Впервые когерентные пульсации рентгеновского потока от космического источника Cen X-3 были обнаружены еще в начале 70-х годов первой рентгеновской космической обсерваторией *UHURU* (Рис. 1, [157, 428, 466]) и почти сразу же признаны результатом аккреции вещества на сильно замагниченную нейтронную звезду, так называемый рентгеновский пульсар [267, 99]. Сильное магнитное поле в таких нейтронных звездах (обычно $\gtrsim 10^{12}$ G на поверхности) влияет как на глобальную геометрию аккреционного потока в системе, так и на физические процессы в непосредственной близости от поверхности звезды. В результате, основные наблюдательные особенности рентгеновских пульсаров (временная переменность потока на разных масштабах и спектральные свойства) несут информацию о взаимодействии вещества и излучения с чрезвычайно сильными магнитными полями.

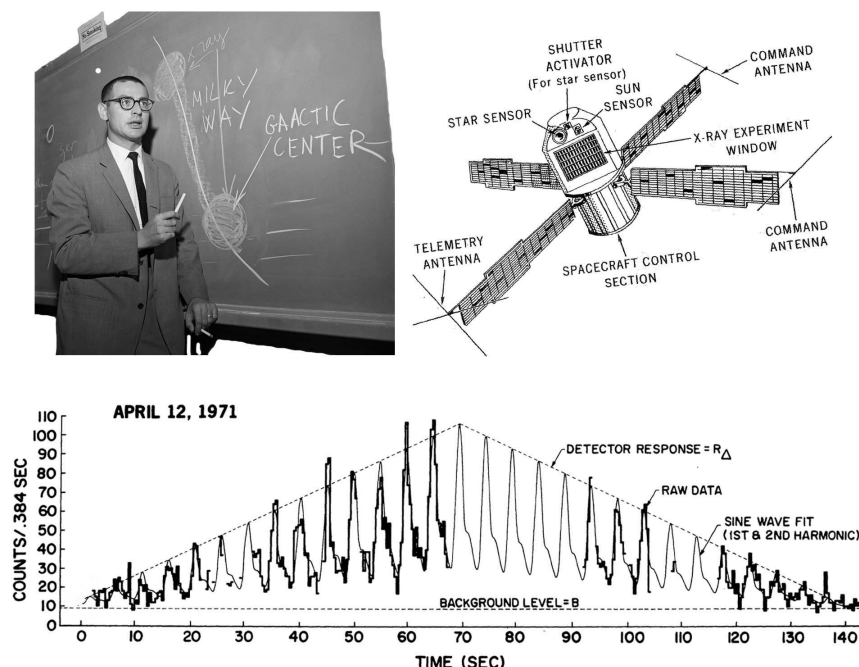


Рис. 1: Лауреат Нобелевской премии по физике 2002 года Риккардо Джаккони, рентгеновская обсерватория *UHURU* и пульсации излучения, обнаруженные от рентгеновского источника Cen X-3 [157].

Вещество в форме плазмы от оптического компаньона может аккрецировать на компактный объект в двойной системе из звездного ветра, аккреционного диска или их комбинации. В случае рентгеновских пульсаров, на определенном расстоянии от нейтронной звезды, поток вещества не может двигаться не будучи возмущенным магнитным полем, и останавливается на границе ее магнитосферы (Рис. 2). Вещество проникает в магнитосферу благодаря различным механизмам неустойчивости, а затем следует по линиям магнитного поля к небольшим областям (площадью $\sim 10^{10} \text{ см}^2$) на поверхности звезды вблизи магнитных полюсов. Здесь кинетическая энергия аккрецирующего вещества высвобождается преимущественно в форме рентгеновских лучей. Из-за несоосности магнитной оси и оси вращения нейтронной звезды излучение, детектируемое удаленным наблюдателем, демонстрирует пульсации с периодом вращения звезды. Периоды пульсаций известных на данный момент рентгеновских пульсаров лежат в диапазоне от ~ 0.1 с до тысяч секунд и показывают сложную эволюцию со временем [34].

На сегодняшний день известно около ста рентгеновских пульсаров в нашей Галактике и Магеллановых Облаках [514]. Условно их можно разделить на постоянные и транзиентные источники, причем последние могут покрывать более пяти порядков величины по светимости во время вспышек [120]. Наблюдаемая рентгеновская светимость рентгеновских пульсаров может варьироваться от 10^{32} до $10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$, причем самые яркие объекты принадлежат к недавно открытому классу пульсирующих ультра-ярких рентгеновских источников [16, 209, 130]. Базовая феноменологическая интерпретация основных наблюдательных особенностей рентгеновских пульсаров оставалась по существу неизменной с момента их открытия. В то же время, благодаря беспрецедентному качеству данных, собранных современными рентгеновскими обсерваториями, в последнее десятилетие появился ряд захватывающих деталей, объяснение которых требует новых подходов, в частности представленных в данной диссертации.

Насколько яркими могут быть рентгеновские пульсары?

Фактическая светимость рентгеновского пульсара может быть оценена по наблюдаемому потоку излучения, если известны расстояние до источника, диаграмма направленности излучения и спектральное распределение в широком энергетическом диапазоне. Для большинства источников расстояние остается самой большой неопределенностью, часто известной с ошибками до 50 процентов. В то же время, благодаря обсерватории *Gaia*, расстояние до значительного числа галактических пульсаров известно с точностью около 10 процентов. Неизвестная диаграмма направленности излучения, связанная с геометрией аккреционного потока и коллимацией излучения, приводит к дополнительному вкладу в неопределенность на уровне $\lesssim 20\%$ [230, 334].

Наблюдаемая светимость рентгеновских пульсаров охватывает много порядков величины от $\sim 10^{32} \text{ эрг с}^{-1}$ до $\sim 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$ (см. Рис. 3 для нескольких репрезентативных примеров). На нижнем краю этого диапазона мы видим либо аккрецирующие системы с очень низкими темпами аккреции вещества [498], либо источники в состоянии пропеллера [206, 500], где аккреция остановлена центробежным барьером вращающегося магнитного поля (см. главу 3), а рентгеновское излучение производится остыванием поверхности нейтронной звезды [491, 525]. Верхний край в диапазоне светимости обеспечивается недавно открытыми пульсирующими ультра-яркими рентгеновскими источниками (PULX, [16, 209]), где наблюдаемая светимость может превышать эддингтоновский предел для нейтронной

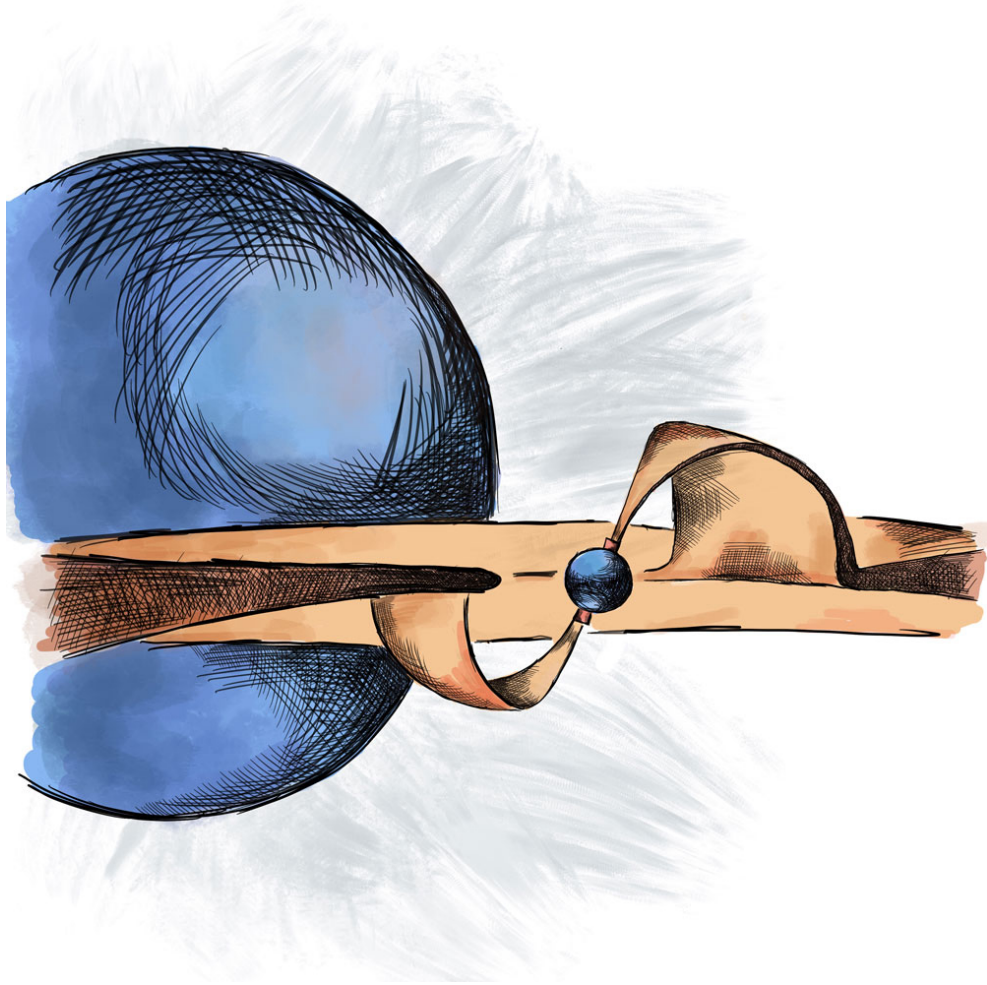


Рис. 2: Схематическая иллюстрация геометрии аккреционного потока в рентгеновских пульсарах. Звезда-компаньон поставляет вещество для процесса аккреции, в результате чего образуется аккреционный диск или аккреция идет через звездный ветер. На определенном расстоянии от центрального объекта, называемом радиусом магнитосферы, аккреционный поток испытывает сильное давление магнитного поля нейтронной звезды и больше не может двигаться поперек линий магнитного поля и и далее движется вдоль линий магнитного поля в режиме магнитосферного течения. В конечном итоге, аккреционный поток достигает поверхности нейтронной звезды в небольших областях, расположенных близко к магнитным полюсам звезды, где он теряет свою энергию, излучая ее преимущественно в форме рентгеновских фотонов.

звезды в сотни раз:

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \approx 1.26 \times 10^{38} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1)$$

где M – масса нейтронной звезды, m_p – масса протона, а $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ – сечение томсоновского рассеяния.

Ультра-яркие рентгеновские источники (ULX) — это внеядерные, внегалактические рентгеновские источники с изотропной светимостью, превышающей эддингтоновский пре-

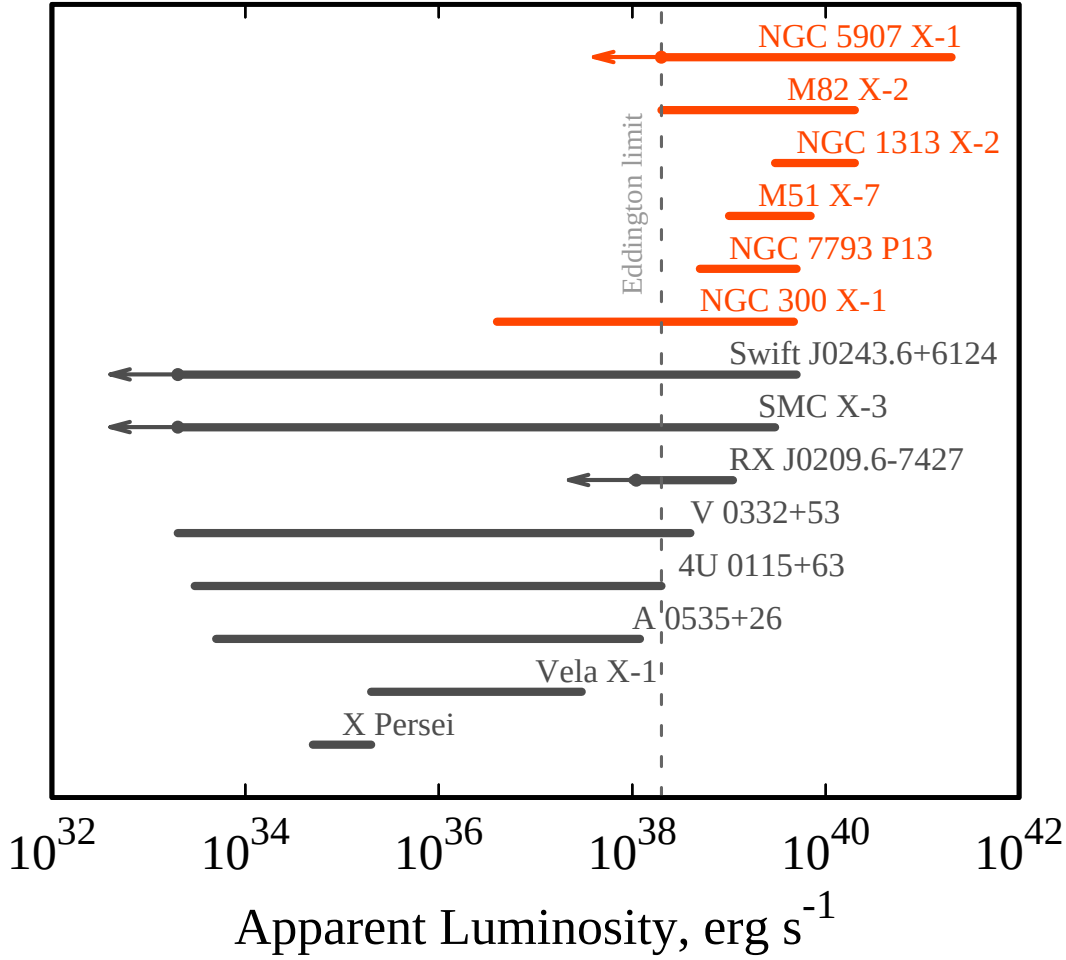


Рис. 3: Диапазон наблюдаемых светимостей для некоторых рентгеновских пульсаров. Серые сегменты соответствуют классическим транзитным рентгеновским пульсарам, а красные — ультра-ярким пульсарам. Пунктирная линия показывает эддингтоновский предел для нейтронной звезды.

дел для черной дыры звездной массы, т.е. $L \gtrsim 10^{39}$ эрг с⁻¹ (обзор см. в работе [130]). Они были обнаружены еще в 80-х годах космической обсерваторией *Einstein* [285] и рассматривались в течение десятилетий как аккрецирующие черные дыры промежуточной [79] или звездной массы [382, 133]. Неожиданное открытие когерентных пульсаций от некоторых ультра-ярких рентгеновских источников [16, 209, 212, 146, 61, 424, 411] показывает, что источником энергии в них является аккреция на сильно замагниченные нейтронные звезды. Научным сообществом до сих пор обсуждается как наблюдаемая светимость пульсирующих ультра-ярких рентгеновских источников связана с фактической. Возможно, что рентгеновское излучение от этих источников сильно коллимировано из-за мощных оттоков вещества из этого типа систем, и наблюдаемая светимость превышает фактическую во много раз [230, 228, 229]. В то же время, существуют убедительные доказательства того, что фактическая и наблюдаемая светимость близки друг к другу [334, 257, 507].

Подавляющее большинство известных рентгеновских пульсаров являются транзиентными источниками и демонстрируют драматические изменения рентгеновской светимости на временных масштабах от недель и месяцев до секунд. Транзиентный характер излучения может быть вызван изменениями темпа аккреции вещества от компаньона в двойной системе, процессами в аккреционном потоке между нейтронной звездой и ее компаньоном, а также процессами, происходящими в непосредственной близости от границы магнитосферы.

Один из самых многочисленных типов транзиентных рентгеновских пульсаров — это системы с оптическими компаньонами класса Be. Такие системы характеризуются вспышечной активностью двух типов. Вспышки типа I, связанные с повышенным темпом аккреции вблизи прохождения периастра, имеют короткую продолжительность (около 10-20% орбитального периода) и относительно низкую пиковую светимость ($L \lesssim 10^{37}$ эрг с⁻¹). Напротив, вспышки типа II (гигантские), вызванные формированием околозвездного диска вокруг компаньона, являются редкими событиями. Они длятся несколько орбитальных периодов, в течение которых светимость нейтронной звезды может превышать эддингтоновский предел.

Компаньоны рентгеновских пульсаров

Наблюдаемые проявления и свойства рентгеновских пульсаров, такие как орбитальная переменность и механизм переноса вещества, связаны с типом звезды-компаньона и орбитальным расстоянием в системе. Схематический вид геометрии (включая размер звезды-компаньона, орбитальное расстояние и эксцентриситет) некоторых пульсаров различных типов представлен на Рис. 4. Аккрецирующие сильно замагниченные нейтронные звезды можно найти как в массивных двойных системах (HMXB), где звезды-компаньоны молоды и имеют массы $\gtrsim 8 M_{\odot}$ (например, V 0332+53, 4U 0115+63, Vela X-1), так и в маломассивных рентгеновских двойных (LMXB), где компаньоны старше и имеют массы $\lesssim 2 M_{\odot}$ (например, GRO J1744-28, Her X-1, GX 1+4, 4U 1626-67).

Среди массивных двойных систем возможно выделить два подкласса компаньонов: массивные звезды ранних спектральных классов (например в таких источниках как Cen X-3, Vela X-1 и т.д.), и звезды класса Be (BeXRB, например, V 0332+53, A0535+26, GRO J1008-57 и т.д.). В отличие от двойных систем с белыми карликами или черными дырами, вклад аккреционного диска в общее оптическое излучение массивных двойных систем пренебрежимо мал. В массивных двойных, не относящихся к Be-типу, компаньонами обычно являются массивные гиганты с массой $\gtrsim 20 M_{\odot}$ и орбитальными периодами $P_{\text{orb}} \sim 1.5 - 10$ дней. Такие компаньоны близки к заполнению своей полости Роша, и потеря массы происходит либо через ее переполнение, либо через звездный ветер. Эти системы могут демонстрировать затмения, и обычно имеют круговые орбиты. В двойных системах со звездами класса Be масса компаньона составляет $\sim 10 - 20 M_{\odot}$. Звезда расположена глубоко внутри своей полости Роша и демонстрирует эмиссионные линии в своем спектре, происходящие из околозвездного диска, возникающего в результате быстрого вращения звезды. Орбиты в Be-системах имеют длительные периоды ($P_{\text{orb}} \gtrsim 15$ дней) и большой эксцентриситет, что объясняет транзиентную природу таких систем.

Рентгеновские пульсары в маломассивных двойных очень редки, что связано с типичным возрастом таких систем ($\gtrsim 10^9$ лет) и тем фактом, что сильное магнитное поле имеет тенденцию распадаться со временем из-за омических процессов и аккреции на поверхность нейтронной звезды.

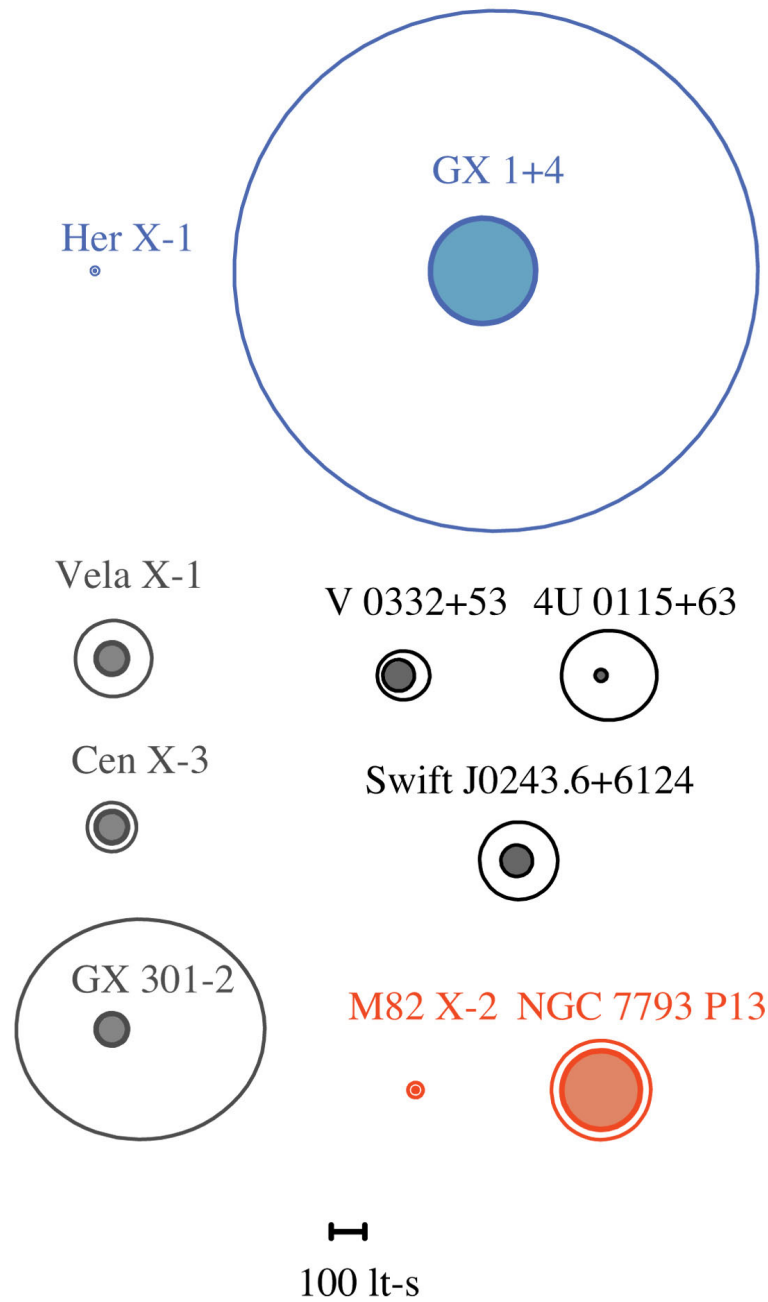


Рис. 4: Схематический вид геометрии некоторых рентгеновских пульсаров, включая мало-массивные двойные системы (Her X-1 и GX 1+4), источники с ветровой аккрецией (Vela X-1, Cen X-3 и GX 301-2), системы с компаньонами Ве класса (V 0332+53, 4U 0115+63 и Swift J0243.6+6124) и ультра-яркие пульсары (M82 X-2 и NGC 7793 P13). Черный отрезок иллюстрирует линейный масштаб, соответствующий 100 световым секундам. Геометрия систем воспроизведена по орбитальным параметрам из работы [514]. Следует обратить внимание, что из-за неизвестного наклона орбиты двойных систем, представленные размеры орбит могут быть занижены.

Магнитное поле: причина уникальности рентгеновских пульсаров

Нейтронные звезды рождаются в результате коллапса ядра массивных звезд класса О или В с начальной массой более 8 – 10 солнечных масс во время вспышки сверхновой. Самые ранние и простые предсказания для магнитного поля нейтронной звезды основывались на предположении о сохранении магнитного потока звезды-предшественника [160, 532]. Действительно, типичный радиус звезды-предшественника составляет $R_{\text{ОВ}} \sim 10^{11}$ см, в то время как радиус нейтронной звезды составляет $R \sim 10^6$ см. Если магнитный поток сохраняется во время вспышки сверхновой, поле усиливается в $(R_{\text{ОВ}}/R)^2 \sim 10^{10}$ раз. Эти простые расчеты предсказывают напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды порядка $\sim 10^{12}$ Гс, что хорошо согласуется с наблюдательными оценками. Однако, поскольку нейтронные звезды образуются из ядра звезды-предшественника, составляющего лишь $\sim 15\%$ от ее общей исходной массы, некорректно использовать весь радиус звезды для оценки усиления магнитного поля из-за сохранения потока [445]. Более реалистичные сценарии для образования чрезвычайно сильного магнитного поля включают динамо-процессы на стадии прото-нейтронной звезды [472]. В целом, ожидается, что нейтронные звезды рождаются с диапазоном напряженности магнитного поля, охватывающим несколько порядков величины, от $\sim 10^{11}$ до $\sim 10^{15}$ Гс.

Чрезвычайно сильное магнитное поле в рентгеновских пульсарах является одной из ключевых особенностей, вызывающих острый интерес к этому классу объектов. Действительно, типичная напряженность магнитных полей, с которыми мы имеем дело в повседневной жизни, составляет менее 1 Гс. Напряженность поля в активных областях обычных звезд может быть порядка 10^3 Гс. Сильнейшее магнитное поле, доступное в земных лабораториях, составляет около 10^6 Гс [178], которое может быть сгенерировано всего на несколько секунд и использоваться физиками-экспериментаторами для исследования физики плазмы в экстремальных условиях. К сожалению, магнитное поле в несколько миллионов гаусс — это максимум наших экспериментальных возможностей. Магнитное поле напряженностью

$$B > \frac{m_e^2 c^3}{\hbar^3} = 2.35 \times 10^9 \text{ Гс} \quad (2)$$

разрушает основные законы "школьной химии". В этом поле сила Лоренца взаимодействия электронов с внешним магнитным полем становится сильнее электрической силы взаимодействия между электронами и атомным ядром. Таким образом, магнитное поле становится достаточно сильным, чтобы изменить структуру энергетических уровней в атомах и их химические свойства [262, 510].

Магнитное поле, превышающее 10^{11} Гс, влияет на волновые функции заряженных элементарных частиц, влияет на свойства замагниченного вакуума и распространение фотонов в самой среде. В частности, движение электронов становится квантованным в направлении, перпендикулярном магнитному полю, при этом электроны занимают так называемые уровни энергии Ландау.

Начальная структура магнитного поля нейтронной звезды может отличаться в зависимости от деталей его формирования в процессе динамо. Дальнейшая эволюция магнитного поля регулируется многими факторами, включая омическое затухание, эффект Холла и процесс аккреции (обзор см. в работе [204]). Эти процессы влияют как на напряженность, так и на структуру магнитного поля. Обычно крупномасштабное магнитное поле в рентгеновских пульсарах считается доминируемым дипольной компонентой из-за ее медленного ослабления с расстоянием ($\propto r^{-3}$). В сферических координатах (r, θ, φ) дипольное магнит-

ное поле $\mathbf{B}$ задается

$$B_r^{(d)} = \frac{2\mu_d \cos \theta_B}{r^3}, \quad B_\theta^{(d)} = \frac{\mu_d \sin \theta_B}{r^3}, \quad (3)$$

где μ_d – дипольный магнитный момент, а θ_B – ко-широта, связанная с дипольной магнитной осью. В случае чисто дипольного магнитного поля, дипольный магнитный момент $\mu_d \equiv \frac{B_0}{2} r^3$, где B_0 – напряженность поля на магнитном полюсе, т.е. при $\theta_B = 0$. На малом расстоянии от поверхности нейтронной звезды могут вступать в игру более высокие мультиполи, такие как квадрупольная компонента

$$B_r^{(q)} = \frac{\mu_q (3 \cos^2 \theta_B^{(q)} - 1)}{r^4}, \quad B_\theta^{(q)} = \frac{\mu_q \sin 2\theta_B^{(q)}}{r^4}, \quad (4)$$

где μ_q – квадрупольный магнитный момент, а $\theta_B^{(q)}$ – ко-широта, связанная с квадрупольной магнитной осью [286]. В случае чисто квадрупольного поля, магнитный момент задается $\mu_q \equiv \frac{B_0}{2} r^4$, где B_0 – напряженность поля при $\theta_B^{(q)} = 0$. Как будет показано в главах 2 и 3 данной диссертации, некоторые рентгеновские пульсары показывают явные признаки присутствия сильных недипольных компонент в их магнитных полях.

Взаимодействие аккреционного потока с магнитосферой нейтронной звезды

Поскольку аккрецирующее вещество в рентгеновских пульсарах сильно ионизовано и подвержено действию силы Лоренца, сильное магнитное поле нейтронной звезды в значительной степени определяет геометрию аккреционного потока. В таких объектах магнитное поле достаточно сильно, чтобы прервать аккреционный поток на границе магнитосферы, расположенной на большом расстоянии ($\sim 10^8$ см) от центрального объекта. Расстояние, на котором поток останавливается магнитным полем, называется радиусом магнитосферы R_m . Аккрецирующее вещество с границы магнитосферы либо направляется к полярным шапкам нейтронной звезды, либо останавливается на границе магнитосферы, либо выбрасывается на бесконечность. Физика взаимодействия между аккреционным потоком и магнитным полем нейтронной звезды чрезвычайно сложна (см. обзор [263]), однако некоторые полезные оценки можно получить даже из упрощенной физической картины.

Давление магнитного поля определяется выражением $P_{\text{mag}} = B^2/(8\pi)$ и быстро возрастает по мере приближения к нейтронной звезде. В случае поля, в котором доминирует дипольная компонента (см. ур. (3)):

$$P_{\text{mag}} = \frac{1}{8\pi} \frac{\mu_d^2}{r^6}, \quad (5)$$

где $\mu_d = B_0 R^3/2$ – дипольный магнитный момент, B_0 – напряженность магнитного поля на магнитных полюсах нейтронной звезды, а r – расстояние от ее центра. Приравнявая давление магнитного поля к давлению аккрецирующего вещества, который в случае сферически-симметричной аккреции со скоростью свободного падения равен

$$P_{\text{ram}} = \rho v^2 \sim \frac{1}{4\pi} \frac{(2GM)^{1/2} \dot{M}}{r^{5/2}}, \quad (6)$$

мы можем оценить радиус, на котором магнитное поле останавливает поток вещества (так называемый альфвеновский радиус R_A):

$$\begin{aligned} R_A &= 2.7 \times 10^8 \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{17}^{-2/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/7} \text{ см} \\ &= 1.8 \times 10^8 B_{12}^{4/7} \dot{M}_{17}^{-2/7} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{-1/7} R_6^{12/7} \text{ см}, \end{aligned} \quad (7)$$

где B_{12} – магнитное поле нейтронной звезды в единицах 10^{12} Гс, R_6 – ее радиус в единицах 10^6 см, $\frac{M}{M_\odot}$ – ее масса в единицах массы Солнца, $\dot{M}_{17}$ – темп аккреции в единицах 10^{17} г с $^{-1}$. Аналогичная оценка для квадрупольной конфигурации магнитного поля (см. ур. (4)) дает (для детального вывода смотри уравнения (2.5) – (2.10)):

$$R_A^{(q)} = 3.44 \times 10^7 B_{12}^{4/11} \dot{M}_{17}^{-2/11} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/11} R_6^{16/11} \text{ см}. \quad (8)$$

Реальный магнитосферный радиус имеет порядок альфвеновского, но зависит от конкретной геометрии взаимодействия аккреционного потока с магнитным полем нейтронной звезды. Удобно ввести коэффициент пропорциональности k между радиусом магнитосферы и альфвеновским радиусом (для случая дипольного поля):

$$R_m = k R_A \simeq 2.5 \times 10^8 k M_{1.4}^{1/7} R_6^{10/7} B_{12}^{4/7} L_{37}^{-2/7} \text{ см}, \quad (9)$$

где $M_{1.4}$ – масса нейтронной звезды в единицах 1.4 массы Солнца, а L_{37} – аккреционная светимость в единицах 10^{37} эрг с $^{-1}$. В частном случае дисковой аккреции обычно принимается, что внутренний радиус диска примерно в 2 раза меньше альфвеновского ($k = 0.5$), тогда как в случае сферической аккреции $k \approx 1$ [152, 153]. Однако эта картина упрощена, и следует учитывать, что на внутренний радиус диска могут влиять наклон диска относительно магнитного диполя нейтронной звезды, структура магнитного поля [276, 426, 9] и физические условия в самом потоке [389, 63], который может быть геометрически тонким или толстым, доминированным давлением газа или излучения, адвективным или неадвективным.

Другим важным линейным масштабом для аккрецирующего компактного объекта является радиус коротации (или центробежный радиус), на котором сила гравитации уравновешивается центробежной силой, действующей на вещество, вращающееся совместно с нейтронной звездой. Иными словами, это радиус, на котором магнитные силовые линии вращаются с той же (кеплеровской) скоростью, что и вещество в аккреционном диске:

$$R_{\text{cor}} = \left(\frac{GMP^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} \simeq 1.68 \times 10^8 M_{1.4}^{1/3} P^{2/3} \text{ см}, \quad (10)$$

где P – это период вращения нейтронной звезды. Как следует из уравнения (9), магнитосферный радиус (т. е. внутренний радиус аккреционного потока, на который еще не влияет магнитное поле) зависит от темпа аккреции вещества: чем выше темп аккреции, тем меньше этот радиус. Если аккреционный поток проникает внутрь радиуса коротации ($R_m < R_{\text{cor}}$), падению вещества на нейтронную звезду ничто не препятствует динамически. В противном случае, когда $R_m > R_{\text{cor}}$, центробежный барьер будет препятствовать прямой аккреции на центральный объект, что приводит к возникновению эффекта пропеллера [206, 500], о котором идет речь в главе 3.

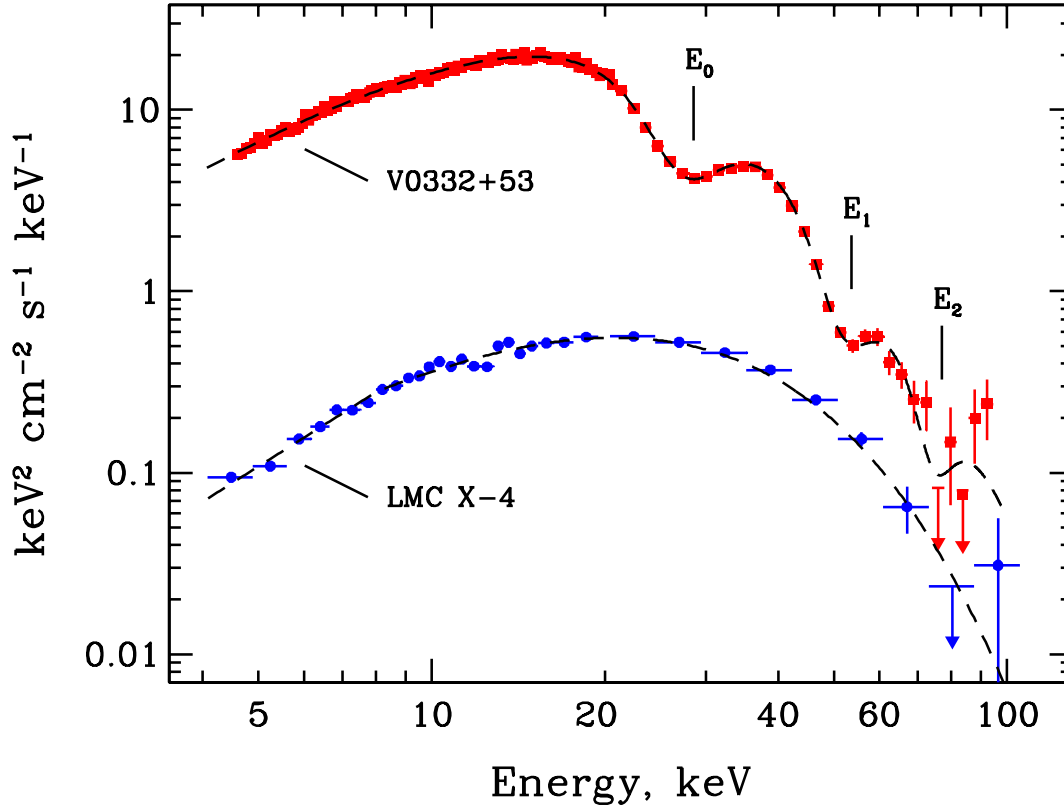


Рис. 5: Энергетические спектры двух рентгеновских пульсаров: V 0332+53 (красные квадраты) с тремя гармониками циклотронной линии поглощения и LMC X-4 (синие кружки) без циклотронных особенностей в спектре.

Энергетические спектры рентгеновских пульсаров

Эффективная температура излучения в рентгеновских пульсарах может быть оценена, исходя из аккреционной светимости L и ожидаемой площади S излучающей области на поверхности нейтронной звезды:

$$T_{\text{eff}} = \left(\frac{L}{\sigma_{\text{SB}} S} \right)^{1/4} \simeq 5.6 L_{37}^{1/4} S_{10}^{-1/4} \text{ кэВ}, \quad (11)$$

где σ_{SB} – постоянная Стефана-Больцмана, S_{10} – площадь излучающей поверхности в единицах 10^{10} см. Уравнение (11) дает значение $T_{\text{eff}} \sim 1$ кэВ для $L_{37} = 1$, даже если принять за площадь всю поверхность нейтронной звезды. Это объясняет, почему большая часть излучения рентгеновских пульсаров приходится на рентгеновский диапазон. Однако следует учитывать, что энергетические спектры таких объектов не могут быть аппроксимированы простым законом абсолютно черного тела.

Спектры всех ярких рентгеновских пульсаров ($L \gtrsim 10^{35}$ эрг/с) весьма схожи между собой и могут быть грубо описаны простой феноменологической моделью в виде степенного закона с экспоненциальным завалом на высоких энергиях [341]. У нескольких десятков источников поверх спектрального континуума обнаруживаются циклотронные особенности поглощения (подробнее см. ниже). У некоторых объектов данная особенность может сопро-

вождаться несколькими (до пяти) высшими гармониками. Типичные спектры рентгеновских пульсаров приведены на Рис. 5. Поскольку аккреционный поток достигает поверхности нейтронной звезды со скоростью, сопоставимой со скоростью света, а температура вблизи поверхности звезды составляет порядка нескольких кэВ (или выше), динамическая (bulk) и тепловая комптонизация играют ключевую роль в формировании нетеплового рентгеновского излучения и определяют наблюдаемую форму его спектра [30]. Однако, недавно было обнаружено, что спектры некоторых рентгеновских пульсаров претерпевают резкие изменения, когда темп аккреции вещества падает ниже $\sim 10^{35}$ эрг/с: вместо классической однокомпонентной формы в спектрах наблюдаются две отчетливые эмиссионные компоненты, одна из которых имеет пик в области нескольких кэВ, а другая — в области нескольких десятков кэВ [497, 485, 290]). Данное открытие обсуждается в главе 5.

Циклотронные особенности поглощения в спектрах рентгеновских пульсаров играют неопределимую роль: они являются единственным непосредственным индикатором напряженности магнитного поля в области формирования излучения. Данные особенности возникают вследствие резонансного комптоновского рассеяния в сильном магнитном поле [190, 98] в непосредственной близости от поверхности нейтронной звезды. Циклотронные линии были предсказаны в 1970-х годах [161] и обнаружены вскоре после этого [480]. Фотоны испытывают резонансное комптоновское рассеяние на покоящемся электроны на энергиях:

$$E_{\text{res}}^{(n)}(b) = 511 \text{ кэВ} \begin{cases} \frac{\sqrt{1 + 2nb \sin^2 \theta} - 1}{\sin^2 \theta}, & \text{для } \theta \neq 0, n = 1, 2, \dots, \\ b, & \text{для } \theta = 0. \end{cases} \quad (12)$$

где $n \in \{0, 1, 2, 3, \dots\}$ — номер уровня Ландау, $b = B/B_{\text{cr}}$ — безразмерная индукция магнитного поля в единицах критического поля Швингера ($B_{\text{cr}} \approx 4.414 \times 10^{13}$ Гс), а θ — угол между импульсом фотона и локальным направлением магнитного поля. Основная циклотронная линия (соответствующая переходу электрона между основным и первым возбужденным уровнями Ландау) наблюдается на энергии:

$$E_{\text{cyc}} \simeq \frac{\hbar e B}{m_e c} \approx 11.6 B_{12} \text{ кэВ}. \quad (13)$$

Таким образом, ввиду простой связи между циклотронной энергией и напряженностью магнитного поля, регистрация циклотронной особенности в спектре источника может быть использована для прямого измерения магнитного поля нейтронной звезды.

Фотоны могут резонансно рассеиваться любыми заряженными частицами, включая протоны и ионы. Однако сечение рассеяния значительно меньше из-за большей массы ионов. Энергия фундаментальной линии в случае рассеяния на ионе относительно мала и определяется как

$$E_{\text{res,ion}} \simeq 6.3 \times 10^{-3} B_{12} \left(\frac{Z}{A} \right) \text{ кэВ}, \quad (14)$$

где Z — атомный номер, а A — массовое число иона. Особенность протонного резонансного рассеяния обсуждалась при интерпретации рентгеновских спектров ULX NGC M51 X-8 [44].

С момента открытия циклотронных линий в рентгеновских пульсарах было установлено, что циклотронная энергия может меняться в зависимости от аккреционной светимости, фазы пульсаций, а также на длительных (порядка лет) временных масштабах [446]. Зависимость циклотронной энергии от светимости была обнаружена у ряда рентгеновских пульсаров, включая V 0332+53 [489, 493], Her X-1 [451, 449], A 0535+26 [52], Vela X-1 [145, 515], GX 304–1 [234, 414], Ser X-4 [512], 4U 0115+63 [321, 490], GRO J1008–57 [67] и 2S 1553-542

[303]. Более того, источники с относительно низким темпом аккреции демонстрируют положительную корреляцию энергии линии со светимостью, тогда как источники с высоким темпом аккреции показывают отрицательную корреляцию. Для двух объектов, V0332+53 [119] и A 0535+26 [241], наблюдались оба типа корреляций. Для этих же источников было показано, что связь между энергией центра линии и светимостью различается на стадиях роста и спада вспышки, т.е. при одной и той же наблюдаемой светимости энергия линии может принимать разные значения [91, 241]. Причины и следствия такого поведения обсуждаются в главе 1.

Недавно также было обнаружено, что циклотронная линия может быть транзитной по фазе пульса и проявляться только в узком фазовом интервале [324]. Считается, что переменность энергии циклотронной линии в спектрах рентгеновских пульсаров обусловлена геометрией аккреционного потока вблизи поверхности нейтронной звезды. Геометрия излучающей области, в свою очередь, определяется темпом аккреции вещества, а также напряженностью и структурой магнитного поля [23, 337].

Актуальность темы исследования

Исследование физики аккрецирующих нейтронных звезд с сильными магнитными полями на протяжении многих десятилетий остается одним из наиболее приоритетных направлений рентгеновской астрофизики. Нейтронные звезды представляют собой уникальные природные лаборатории, где материя находится в условиях экстремальной плотности, сверхсильной гравитации и магнитных полей, достигающих значений $10^{12} - 10^{14}$ Гс. Понимание процессов, происходящих в таких системах, имеет фундаментальное значение не только для астрофизики, но и для физики элементарных частиц, квантовой электродинамики и физики плазмы, поскольку позволяет тестировать поведение вещества и излучения в режимах, недостижимых в земных лабораторных условиях.

Несмотря на более чем полувековую историю изучения рентгеновских пульсаров, в этой области сохраняется ряд фундаментальных противоречий и нерешенных вопросов. Одной из наиболее острых проблем является отсутствие глубокого физического описания формы энергетического спектра этих объектов. На протяжении последних пятидесяти лет в практике анализа данных доминирует так называемая "стандартная" или классическая пульсарная спектральная модель – феноменологическое описание в виде степенного закона с экспоненциальным завалом в области высоких энергий. Однако, несмотря на то, что эта модель удовлетворительно описывает большинство наблюдательных данных, она остается чисто математической аппроксимацией, лишенной глубокого физического обоснования. Мы до сих пор не имеем полноценной самосогласованной теории, которая могла бы предсказать форму континуума, исходя из первых принципов взаимодействия плазмы с излучением в сильном магнитном поле. Эта ситуация подчеркивает критическую необходимость в новых методах диагностики, которые позволили бы связать наблюдаемые макроскопические параметры с микрофизикой процессов в излучающих областях.

Аналогичная ситуация сложилась и в области интерпретации временных характеристик излучения. Профили импульса рентгеновских пульсаров демонстрируют поразительное разнообразие и сложность, меняясь в зависимости от светимости источника и энергетического диапазона. Попытки теоретически объяснить структуру этих профилей предпринимаются многие десятки лет, однако до сих пор не увенчались окончательным успехом. Проблема здесь носит фундаментальный характер: профиль импульса напрямую содержит в себе информацию о физике переноса излучения в сильно замагниченной плазме, где

сечения взаимодействия фотонов с веществом критически зависят от направления распространения и состояния поляризации. Без точного знания геометрии излучающей области и ориентации магнитной оси относительно наблюдателя расшифровка этой информации остается практически невозможной задачей.

В связи с этим, измерение структуры магнитного поля нейтронных звезд приобретает особую актуальность. Это необходимо не только для построения моделей излучающих областей, но и для понимания фундаментальных вопросов формирования и эволюции магнитных полей в нейтронных звездах в целом. Мы сталкиваемся с необходимостью выяснить, как начальное магнитное поле нейтронной звезды трансформируется в процессе аккреции, какую роль играют мультипольные компоненты поля вблизи поверхности и как они влияют на динамику падения вещества. Исследование крупномасштабной структуры поля и его локальных неоднородностей является ключом к пониманию формирования наблюдаемых свойств сильно замагниченных нейтронных звезд.

Центральным звеном в решении этих проблем становится определение конфигурации излучающих зон – "горячих пятен" или "аккреционных колонок". Переход между этими режимами определяется достижением критической светимости, при которой давление излучения становится достаточным для остановки падающего вещества в радиационной ударной волне. Экспериментальное определение этого порога и изучение его зависимости от параметров системы (например, от величины магнитного поля) является актуальнейшей задачей, позволяющей напрямую зондировать структуру аккреционного потока. Особую остроту этот вопрос приобрел с открытием пульсирующих ультраярких рентгеновских источников (PULX), светимость которых превышает эддингтоновский предел для нейтронной звезды в десятки и сотни раз, что ставит под сомнение классические модели аккреции и требует пересмотра представлений о топологии поля.

Важнейшим прорывом последних лет, определившим новый этап в актуальности темы диссертации, стало появление прецизионной рентгеновской поляриметрии. Именно поляризационные измерения являются тем недостающим звеном, которое позволяет снять вырожденность между геометрическими параметрами системы и физическими характеристиками излучения. Поляриметрия дает возможность напрямую измерить геометрические параметры системы: углы наклона оси вращения и магнитного диполя к лучу зрения, что ранее было доступно лишь косвенным и часто неоднозначным методам. Информация о поляризации излучения позволяет разделить эффекты, связанные с геометрической конфигурацией системы, и эффекты, обусловленные физикой взаимодействия излучения с веществом в сильном поле. Таким образом, комплексное использование спектральных, временных и поляриметрических данных, реализованное в данной работе, представляет собой наиболее современный и перспективный подход к диагностике экстремальных физических условий вблизи поверхности нейтронных звезд.

Актуальность работы также обусловлена необходимостью систематизации и интерпретации колоссального объема данных, накопленного современными обсерваториями (такими как *NuSTAR*, *Swift*, *INTEGRAL*, *NICER*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *RXTE*, *Спектр-РГ* и *IXPE*), в рамках единой физической парадигмы. Развитие методов наблюдательной диагностики, представленное в диссертации, позволяет не только уточнить параметры конкретных источников, но и заложить основу для создания физически обоснованных моделей нового поколения, способных прийти на смену упрощенным феноменологическим подходам прошлых десятилетий. Это имеет решающее значение для прогресса всей рентгеновской астрономии и понимания фундаментальных законов природы в условиях сверхсильных магнитных полей.

Цель диссертационной работы

Целью диссертационной работы является определение физических механизмов формирования рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звёзд и получение количественных ограничений на геометрию областей энерговыделения, структуру магнитного поля и режимы аккреции на основе комплексного анализа спектральных характеристик излучения, его временной переменности и поляризационных свойств в широком диапазоне энергий и темпов аккреции вещества.

Методы исследования

Методологическую основу диссертационной работы составляет комплексный подход к анализу наблюдательных данных, полученных с помощью ведущих мировых рентгеновских обсерваторий последних десятилетий. Основной массив данных был получен в ходе реализации собственных наблюдательных программ автора и анализа архивных данных космических обсерваторий *NuSTAR*, *Swift*, *INTEGRAL*, *NICER*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *RXTE*, *Спектр-РГ* и *IXPE*. Использование данных обсерватории *Gaia* позволило существенно уточнить расстояния до исследуемых систем, что критически важно для корректного определения абсолютных светимостей источников.

В работе применен широкий спектр методов спектрального анализа, включая широкополосную спектроскопию в диапазоне от долей до сотен кэВ. Для описания энергетических спектров использовались как стандартные феноменологические модели, так и физические модели, предложенные в диссертации и позволяющие получить информацию о параметрах плазмы в излучающей области и свойствах межзвездной среды. Особое внимание уделялось анализу линий циклотронного поглощения, в частности эволюции их параметров в зависимости от светимости.

Для изучения структуры магнитного поля и параметров аккреционного диска применялся анализ аperiодической переменности рентгеновского потока, основанный на расчете и аппроксимации спектров мощности. Это позволило выявить вклад недипольных компонент поля и диагностировать переходы системы в режим "пропеллера" при низких темпах аккреции.

Принципиально новым элементом методологии стало использование данных рентгеновской поляриметрической обсерватории *IXPE*. Анализ поляризационных свойств проводился с использованием формализма параметров Стокса (I, Q, U), а для определения геометрических параметров (угла наклона оси вращения и магнитного диполя) применялась модель вращающегося вектора (RVM). Комплексный анализ спектральных, временных и поляриметрических характеристик существенно снижает модельную вырожденность и создаёт основу для построения самосогласованной физической картины процессов, протекающих вблизи поверхности нейтронных звёзд в различных режимах аккреции.

Научная новизна

В диссертационной работе получены новые результаты, расширяющие представления о механизмах формирования рентгеновского излучения аккрецирующих нейтронных звёзд и диагностике геометрии областей энерговыделения. Основные элементы научной новизны заключаются в следующем:

- Проведено комплексное исследование спектральных, временных и поляризационных характеристик аккрецирующих рентгеновских пульсаров, основанное на систематическом анализе наблюдений современных космических обсерваторий. В отличие от большинства предыдущих работ, в которых указанные характеристики рассматривались отдельно, в диссертации реализован единый подход, позволяющий сопоставлять результаты различных методов диагностики и формировать согласованную физическую интерпретацию наблюдаемых свойств источников.
- Получены новые количественные ограничения на параметры аккреционных режимов и характеристики формирования спектров излучения при различных уровнях светимости источников. Проведен анализ эволюции спектральных параметров и линии циклотронного поглощения, позволивший уточнить связь наблюдаемых характеристик излучения с физическими условиями и геометрией излучающих областей.
- Развита методика анализа временных характеристик излучения аккрецирующих пульсаров и получены новые ограничения на конфигурацию магнитного поля нейтронных звезд и физических условий в аккреционном диске.
- С использованием данных рентгеновской поляриметрии впервые проведено систематическое исследование фазовой зависимости параметров поляризации аккрецирующих пульсаров, позволившее напрямую диагностировать ориентацию крупномасштабного магнитного поля нейтронной звезды относительно наблюдателя.
- Впервые выявлено наличие непульсирующей поляризованной компоненты рентгеновского излучения, интерпретируемой как результат рассеяния излучения в протяжённых аккреционных структурах. Данный результат указывает на многокомпонентную природу поляризационного сигнала и вводит дополнительный геометрический масштаб в интерпретацию наблюдений.
- Показано, что энергетическая зависимость степени и угла поляризации несёт информацию о механизмах формирования излучения и может использоваться как независимый инструмент разделения вкладов различных физических процессов, дополняющий спектральный анализ. Совокупность полученных результатов формирует основу для дальнейшего совместного использования методов рентгеновской поляриметрии, спектроскопии и временного анализа в качестве полноценного диагностического метода исследования аккрецирующих нейтронных звёзд.

Научная и практическая ценность работы

Научная значимость диссертационного исследования заключается в создании методологической базы для диагностики физических условий в экстремальных условиях вблизи поверхности нейтронных звезд. Результаты работы вносят значительный вклад в понимание физики взаимодействия замагниченной плазмы с мощными полями излучения, что имеет ключевое значение для развития теории аккреции.

В работе реализован комплексный подход к анализу наблюдений, объединяющий спектральные, временные и поляризационные методы исследования. Такой подход позволил сформировать согласованную физическую картину процессов аккреции в условиях сильных магнитных полей и показать диагностические возможности совместного использования

различных типов наблюдений. Полученные результаты способствуют развитию теоретических моделей переноса излучения в замагниченной плазме, формирования спектров излучения, процессов нагрева и остывания коры нейтронной звезды, формирования и эволюции магнитного поля нейтронной звезды, переходов аккреционного диска между различными физическими состояниями, а также его взаимодействия с магнитосферой нейтронной звезды.

Научная значимость работы также связана с развитием рентгеновской поляриметрии как нового направления наблюдательной астрофизики. Продемонстрирована возможность использования фазово-зависимых поляризационных измерений для определения ориентации дипольной компоненты магнитного поля нейтронной звезды относительно наблюдателя. Полученные результаты создают основу для дальнейшего применения поляризметрических наблюдений в исследованиях компактных объектов и служат вкладом в интерпретацию данных современных и будущих космических миссий. Выявление непульсирующей поляризованной компоненты излучения и установление её связи с рассеянием в аккреционных структурах расширяет понимание механизмов формирования наблюдаемого сигнала и вводит дополнительные ограничения на геометрию и пространственное распределение вещества вблизи источника. Эти результаты имеют фундаментальное значение для дальнейшего развития моделей аккреции в двойных системах.

Практическая ценность работы заключается в разработке и применении методов обработки и анализа наблюдательных данных, которые могут использоваться при интерпретации результатов текущих и будущих рентгеновских наблюдений. Полученные алгоритмы и процедуры анализа спектральных, временных и поляризационных характеристик применимы в широком круге задач астрофизики высоких энергий. Результаты диссертации используются при подготовке и проведении научных исследований в области астрофизики компактных объектов, а также в образовательной деятельности при чтении курсов, посвящённых методам анализа наблюдательных данных и физике нейтронных звёзд. Полученные выводы представляют интерес для специалистов, работающих в области теоретической и наблюдательной астрофизики, и могут служить основой для дальнейших исследований процессов аккреции и взаимодействия излучения с веществом в экстремальных физических условиях.

Апробация работы

Результаты, полученные в диссертации, докладывались на семинарах в ИКИ РАН, Дублинском городском Университете (DCU, Дублин, Ирландия, 2025), Институте физики высоких энергий (ИНЕР, Пекин, Китай, 2025), Университете Турку (Финляндия, 2025), Институте Макса Планка для радио астрономии (Бонн, Германия, 2024), Университете Тель-Авива (Израиль, 2020 и 2023), Университете Безр Шевы (Израиль, 2023), Еврейском Университете в Иерусалиме (Израиль, 2023 и 2024), Университете Тюбингена (Германия, 2016, 2019 и 2023), Университете Саутгэмптона (Великобритания, 2022), Университете Лейдена (Нидерланды, 2019), Университете Стокгольма (Швеция, 2017), а также международных научных конференциях "Физика нейтронных звезд" (С.-Петербург, Россия, 2017, 2023, 2026), Всероссийских конференциях "Астрофизика высоких энергий: сегодня и завтра" (Москва, 2015, 2016, 2017, 2023), "Continuous Gravitational Waves and Neutron Stars" (Ганновер, Германия, 2024), "Unveiling the Dynamic and Energetic Universe with Insight-HXMT for Six Years and Beyond" (Жухай, Китай, 2024), "INTEGRAL 20 years" (Дармштадт, Германия, 2022), "Tuorla-Tartu annual meeting 2021" (Турку, Финляндия, 2021), EWASS "From X-ray pulsars

to pulsating ULXs: Accretion onto highly magnetized neutron stars” (Лион, Франция, 2019), ”X-ray topics in Astronomy: from history to the future” (Тюбинген, Германия, 2019), ”Stars, planets and their magnetic fields” (С.-Петербург, Россия, 2018), ”Time for accretion” (Сигтуна, Швеция, 2018), ”Astronomers’ Days” (Куусамо, Финляндия, 2018), ”Physical Days 2018” (Турку, Финляндия, 2018), ”Be/X-ray binary workshop (BEXRB2017)” (Ираклион, Греция, 2017), ”Joint Workshop on Compact Objects (JWCO)” (Стамбул, Турция, 2017), ”Gamma-Ray Astrophysics in Multi-Wavelength Perspective” (Амстердам, Нидерланды, 2016), ”Nordita workshop on accretion onto magnetized neutron stars” (Стокгольм, Швеция, 2016), ”The New High Energy Sky after a Decade of Discoveries” (Рим, Италия, 2015), ”40th COSPAR General Assembly” (Москва, Россия, 2014), ”European Week of Astronomy and Space Science” (Турку, Финляндия, 2013).

Краткое содержание диссертации

Настоящая диссертация посвящена изучению физических и геометрических свойств аккрецирующих нейтронных звёзд с сильными магнитными полями на основе анализа их спектральных, временных и поляризационных характеристик, а также разработке и проверке физических моделей, описывающих процессы энерговыделения в различных режимах аккреции.

В **первой главе** рассматривается конфигурация излучающих областей в рентгеновских пульсарах и вводится понятие критической светимости, соответствующей переходу между двумя основными геометриями: горячим пятном и аккреционной колонкой. На основе анализа спектральных свойств и поведения циклотронной линии показано, что изменение темпа аккреции приводит к перестройке геометрии области формирования излучения. Получены наблюдательные ограничения на значение критической светимости для одного из транзиентных рентгеновских пульсаров и обсуждены физические механизмы, определяющие её значение.

Вторая глава посвящена исследованию структуры магнитного поля нейтронных звёзд с использованием свойств апериодической переменности рентгеновского излучения. Показано, что спектры мощности излучения позволяют получать независимые ограничения на геометрию магнитосферы и структуру магнитного поля, включая вклад недипольных компонент. Применение данного подхода к ряду рентгеновских пульсаров продемонстрировало наличие сложной конфигурации магнитного поля и позволило выявить переходы внутренних областей аккреционного диска в режим доминирования радиационного давления.

В **третьей главе** рассматривается эффект пропеллера в аккрецирующих нейтронных звёздах. На основе временных и спектральных свойств рентгеновских пульсаров в низком состоянии показано, что в ряде систем аккреция вещества на поверхность нейтронной звезды подавляется центробежным барьером. Отсутствие характерного для аккреционных систем красного шума в спектрах мощности используется как независимый критерий для диагностики прекращения аккреции и для проверки аккреционной природы рентгеновского излучения, в том числе у магнетаров.

Четвёртая глава посвящена аккреции из холодного (рекомбинированного) диска. Предложена модель квази-стабильной аккреции на сильно замагниченные нейтронные звёзды при низкой вязкости в диске. Показано, что такая аккреция может реализовываться у рентгеновских пульсаров в низком светимостном состоянии и приводить к наблюдаемым характеристикам излучения. Предсказания модели подтверждены на выборке источников, что позволяет использовать её для оценки параметров магнитного поля нейтронных звёзд.

В **пятой главе** исследуются спектральные свойства рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции. Была открыта новая спектральная форма излучения таких объектов, состоящая из двух широких пиков, которая резко отличается от классической пульсарной спектральной формы, состоящей из степенного закона с завалом на высоких энергиях. Показано, что формирование спектров в этом режиме определяется комбинацией комптонизированного теплового и циклотронного излучения. Предложена физическая интерпретация двугорбых спектров, а также показано, что положение высокоэнергетического компонента может служить индикатором напряжённости магнитного поля в случаях, когда линия циклотронного поглощения не наблюдается напрямую.

В **шестой главе** рассматриваются поляризационные свойства рентгеновских пульсаров на основе наблюдений обсерватории *IXPE*. Подробно изложены основы рентгеновской поляриметрии, принципы работы детектора и методы интерпретации поляризационных измерений. На примере ряда рентгеновских пульсаров показано, что фазовая зависимость степени и угла поляризации несёт прямую информацию о геометрии излучающих областей, ориентации магнитной оси и механизмах формирования излучения. Обнаружение непульсирующей поляризованной компоненты у отдельных источников интерпретируется как проявление отражения и рассеяния излучения в аккреционных структурах. Полученные результаты демонстрируют высокий диагностический потенциал рентгеновской поляриметрии для исследования физики аккреции и структуры магнитного поля нейтронных звёзд.

В совокупности результаты диссертации демонстрируют, что совместный анализ спектральных, временных и поляризационных свойств рентгеновских пульсаров в широком диапазоне светимостей позволяет получать надёжные ограничения на физические параметры и геометрию аккрецирующих нейтронных звёзд. Полученные выводы вносят существенный вклад в понимание процессов аккреции и энерговыделения в сверхсильных магнитных полях.

Глава 1

Конфигурация излучающих областей в рентгеновских пульсарах: измерение критической светимости

1.1 Введение

Как уже было сказано во Введении к диссертации, обнаружение линии циклотронного поглощения в спектре рентгеновского пульсара является наиболее модельно независимым методом измерения напряженности магнитного поля в областях формирования излучения вблизи замагниченных нейтронных звезд. Однако структура данных областей и, следовательно, происхождение циклотронных особенностей остаются неопределенными.

Картина становится еще более сложной, когда темп аккреции на нейтронную звезду меняется в широком диапазоне. Так, увеличение темпа аккреции ведет к росту светимости и усилению силы радиационного давления, действующей на аккреционный поток над поверхностью звезды. При определенной светимости давление излучения становится достаточно сильным, чтобы остановить поток вещества на некотором расстоянии от поверхности [23]:

$$L_{\text{crit}} \approx 4 \times 10^{36} \left(\frac{\sigma_T}{\sigma_{\text{eff}}} \right) \left(\frac{l_0}{2 \times 10^5 [\text{см}]} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right) R_6^{-1} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (1.1)$$

где σ_T — немагнитное томсоновское сечение рассеяния, σ_{eff} — эффективное сечение в аккреционном канале над поверхностью нейтронной звезды, а l_0 — длина основания аккреционного канала. Соответствующая светимость называется "критической". Поскольку сечение рассеяния в сильном магнитном поле зависит от энергии фотона и напряженности магнитного поля, эффективное сечение рассеяния σ_{eff} и критическая светимость (1.1) зависят от напряженности поля на поверхности нейтронной звезды [338].

При превышении критической светимости структура аккреционного потока качественно меняется: над поверхностью нейтронной звезды формируется протяжённая радиационно-доминированная аккреционная колонка. В этой колонке вещество замедляется под действием давления излучения на значительном расстоянии от поверхности звезды, а излучение выходит преимущественно через боковые поверхности колонки. В докритическом режиме, напротив, торможение вещества происходит вблизи поверхности нейтронной звезды, и область формирования излучения компактна.

Таким образом, вариации темпа аккреции и светимости в рентгеновских пульсарах приводят к изменениям динамики и геометрии излучающих областей вблизи поверхности ней-

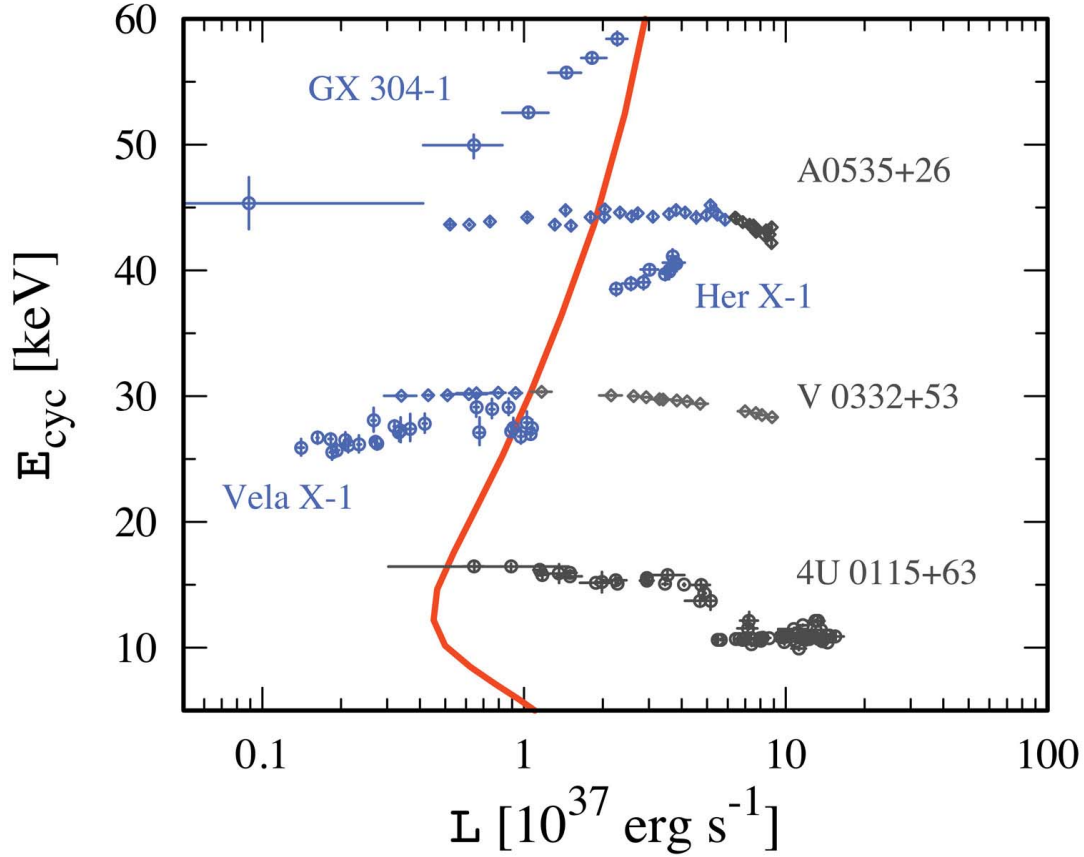


Рис. 1.1: Изменения циклотронной энергии со светимостью, наблюдаемые у набора переменных рентгеновских пульсаров. Синие кружки и ромбы представляют собой данные для докритических пульсаров (т.е. демонстрирующих положительную корреляцию), черные кружки и ромбы показывают пульсары со сверхкритическим поведением (т.е. с отрицательной корреляцией). Для Vela X-1 используется энергия первой гармоники, деленная на два. Показаны данные из [338] для 4U 0115+63, Vela X-1, Her X-1, [414] для GX 304-1, [119] для V 0332+53 и [241] для A 0535+26. Красная сплошная линия показывает предсказание для критической светимости, рассчитанное в соответствии с [338].

тронной звезды. Эти изменения в свою очередь вызывают вариации свойств циклотронной линии. Так, зависимость энергии циклотронной линии со светимостью были обнаружены у ряда источников, включая V 0332+53 [489, 493], Her X-1 [451, 449], A 0535+26 [52], Vela X-1 [145, 515], GX 304-1 [234, 414], Сер X-4 [512], 4U 0115+63 [321, 490], GRO J1008-57 [67], и 2S 1553-542 [303]. При этом характер зависимости энергии циклотронной линии от светимости оказался различным для разных источников. В частности, источники с относительно низкими темпами аккреции вещества демонстрируют положительную корреляцию между энергией линии и светимостью, тогда как источники с относительно высокими темпами аккреции показывают отрицательную корреляцию (см. Рис. 1.1).

Объяснение наблюдаемого поведения циклотронной энергии основано на ожидаемых изменениях геометрии областей формирования линии при изменении темпа аккреции. В частности, положительная корреляция рассматривается как свидетельство докритического режима аккреции, когда процесс аккреции приводит к образованию горячих пятен на маг-

нитных полюсах нейтронной звезды или бесстолкновительной ударной волны над ними. Отрицательная корреляция, напротив, может рассматриваться как свидетельство сверхкритической аккреции, когда над поверхностью звезды возникает радиационно-доминированная ударная волна. Рассмотрим более детально некоторые теоретические модели, объясняющие вариацию энергии циклотронной линии:

- *Положительная корреляция*

Существуют две модели, объясняющие положительную корреляцию между наблюдаемой энергией циклотронной линии и светимостью источника: одна основана на предположении, что над поверхностью звезды формируется бесстолкновительная ударная волна, а другая предполагает, что энергия аккрецируемого вещества выделяется в горячих пятнах на поверхности.

- (А) Модели, основанные на предположении о формировании бесстолкновительной ударной волны [451, 414], используют тот факт, что высота ударной волны над поверхностью нейтронной звезды антикоррелирует с темпом аккреции вещества: чем выше темп аккреции, тем ближе бесстолкновительная ударная волна располагается к поверхности звезды [269, 51]. Таким образом, при более высоких темпах аккреции характерная напряженность поля в области формирования линии выше, что приводит к положительной корреляции между энергией линии и светимостью (см. Рис. 1.2А).
- (В) Альтернативная модель, объясняющая положительную корреляцию, предполагает, что широкополосный рентгеновский энергетический спектр формируется в горячих пятнах на поверхности нейтронной звезды (см. Рис. 1.2В, [340]). Из-за относительно низкого темпа аккреции вещества режим аккреции является докритическим, и аккреционный поток над поверхностью звезды оптически тонок для рентгеновского излучения в континууме. Поток, однако, остается оптически толстым для рентгеновских фотонов с энергиями, близкими к циклотронной. Вариации темпа аккреции и светимости вызывают изменения в динамике аккрецируемого вещества: чем выше светимость, тем больше сила радиационного давления, действующая на аккреционный поток, и тем меньше скорость потока непосредственно над поверхностью звезды. На резонансное рассеяние рентгеновских фотонов аккреционным потоком влияет эффект Доплера в аккреционном канале: резонансное рассеяние более медленным аккреционным потоком приводит к появлению циклотронной особенности на более высоких энергиях. Таким образом, модель естественным образом предсказывает положительную корреляцию. Заметим, что на смещение энергии циклотронной линии влияет как скорость аккрецируемого вещества, так и направление распространения фотонов. Следовательно, на свойства корреляции влияет также диаграмма направленности излучения [360].

В действительности картина может быть еще более сложной. В частности, горячие пятна имеют более сложную структуру, чем мы обычно предполагаем в моделях. Конечное время растекания вещества по поверхности нейтронной звезды из полярных областей приводит к появлению аккреционных холмов на полярных шапках [328]. Процесс растекания приводит к искажению магнитного поля в областях формирования линии (если только не существует механизма, позволяющего массе проскальзывать

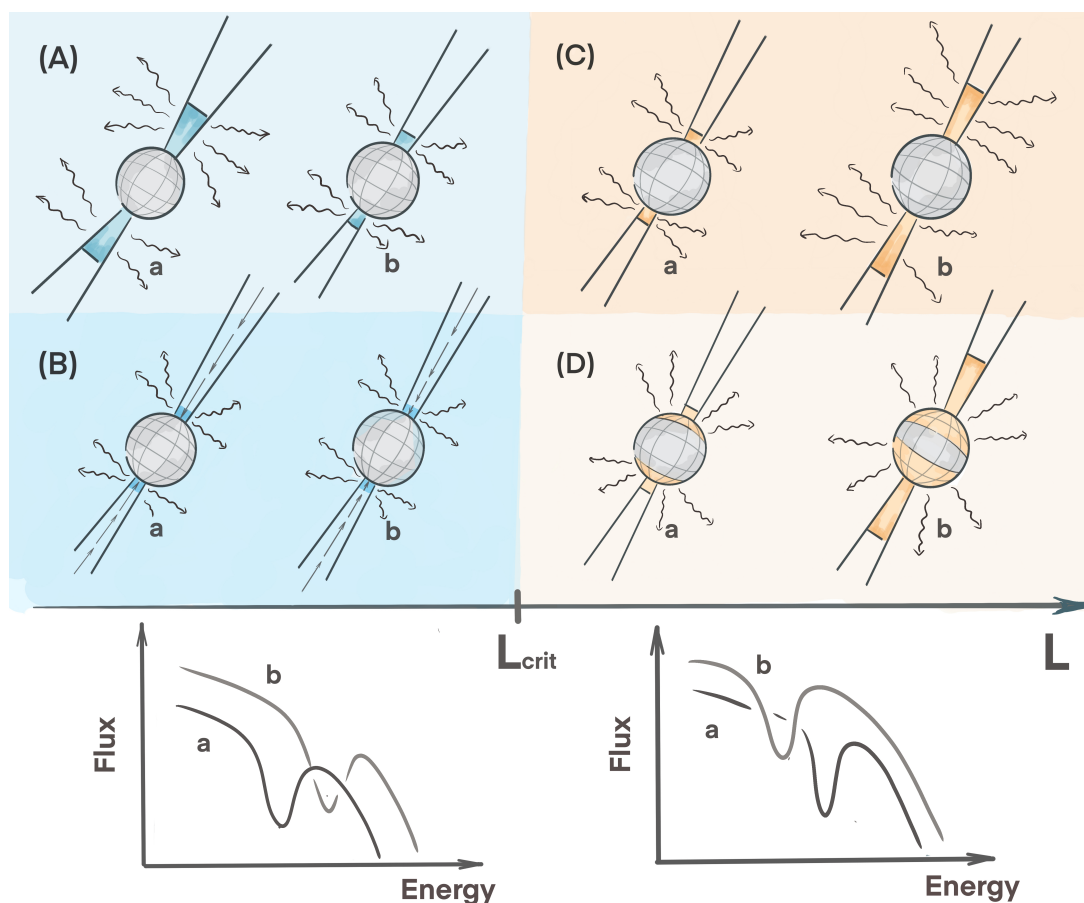


Рис. 1.2: Схематическая иллюстрация моделей, объясняющих положительную (А,В) и отрицательную (С,Д) корреляцию между светимостью пульсара и энергией циклотронной линии в его спектре:

(А) Согласно моделям, учитывающим бесстолкновительную ударную волну, увеличение энергии линии со светимостью связано с уменьшением высоты бесстолкновительной ударной волны над поверхностью нейтронной звезды.

(В) В модели, учитывающей эффект Доплера в аккреционном канале, давление излучения влияет на скорость аккрецируемого вещества: чем выше светимость, тем ниже скорость вблизи поверхности звезды, тем меньше красное смещение и тем выше энергия циклотронной линии.

(С) Наиболее очевидная модель, объясняющая отрицательную корреляцию, связывает уменьшение энергии циклотронной линии с ростом аккреционной колонки и соответствующим смещением области формирования линии на большую высоту, где магнитное поле слабее.

(Д) Согласно модели отражения, циклотронные особенности формируются за счет отражения/переработки рентгеновского излучения атмосферой нейтронной звезды. Напряженность магнитного поля уменьшается по направлению к экватору звезды. Таким образом, чем больше светимость, тем выше аккреционная колонка, тем больше освещенная доля поверхности звезды, тем слабее среднее магнитное поле и тем ниже энергия циклотронной линии.

сквозь силовые линии магнитного поля, см., например, [256]). Такие искажения могут вызывать вариации напряженности магнитного поля в области формирования линии и влиять на зависимость энергии линии от светимости.

- *Отрицательная корреляция*

Отрицательная корреляция ожидается в сверхкритических рентгеновских пульсарах, и все модели, объясняющие эту корреляцию, предполагают наличие радиационно-доминированной аккреционной колонки.

- (C) Наиболее простая модель, объясняющая отрицательную корреляцию, предполагает, что циклотронная линия формируется в радиационно-доминированной ударной волне, высота которой над поверхностью нейтронной звезды зависит от темпа аккреции вещества: чем выше темп аккреции, тем выше ударная волна над поверхностью (см. Рис. 1.2C). Поскольку напряженность поля $B \propto r^{-3}$, более высокий темп аккреции помещает область формирования линии в зону с меньшей напряженностью магнитного поля, что естественным образом ведет к отрицательной корреляции. Эта модель, однако, имеет несколько проблемных моментов: (i) в случае высоких аккреционных колонок диапазон напряженностей магнитного поля, представленный в области формирования линии, настолько широк, что ожидается, что циклотронные линии будут очень широкими или даже стаянут полностью размыты [359], и (ii) поскольку $B \propto r^{-3}$, даже малые вариации высоты аккреционной колонки должны приводить к значительным изменениям энергии циклотронной линии, тогда как наблюдения демонстрируют обратное: $\Delta E_{\text{cyc}}/E_{\text{cyc}} \lesssim 0.1$ (см. Рис. 1.1, [489, 91, 119]).
- (D) Другое возможное объяснение отрицательной корреляции связано со специфическими особенностями аккреционной колонки. Ожидается, что излучение, покидающее аккреционную колонку с боковых сторон, будет направлено в сторону поверхности нейтронной звезды из-за релятивистских эффектов [219, 300]. Вследствие этого большая доля рентгеновской светимости, производимой аккреционными колонками, перехватывается атмосферой нейтронной звезды. Переработка рентгеновского излучения атмосферой приводит к появлению абсорбционной особенности на циклотронной энергии, соответствующей локальной напряженности магнитного поля [213, 169]. В случае магнитного поля, в котором доминирует дипольная компонента, напряженность поля на поверхности звезды задается выражением $B = 0.5 B_0 \sqrt{1 + 3 \cos^2 \theta}$, где B_0 — напряженность поля на магнитном полюсе, а θ — ко-широта на поверхности звезды. Тогда вариации высоты аккреционной колонки со светимостью естественным образом приводят к появлению отрицательной корреляции: чем выше темп аккреции вещества, тем больше высота аккреционной колонки, тем больше площадь вокруг магнитных полюсов нейтронной звезды, освещаемая аккреционной колонкой, тем меньше средняя напряженность магнитного поля по освещенной части звезды, и тем меньше энергия циклотронной линии в спектре источника (см. Рис. 1.2D и [383]). Модель отражения естественным образом объясняет малые амплитуды наблюдаемых вариаций энергии циклотронной линии: напряженность магнитного поля изменяется лишь в 2 раза по поверхности нейтронной звезды, и большие изменения высоты аккреционной колонки приводят к малым смещениям линии.

Заметим, что обсуждаемые теоретические модели, объясняющие отрицательную кор-

реляцию, не исключают друг друга, и циклотронные линии могут появляться в энергетических спектрах благодаря комбинации всех этих механизмов формирования циклотронных линий.

Таким образом, знак корреляции между энергией циклотронной линии и светимостью может использоваться как наблюдательный индикатор режима аккреции. Из всего вышесказанного становится очевидно, что величина критической светимости, которая как раз и определяет поведение циклотронной энергии, несет в себе огромное количество информации как о физических процессах в аккреционном канале, так и о геометрической конфигурации эмиссионных областей вблизи поверхности нейтронной звезды. В данной главе обсуждается измерение критической светимости в пульсаре V 0332+53.

1.2 Измерение критической светимости в источнике V 0332+53

Непосредственное измерение критической светимости по наблюдательным данным затруднено. Однако на практике она может быть оценена косвенно, по изменению зависимости энергии циклотронной линии от светимости источника. В докритическом режиме обычно наблюдается положительная корреляция между энергией циклотронной линии и светимостью, тогда как в сверхкритическом режиме — отрицательная. Таким образом, переход от отрицательной к положительной корреляции по мере затухания источника на финальных стадиях вспышек излучения может служить наблюдательным индикатором достижения критической светимости.

Пример открытой нами отрицательной корреляции между энергией циклотронной линии и светимостью приведён на Рис. 1.3, где показаны данные для одного из классических в данном контексте рентгеновских пульсаров, V 0332+53 [493]. В то же время интерпретация наблюдаемой зависимости энергии циклотронной линии от светимости может осложняться дополнительными эффектами, не связанными напрямую с мгновенным режимом аккреции. В частности, для того же источника V 0332+53 во время следующей вспышки излучения в 2015 году обнаружена долговременная эволюция энергии циклотронной линии (см. Рис. 1.4), интерпретируемая как постепенное изменение магнитного поля в области формирования излучения (см., например, [91]). Это означает, что при анализе зависимости $E_{\text{сycl}}(L)$ необходимо учитывать возможные систематические смещения, связанные с временной эволюцией поля, особенно при использовании наблюдений, полученных в разные эпохи. Именно этому и посвящена данная глава.

Для измерения критической светимости в пульсаре V 0332+53 нами были использованы пять наблюдений обсерватории *NuSTAR*, полученных во время гигантской вспышки 2015 года. Кроме того, с целью расширения наблюдательного охвата в области низких светимостей, были использованы два дополнительных наблюдения *NuSTAR*, полученные в июле 2016 года во время очередного прохождения периастра системы. Основные характеристики наблюдений представлены в Таблице 1.1.

Широкополосный спектр источника ранее был аппроксимирован в работах [489, 296] с использованием степенного закона с завалом на высоких энергиях, модифицированного межзвездным поглощением и одной-тремя широкими компонентами поглощения, соответствующими циклотронной линии на энергии ~ 26 кэВ и ее гармоникам на ~ 50 кэВ и ~ 72 кэВ [489]. Другие феноменологические модели континуума и линии поглощения также дают сопоставимые результаты. В частности, нами использовалась модель комптонизации CompTT из работы [474], которая обеспечивает наиболее стабильную и последовательную

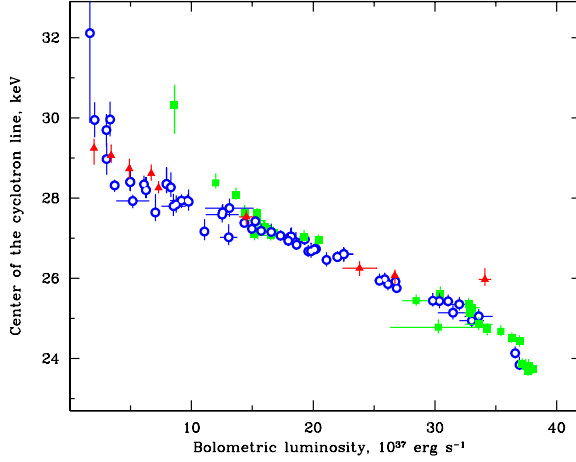


Рис. 1.3: Зависимость энергии циклотронной линии источника V 0332+53 от его светимости во время вспышки 2004–2005 гг. Закрашенные зелёные квадраты и незакрашенные синие круги соответствуют фазам нарастания и спада светимости соответственно (по данным обсерватории *RXTE*). Треугольники показывают результаты наблюдений обсерватории *INTEGRAL*.

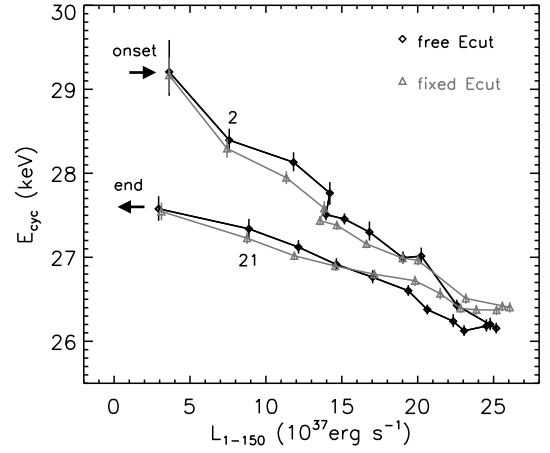


Рис. 1.4: Положение фундаментальной циклотронной линии источника V 0332+53 в зависимости от светимости во время вспышки излучения в 2015 года. Линия соединяет точки в порядке их наблюдения. Чёрные ромбы — аппроксимация спектров со свободным параметром E_{cut} ; серые треугольники — при фиксированном $E_{\text{cut}} = 6.65$ кэВ.

аппроксимацию для всех наблюдений. Результаты аппроксимации представлены в Таблице 1.1. Результирующие спектры и соответствующие отклонения от модели показаны на Рис. 1.5. Рисунки 1.6 и 1.7 демонстрируют основные результаты наблюдательной кампании.

Интересно отметить наличие явного сдвига на ~ 1 кэВ между данными обсерватории *NuSTAR* и *INTEGRAL* (которые согласуются друг с другом) и измерениями *Swift*/BAT, представленными в работе [91], как показано на Рис. 1.8. Это расхождение, вероятно, связано с разницей в абсолютной энергетической калибровке инструментов. Помимо этого сдвига, для прямого сравнения результатов необходимо учитывать разницу в абсолютной калибровке потока и различие в энергетических диапазонах инструментов, используемых для расчета светимостей. В частности, мы пересчитали светимости *Swift*/BAT, приведенные в работе [91], используя кривую блеска *Swift*/BAT в диапазоне энергии 15–50 кэВ и одновременные потоки *NuSTAR*, которые оказались хорошо скоррелированными. На основе этой корреляции мы оцениваем коэффициент пересчета как $L_x = 91(2)C[10^{37}\text{эрг с}^{-1}]$ (где C — наблюдаемая скорость счета в телескопе BAT). После учета указанных поправок энергии циклотронной линии, измеренные всеми тремя обсерваториями, становятся совместимыми в пределах погрешностей, как показано на Рис. 1.8.

Также был проведен фазо-разрешенный анализ всех наблюдений *NuSTAR*. Поведение спектральных параметров и соответствующие профили импульса в энергетических диапазонах 3–15 и 15–80 кэВ показаны на Рис. 1.9. Для анализа с разрешением по фазе дополнительно фиксировалась температура *CompTT* и параметры линии железа на значениях, полученных из фазоусредненных спектров.

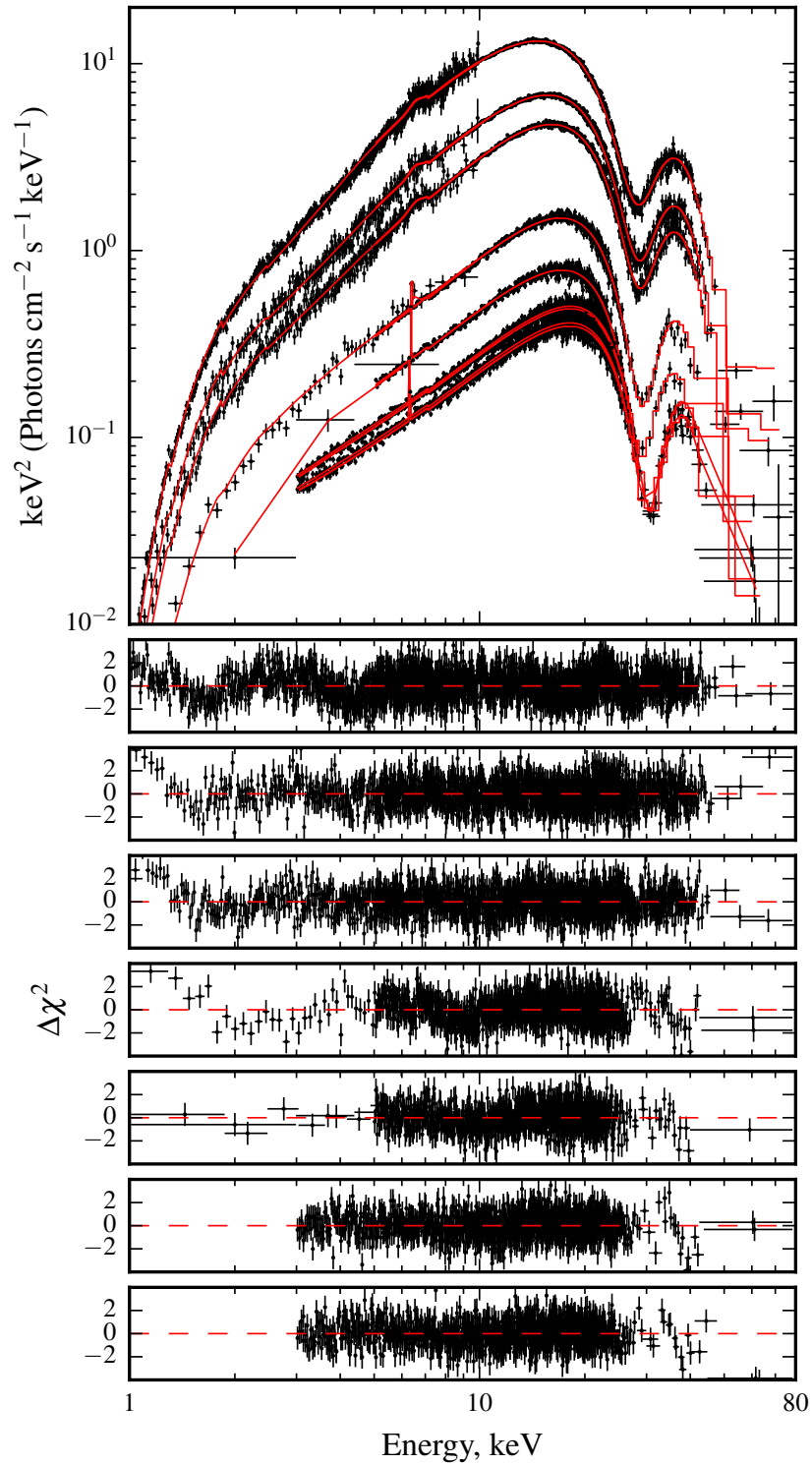


Рис. 1.5: Энергетические спектры рентгеновского пульсара V 0332+53 по данным наблюдений обсерватории *NuSTAR* (5–80 кэВ) и телескопа *Swift*/XRT (1–10 кэВ), и соответствующие отклонения от модели для наблюдений от самого яркого до самого слабого (сверху вниз, верхняя панель).

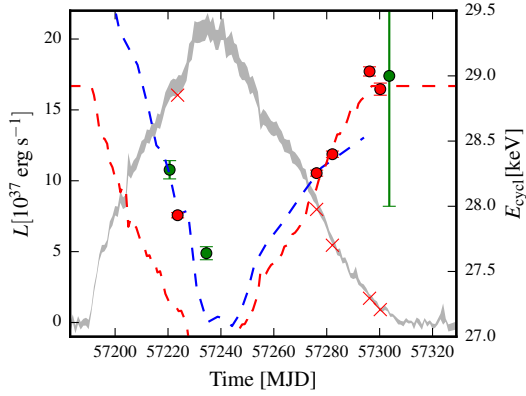


Рис. 1.6: Кривая блеска V 0332+53 по данным телескопа *Swift*/BAT в диапазоне 15–50 кэВ (серая полоса) во время гигантской вспышки 2015 года, масштабированная в соответствии со светимостью источника, измеренной в ходе точечных наблюдений обсерваторией *NuSTAR* (красные крестики). Красные и зеленые кружки показывают циклотронную энергию по данным *NuSTAR* и *INTEGRAL*/SPI соответственно. Красная пунктирная линия показывает предсказание модели для циклотронной энергии, основанное на ее корреляции со светимостью, измеренной *NuSTAR* на стадии спада вспышки. Синяя пунктирная линия показывает поведение циклотронной энергии из работы [91] со сдвигом на 1 кэВ. Сдвиг, вероятно, обусловлен разницей в абсолютной энергетической шкале *Swift*/BAT по отношению к *NuSTAR* и SPI.

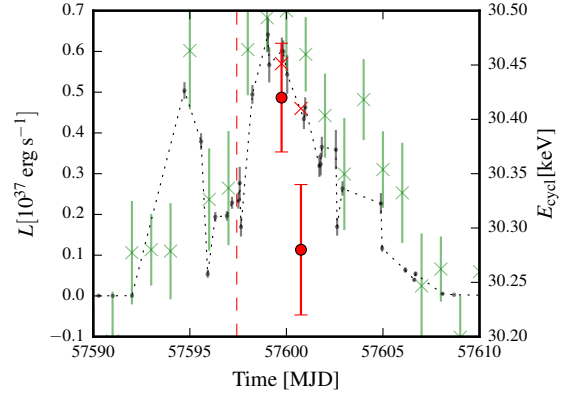


Рис. 1.7: Кривые блеска V 0332+53 по данным телескопов *Swift*/XRT (0.3–10 кэВ, серые точки) и *Swift*/BAT (15–50 кэВ, зеленые крестики) во время прохождения через периастр в августе 2016 года, масштабированные в соответствии со светимостью источника, измеренной в ходе точечных наблюдений обсерваторией *NuSTAR* (красные крестики). Красные кружки показывают энергию фундаментальной циклотронной линии, измеренную по данным *NuSTAR*.

Таблица 1.1: Журнал наблюдений и результаты аппроксимации спектров источника V 0332+53 с использованием модели компто-низации **ComPTT**. Светимость источника рассчитаны на основе наблюдаемого потока в диапазоне 3–80 кэВ для расстояния 7 кпк.

ID набл.	Дата MJD	Экспоз. кс	E_{cycl} кэВ	σ_{cycl} кэВ	D_{cycl}	T_0 кэВ	kT_e кэВ	τ	$L_{37, 3-80 \text{ кэВ}}$ $10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$	χ^2/dof
80102002002	57223	10.5	27.93(2)	8.47(8)	0.863(2)	1.40(1)	5.85(4)	16.4(1)	16.04	0.97/2864
80102002004	57276	14.9	28.25(2)	7.59(8)	0.861(2)	1.19(1)	5.73(5)	18.3(1)	7.98	0.9/2628
80102002006	57282	17.3	28.40(2)	7.43(8)	0.862(2)	1.03(2)	5.76(5)	19.7(1)	5.45	0.84/2600
80102002008	57296	18.2	29.03(4)	6.73(8)	0.899(3)	0.78(3)	6.08(5)	18.5(1)	1.71	0.88/1724
80102002010	57300	20.1	28.90(5)	6.30(1)	0.895(4)	0.73(5)	6.09(7)	17.7(1)	0.91	0.83/1375
90202031002	57599.8	25.2	30.42(5)	6.80(1)	0.925(4)	0.66(5)	6.80(1)	16.5(1)	0.57	0.88/1369
90202031004	57600.8	25.0	30.28(6)	6.90(1)	0.921(4)	0.68(5)	6.90(1)	16.4(1)	0.46	0.91/1330
rev. 1565	57220	67.8	28.28(7)	8.47	0.845(5)	1.4	5.85	16.4	~ 19.5	0.89/110
rev. 1570	57233	141.	27.64(5)	8.47	0.814(4)	1.4	5.85	16.4	~ 23.1	1.2/110
rev. 1596	57302	120.	29(2)	6.30	0.4(3)	0.73	6.1	17.7	~ 1.0	0.88/10

Дрейф энергии циклотронной линии со временем

Известно, что источник демонстрирует антикорреляцию энергии линии со светимостью, которая, как обсуждалось во введении к данной главе, вызвана изменением высоты аккреционной колонки и широко изучалась во время вспышки 2004-2005 гг. [489, 493, 383, 296]. Наблюдения *NuSTAR*, *INTEGRAL* и *Swift* выявляют схожее поведение для анализируемой в этой главе вспышки, хотя и с двумя важными отличиями. Во-первых, энергии линии, измеренные на спаде вспышки, по-видимому, значительно ниже значений для сопоставимых уровней светимости на фазе роста [91], чего не наблюдалось в 2005 году [493]. Падение энергии линии достигает ~ 1.5 кэВ для данных *Swift*/BAT (синяя штриховая линия на Рис. 1.6). Это полностью согласуется с нашими результатами по данным *NuSTAR* и *INTEGRAL*, как показано на Рис. 1.6 и 1.8. Отметим, что два наблюдения *NuSTAR* в июле 2016 года впервые показывают, что после падения на ~ 1.5 кэВ во время вспышки 2015 года энергия линии снова увеличилась на ту же величину, фактически компенсировав наблюдаемый спад во время вспышки.

Авторы работы [91] утверждали, что наблюдаемое уменьшение циклотронной энергии обусловлено экранированием дипольного магнитного поля нейтронной звезды аккрецирующим веществом. Эффективность этого механизма зависит от соотношения временных шкал "захоронения" поля вследствие адвекции аккрецирующим веществом и повторного всплытия поля [71]. Хотя обе временные шкалы крайне неопределенны, все же интересно сравнить V 0332+53 с другими источниками, где сообщалось об изменении циклотронной энергии со временем. Скорость дрейфа в нашем случае во время вспышки составляет $\dot{E}_{\text{cycl}} \sim 1.5$ кэВ/100 д, а скорость роста между вспышками — по крайней мере $\dot{E}_{\text{cycl}} \sim 1.5$ кэВ/300 д. Если аккреция действительно ответственна за экранирование магнитного поля, скорость роста поля должна оставаться неизменной и во время вспышки, поэтому адвекция должна уменьшать поле даже быстрее, чем наблюдается. Соответствующие времена затухания/всплытия поля $\tau = E_{\text{cycl}}/\dot{E}_{\text{cycl}} \sim 4 - 16$ лет оказываются значительно короче, чем наблюдаемые для других источников и обычно ожидаемые с теоретической точки зрения. Например, для Vela X-1 и Her X-1 скорости падения циклотронной энергии $\sim -9.7 \times 10^{-4}$ кэВ/день [260] и $\sim -7 \times 10^{-4}$ кэВ/день [235, 448] соответственно, что подразумевает $\tau \sim 70 - 155$ лет.

Еще одна проблема этой интерпретации связана со спиновой эволюцией V 0332+53 во время вспышки, которая определяется балансом ускоряющего и тормозящего моментов, действующих на нейтронную звезду [395, 154, 280, 277, 516]. Хотя оба момента возрастают с размером магнитосферы, тормозящий момент более чувствителен к напряженности поля и, следовательно, должен уменьшаться быстрее, чем ускоряющий момент, если собственное поле нейтронной звезды действительно падает на $\sim 5\%$, как предположили [91]. Поэтому можно ожидать увеличения скорости раскрутки нейтронной звезды на фазе спада вспышки. Однако, как сообщается в работе [117] и показано на Рис. 1.10, наблюдается обратное. Наблюдаемая скорость раскрутки уменьшается для заданного темпа аккреции на поздних фазах вспышки, что подразумевает увеличение напряженности магнитного поля на $\sim 30\%$ (в предположении модели моментов из работы [279] и поля $B = 3.4 \times 10^{12}$ Гс; впрочем, аналогичный результат может быть получен для модели [154]). Мы заключаем, таким образом, что спиновая эволюция источника несовместима с затуханием собственного поля, предложенным [91], и должна быть связана с другими факторами. Например можно предположить, что наблюдаемое изменение скорости раскрутки может быть связано с вязкой эволюцией аккреционного диска во время вспышки. Действительно, ожидается, что диск имеет более высокую поверхностную плотность и, следовательно, может глубже проникать

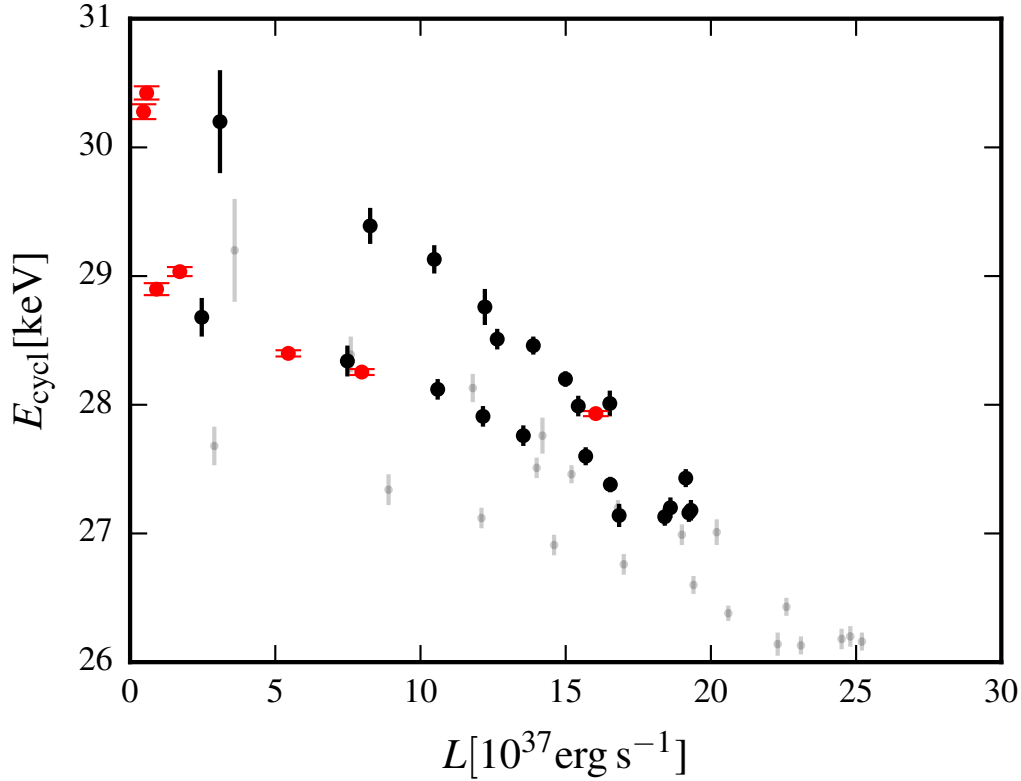


Рис. 1.8: Зависимость энергии циклотронной линии от светимости V 0332+53, наблюдаемая по данным *NuSTAR* в 2015-2016 годах (красные точки). Для справки также нанесена та же корреляция, полученная в работе [91] на основе данных *Swift*/BAT (серые точки). Надо обратить внимание, что предполагаемая спектральная модель и энергетический диапазон, используемый для расчета светимости, различались в двух случаях. Видимый сдвиг примерно на 1 кэВ между двумя приборами, вероятно, связан с различием в их абсолютной энергетической калибровке. Как только этот сдвиг и поправка на светимость приняты во внимание, согласие между данными *Swift* и другими приборами становится приемлемым (черные точки).

в магнитосферу на фазе роста вспышки, что означало бы меньший радиус магнитосферы (при той же напряженности поля нейтронной звезды) и, следовательно, более высокую скорость раскрутки. Отметим, что сопоставимая полная масса аккрецированного вещества во время вспышек 2005 и 2015 годов [91] в сочетании со значительно большей продолжительностью последней вспышки предполагает, что аккреционный диск в этих двух случаях действительно имел разную структуру.

Что же, кроме затухания собственного магнитного поля, могло вызвать наблюдаемое уменьшение циклотронной энергии? Мы отмечаем, что величина падения энергии линии сопоставима с вариацией энергии линии в зависимости от фазы импульса (см. Рис. 1.9) и светимости, поэтому естественно приписать наблюдаемый спад энергии линии изменению геометрической конфигурации области ее формирования. Такое изменение может быть вызвано несколькими факторами, помимо вариации собственного поля нейтронной звезды. Например, изменением эффективного радиуса магнитосферы, на что, как обсуждалось выше, также указывает спиновая эволюция пульсара. В контексте модели [383] циклотронная

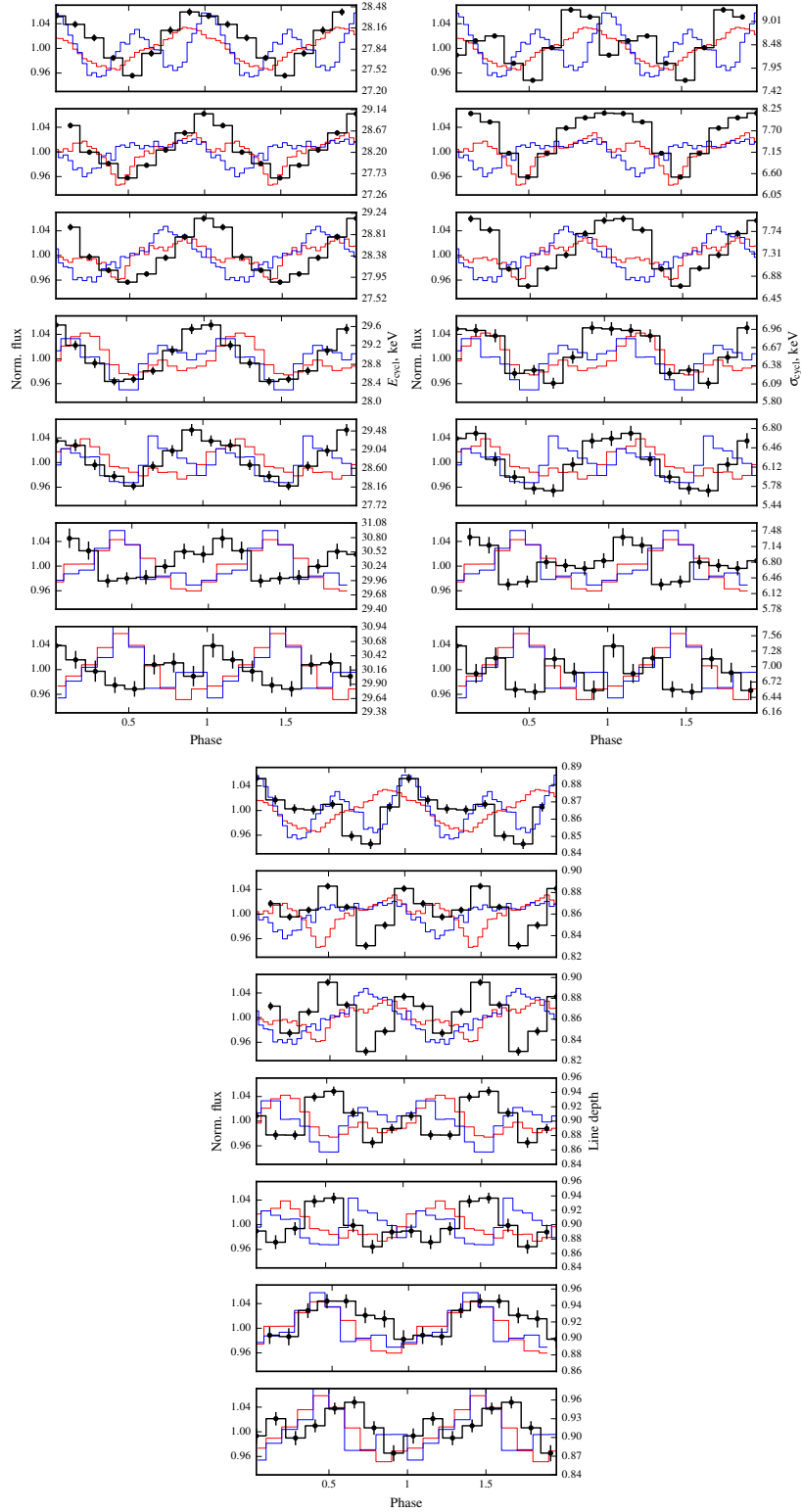


Рис. 1.9: Зависимость параметров циклотронной линии от фазы пульса, наблюдаемая по данным *NuSTAR* (черная гистограмма) при различных светимостях ($L/10^{37} \text{ эрг с}^{-1} = 16.04, 7.98, 5.45, 1.71, 0.91, 0.57, 0.46$ сверху вниз). Также показаны профили импульса в диапазоне 3–15 и 15–80 кэВ (синяя и красная гистограммы). Фаза пульса отдельных наблюдений была выровнена таким образом, что нулевая фаза соответствует максимальной энергии циклотронной линии.

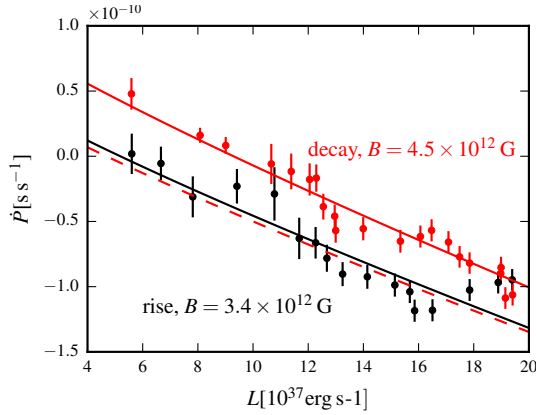


Рис. 1.10: Корреляция темпа раскрутки нейтронной звезды в системе V 0332+53 со светимостью во время стадии нарастания (черные точки) и спада (красные точки) вспышки 2015-2016 гг. [117]. Также для справки показано предсказание модели крутящего момента [279] для значений магнитного поля $B = 3.4 \times 10^{12}$ Гс и $B \sim 4.5 \times 10^{12}$ Гс для стадий нарастания (черная линия) и спада (красная линия) вспышки соответственно. Уменьшение магнитного поля примерно на 5%, предложенное в работе [91], означало бы более высокий темп раскрутки для стадии спада вспышки (по сравнению со стадией нарастания), как показано красной пунктирной линией.

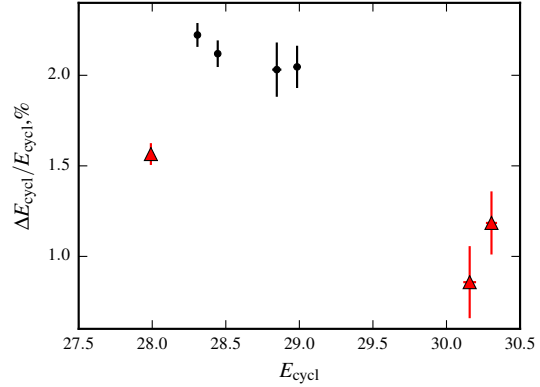


Рис. 1.11: Амплитуда вариаций циклотронной энергии с фазой пульса для стадии спада основной вспышки (черные точки) и для остальных данных (красные треугольники).

линия формируется путем отражения направленного излучения аккреционной колонки от неравномерно освещенной атмосферы нейтронной звезды, поэтому наблюдаемое изменение энергии линии соответствует изменению картины освещения. Ожидается, что основание аккреционной колонки уменьшается при больших радиусах магнитосферы, так как плазма следует вдоль силовых линий, которые в этом случае находятся ближе к магнитному полюсу. Уменьшение основания означает, что аккреционная колонка становится выше для данной светимости и, таким образом, более эффективно освещает экваториальные области нейтронной звезды, что приводит к более низкой наблюдаемой циклотронной энергии, как схематически показано на Рис. 1.12.

Изменения геометрии области излучения должны отражаться в форме профиля импульса. Действительно, профили импульса, наблюдаемые при сопоставимых светимостях на фазе спада вспышки 2015 года и в 2016 году, выглядят существенно иначе, как показано на Рис. 1.9. С другой стороны, в контексте модели отражения в обоих случаях освещается почти вся поверхность нейтронной звезды, поэтому не ожидается резких изменений фазовой зависимости параметров циклотронной линии, что снова качественно согласуется с результатами фазового анализа. Дополнительный аргумент в пользу предложенной интерпретации дает сравнение относительной амплитуды вариации энергии циклотронной линии с фазой импульса в разных наблюдениях. Она оказывается значительно выше для наблю-

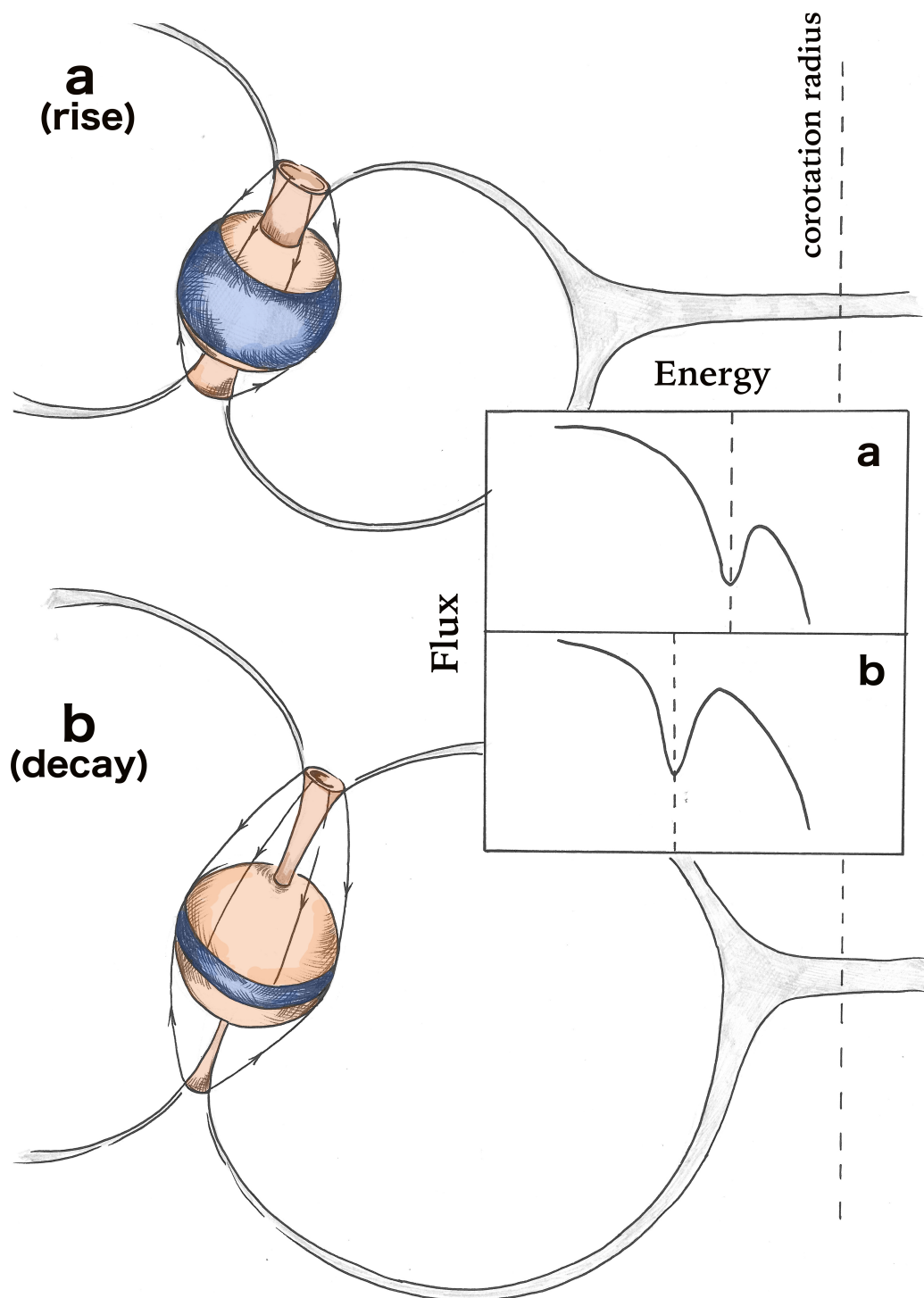


Рис. 1.12: Изменение структуры аккреционного диска и радиуса магнитосферы (относительно радиуса коротации, обозначенного вертикальной линией) влияет как на крутящий момент, действующий на нейтронную звезду, так и на высоту аккреционной колонки. Во время фазы спада вспышки вещество падает ближе к полярным областям, что увеличивает высоту аккреционной колонки, так что картина освещения смещается к экваториальным областям, что подразумевает более низкую наблюдаемую циклотронную энергию.

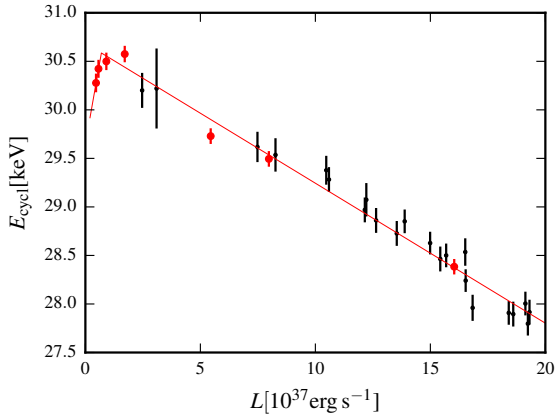


Рис. 1.13: Корреляция циклотронной энергии со светимостью с учетом линейного дрейфа $\dot{E}_{\text{cycl}} = -0.015 \text{ кэВ/д}$ (обозначения те же, что и на Рис. 1.8). Обратите внимание на переход от антикорреляции к корреляции ниже $10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$.

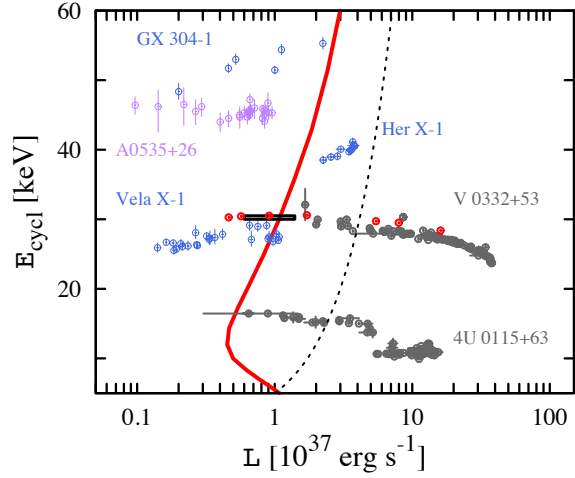


Рис. 1.14: Энергия циклотронной линии как функция светимости для источников, для которых в литературе сообщалось либо о корреляции, либо об антикорреляции. Красные кружки соответствуют данным *NuSTAR* для V 0332+53. Черный прямоугольник соответствует измеренному значению критической светимости. Красная сплошная кривая соответствует теоретическому предсказанию для критической светимости из [338].

дений на фазе спада вспышки, где освещаемая область больше, и, следовательно, большая доля атмосферы звезды вносит вклад в формирование линии, как показано на Рис. 1.11. Отметим, что такое изменение указывает на значительное изменение структуры области излучения независимо от предполагаемой модели формирования циклотронной линии.

Критическая светимость

При высоких светимостях энергия циклотронной линии в V 0332+53, как известно, антикоррелирует с потоком (см. Рис. 1.3 и работу [493]), что согласуется с выводами [91] и результатами, полученными в данной главе для фазы спада вспышки. Однако антикорреляция нарушается при самом низком потоке (см. Рис. 1.8). Действительно, энергия линии хорошо определена в последних двух наблюдениях *NuSTAR* в 2015 году и фактически немного ниже во время более тусклого наблюдения. Сравнение наблюдаемых энергий линии в двух самых тусклых наблюдениях 2015 года подразумевает, таким образом, положительную корреляцию со светимостью с $dE/dL = 0.16(8) \text{ кэВ}/10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$. Для двух наблюдений в 2016 году можно получить $dE/dL = 1.3(7) \text{ кэВ}/10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$, т.е. в четырех из семи наблюдений *NuSTAR* энергия линии растет с потоком; иными словами, антикорреляция, обнаруженная для более высоких потоков не продолжается неограниченно в область низких потоков. Переход от антикорреляции к корреляции ожидается с теоретической точки зрения при достижении критической светимости [23], как это обсуждалось во введении к данной главе.

Предполагая, что такой переход действительно имеет место, его светимость можно

оценить, аппроксимируя данные *NuSTAR* и *Swift*/BAT, скорректированные на линейный дрейф, ломаной линейной функцией, как показано на Рис. 1.13. Это дает $L_{\text{crit}} = 0.7^{+0.7}_{-0.1} \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ с $E_{\text{cycl}} = 30.58(7) - 0.144(4)(L - L_{\text{crit}})/10^{37} \text{ кэВ}$ выше критической светимости, и $E_{\text{cycl}} = 30.58(7) + 1.4(1.2)(L - L_{\text{crit}})/10^{37} \text{ кэВ}$ ниже нее. Заметим, что, хотя значение критической светимости, по-видимому, хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями, как показано на Рис. 1.14, как уровень значимости, так и полученные параметры могут зависеть от предположений о том, что энергия линии уменьшалась линейно во время гигантской вспышки и полностью восстановилась между двумя вспышками. С другой стороны, наклон антикорреляции при высоких потоках, который должен быть менее чувствителен к любому из этих предположений, хорошо согласуется со значением, приведенным в работе [493].

Мы заключаем, таким образом, что данные *NuSTAR* позволили открыть переход от антикорреляции к корреляции энергии циклотронной линии с потоком, т.е. измерить критическую светимость. Как показано на Рис. 1.14, данная светимость согласуется с теоретическими предсказаниями для появления аккреционной колонки.

1.3 Заключение к первой главе

В первой главе были рассмотрены спектральные свойства рентгеновских пульсаров и их связь с режимами аккреции. Особое внимание уделено эволюции циклотронной линии и её диагностическому потенциалу для изучения структуры излучающих областей на поверхности нейтронной звезды. В результате:

- Проведён анализ эволюции циклотронной энергии, позволивший установить связь между режимом аккреции и наблюдаемыми спектральными характеристиками рентгеновских пульсаров. Показано, что переход от докритического к сверхкритическому режиму сопровождается сменой знака корреляции между энергией циклотронной линии и светимостью, что отражает изменение геометрии излучающих областей.
- На основе наблюдаемой эволюции спектральных параметров определена критическая светимость для транзиентного рентгеновского пульсаров V 0332+53. Полученное значение согласуется с теоретическими оценками и демонстрирует, что наблюдательные данные позволяют надёжно фиксировать момент перехода между режимами аккреции. Это создаёт основу для дальнейшего использования спектральных характеристик как диагностического инструмента.
- Учтён долговременный дрейф циклотронной энергии, который ранее мог приводить к неверной интерпретации изменений магнитного поля. Показано, что часть наблюдаемых вариаций обусловлена геометрическими эффектами — изменением высоты излучающих областей и структуры аккреционного потока. Это позволило отделить эволюцию магнитного поля во времени от эффектов, связанных с конфигурацией аккреционной колонки.

Глава 2

Структура магнитного поля нейтронных звезд из стохастической переменности потока

2.1 Введение

С момента зарождения рентгеновской астрономии стало очевидно, что поток излучения от аккрецирующих рентгеновских двойных систем демонстрирует сильную аperiodическую переменность (см., например, [394, 362]). Почти сразу после открытия, шум в рентгеновских кривых блеска аккрецирующих двойных (как, например, Cyg X-1) был объяснен как суперпозиция случайно возникающих вспышек рентгеновского излучения (импульсов) схожей длительности (модель дробового шума (the shot noise model), [471]). Это помогло объяснить форму спектров мощности различных рентгеновских источников.

Однако накопление большего количества данных поставило серьезные вопросы перед этой парадигмой. В частности, было очень трудно объяснить огромный диапазон временных масштабов переменности потока излучения, наблюдаемых в некоторых источниках (см., например, [72]), и линейную корреляцию между амплитудой переменности и средним потоком от источников [501]. Действительно, чтобы объяснить наблюдаемую большую амплитуду переменности, отдельные вспышки/импульсы в модели дробового шума должны быть очень мощными. Следовательно, эти вспышки должны исходить из самой внутренней области аккреционного потока, где высвобождается большая часть энергии. Характерные временные масштабы в этой области очень короткие – миллисекунды или десятки миллисекунд для компактных объектов звездной массы. Однако очень часто, например, в мягком/высоком состоянии аккрецирующих двойных систем, наблюдаемые спектры мощности имеют форму степенного закона, простирающегося до частот $10^{-5} - 10^{-6}$ Гц, то есть временных масштабов на 5-7 порядков длиннее, чем все временные масштабы, характерные для области основного энерговыделения [72, 159].

Очень многообещающей моделью для объяснения аperiodической рентгеновской переменности аккрецирующих источников является модель "распространения возмущений" [298, 72, 243, 11]. В этой модели переменность рентгеновского потока вызвана вариациями мгновенного значения темпа аккреции вещества во внутренних областях аккреционного диска. В свою очередь, вариации темпа аккреции обусловлены возмущениями, вызванными стохастическими вариациями вязких напряжений в диске. В этой модели наблюдаемая переменность представляет собой мультипликативную суперпозицию возмущений, возника-

ющих на разных радиусах. Низкочастотные вариации формируются на больших радиусах диска, тогда как высокочастотные — во внутренних областях. Предполагая, что относительные амплитуды возмущений темпа аккреции вещества одинаковы на всех радиусах, спектр мощности исходящего излучения естественным образом будет иметь вид самоподобного степенного закона с наклоном $-1 \dots -1.5$ до максимальных частот, которые могут быть сгенерированы в диске [298]. Прямое магнитогидродинамическое моделирование аккреционных потоков (см., например, [41, 19, 198]) подтверждает эту полу-феноменологическую модель. В частности, эти симуляции показывают, что возмущения в мгновенном темпе аккреции, генерируемые на любом заданном радиусе диска, имеют характерный временной масштаб, пропорциональный локальному динамическому времени.

Данная модель апериодической переменности рентгеновского потока подразумевает, что присутствие краев аккреционного диска, как внешних, так и внутренних, должно отражаться в свойствах шума рентгеновского излучения. Признаки внешних краев аккреционных дисков были найдены в работе [159] в низкочастотных частях спектров мощности маломассивных рентгеновских двойных систем.

Аккреционные диски вокруг компактных звезд в рентгеновских двойных системах также должны иметь внутренние края, которые должны проявляться в спектре мощности их рентгеновских кривых блеска. В частности, в спектре мощности ожидается наличие определенного излома на характерной частоте, генерируемой на внутреннем крае диска. На частотах ниже этого излома спектр мощности, как ожидается, будет производиться в аккреционном диске и иметь самоподобный наклон около $-1.0 \dots -1.5$ [298, 72, 159, 407], в то время как на более высоких частотах характер потока меняется, и наклон спектра мощности может быть другим.

В аккрецирующих рентгеновских пульсарах и промежуточных полярах центральный компактный объект (нейтронная звезда или белый карлик) имеет сильное магнитное поле, которое нарушает дискообразный аккреционный поток на магнитосферной границе, или даже полностью предотвратит формирование аккреционного диска (в случае полярных), разделяя поток на две отдельные части — аккреционный диск и магнитосферный поток. Шумовые свойства этих потоков могут быть очень разными.

Данное предположение было подтверждено в работе [406]. Это наглядно демонстрируется на Рис. 2.1, где показаны графики спектров мощности шума нескольких постоянных рентгеновских пульсаров, включая Cen X-3, 4U 1626–67, Vela X-1, 4U 1538–52, GX 301–2, X Persei, GX 1+4, а также магнитного белого карлика (поляра) AM Her. Частотная шкала их спектров мощности нормализована путем умножения на период пульсации источников. Переменность, связанная с пульсациями, была удалена из исходных рентгеновских кривых блеска.

Видно, что все спектры мощности аккрецирующих рентгеновских пульсаров показывают четкие изломы примерно на их частоте вращения. Выше частоты излома все они имеют схожий наклон степенного закона, независимо от формы спектра ниже нее. В рамках модели распространения возмущений [298, 72] можно интерпретировать этот наблюдательный факт как признак усечения аккреционного диска и его преобразования в магнитосферный поток.

Близость частоты излома в спектре мощности к частоте вращения (которая в случае постоянных рентгеновских пульсаров близка к частоте кеплеровского вращения вокруг компактного объекта на внутреннем крае аккреционного диска) позволяет заключить, что характерный временной масштаб переменности, производимой на некотором расстоянии от центрального компактного объекта, близок к локальному кеплеровскому временному мас-

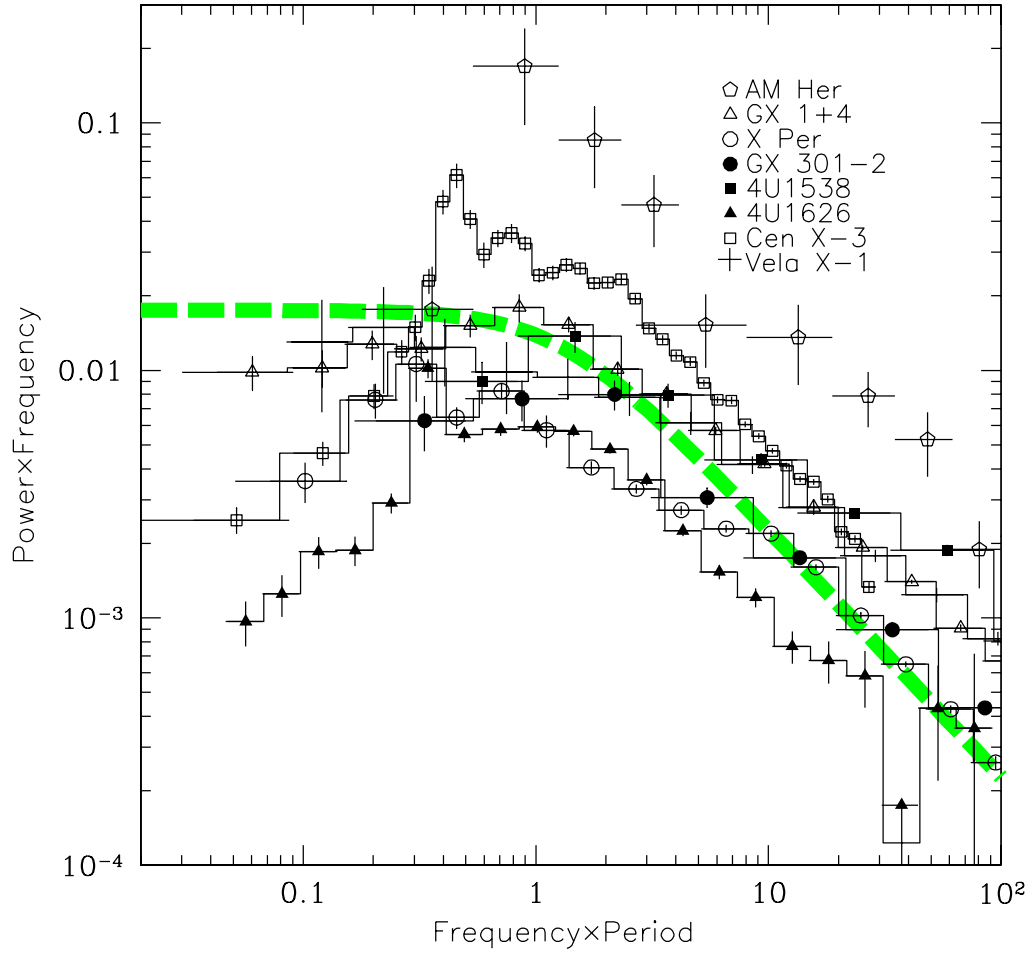


Рис. 2.1: Спектры мощности стационарных рентгеновских пульсаров, питаемых аккрецией. Частота, показанная по оси x , выражена в единицах частоты вращения компактного объекта. Для сравнения с наблюдаемыми профилями, зеленая пунктирная кривая показывает аналитическую модель $P \propto f^{-1} (1 + (f/f_0)^2)^{-0.5}$.

штабу.

Рис. 2.1 показывает, что выше частоты излома спектр мощности переменности потока обычно представляет собой степенной закон с наклоном, близким к ~ -2 . Нельзя исключить, что такой наклон является свойством магнитосферной аккреции, однако следует отметить, что аналогичные наклоны спектров мощности иногда наблюдаются в аккрецирующих системах без магнитосферной аккреции, например, в немагнитных катаклизмических переменных (см., например, [246, 368]).

Изменение размера магнитосферы с изменением темпа аккреции

Если такая интерпретация формы спектров мощности аккрецирующих пульсаров верна и частота излома действительно отражает временной масштаб генерации шума на внутренней границе аккреционного диска/потока, ее значение должно зависеть от темпа аккреции вещества на компактный объект. Увеличение темпа аккреции уменьшает размер магнито-

сферы (и, следовательно, внутренний радиус диска) и выводит систему из коротации, поэтому характерная частота на внутреннем крае диска/потока увеличивается (см. Рис. 2.2). Подобная ситуация должна наблюдаться и в случае ярких промежуточных полярных (аккрецирующих замагниченных белых карликов), которые, как правило, всегда находятся вне коротации.

Данную гипотезу можно проверить, исследуя спектры мощности ярких транзистентных рентгеновских пульсаров (таких как А 0535+26, 4U 0115+63, V 0332+53, KS 1947+300 и др.), которые демонстрируют широкий диапазон светимостей во время вспышек, и спектры мощности ярких промежуточных полярных (например, V1223 Sgr). В качестве примера на Рис. 2.3 показаны спектры мощности пульсара А 0535+26 во время яркой вспышки от него в 2005 году и промежуточного полярного V1223 Sgr. Спектры мощности А 0535+26 были усреднены по двум временным интервалам: а) с малой рентгеновской светимостью ($L_x \sim 10^{36}$ эрг/с) и б) с более высокой светимостью ($L_x \sim 10^{37}$ эрг/с). Спектр мощности V1223 Sgr усреднен по всем общедоступным наблюдениям обсерватории *RXTE*.

Из Рис. 2.3 видно, что спектры мощности А 0535+26 в разных состояниях светимости значительно отличаются на частотах выше частоты пульсации, в то время как на более низких частотах спектры почти идентичны. Различие на высоких частотах по сути является проявлением дополнительного шумового компонента, который, предположительно, генерируется в кольце аккреционного диска между радиусами, соответствующими размеру магнитосферы при высоком темпе аккреции (малый радиус) и низком темпе аккреции (большой радиус). Спектр мощности V1223 Sgr очень похож на спектр А 0535+26 в ярком состоянии. Это сходство отражает тот факт, что обе системы находятся вне коротации – магнитосферы сжимаются возросшим аккреционным потоком, и внутренние части дисков вращаются быстрее, чем центральный объект.

Если характерная частота f_0 шума на магнитосферной границе R_m пропорциональна частоте кеплеровского вращения ν_K вещества на внутреннем крае аккреционного диска $R_{in} \approx R_m$, мы можем связать наблюдаемую частоту излома с мгновенным значением темпа аккреции вещества $\dot{M}$ (см., например, [388, 267, 99, 34]):

$$2\pi\nu_K = (GM)^{1/2} R_m^{-3/2}$$

где R_m это радиус магнитосферы, задаваемый уравнениями (7) и (9), μ — дипольный магнитный момент нейтронной звезды. Поэтому мы можем ожидать, что частота излома в спектре мощности будет следовать зависимости:

$$f_b \propto \nu_K = \Omega_K(R)/2\pi = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{GM}{R^3}} \propto (GM)^{10/14} \mu^{-6/7} \dot{M}^{3/7} \quad (2.1)$$

Именно это и наблюдается во время эволюции вспышки излучения от А 0535+262 по данным обсерватории *RXTE* в 2005 году. Зависимость частоты излома (f_b в ур. (2.1)) от рентгеновского потока А 0535+262 показана на Рис. 2.4 (точки с ошибками). Для этого графика использовались все наблюдения *RXTE* во время этой вспышки после $\sim$ MJD 53613, когда установился стабильный режим аккреции (см. [53, 376]). Интересно отметить, что зависимость $f \propto L_x^{3/7}$ ранее была установлена для частоты квазипериодических осцилляций в спектре мощности А 0535+26, обнаруженных во время его гигантской вспышки в 1994 году [136]. Авторы утверждали, что осцилляции возникают на внутренней границе аккреционного диска и связаны либо с кеплеровским вращением на внутреннем крае диска, либо с частотой биений между кеплеровским вращением и вращением магнитосферы нейтронной звезды (см., например, [6]).

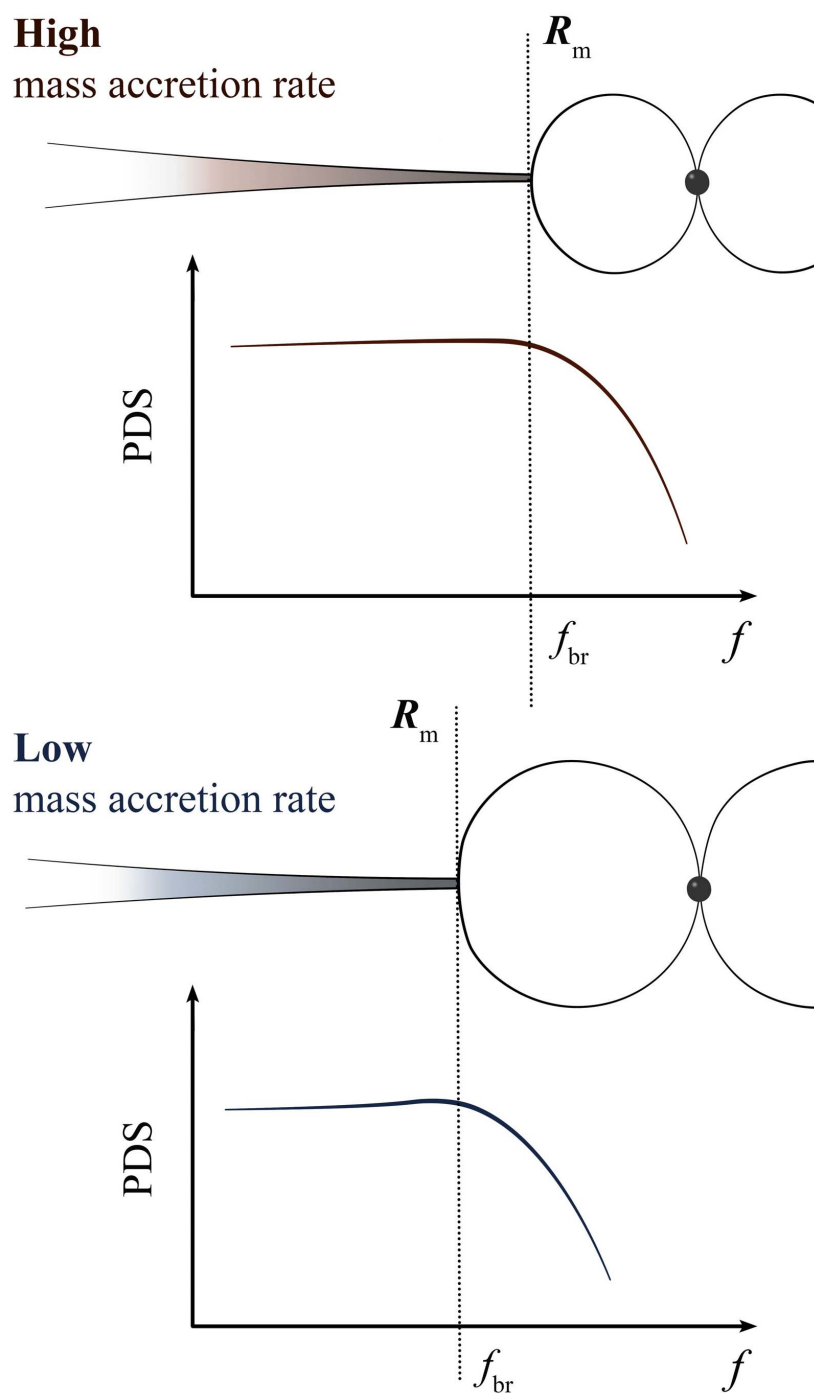


Рис. 2.2: Структура взаимодействия диска и магнитосферы при разных темпах аккреции в рентгеновских пульсарах и соответствующие изменения наблюдаемого спектра мощности. В спектре наблюдается излом на кеплеровской частоте (или частоте динамо, которая пропорциональна локальной кеплеровской частоте) на внутреннем радиусе диска. Таким образом, увеличение темпа аккреции и соответствующее уменьшение внутреннего радиуса диска приводят к смещению излома в область более высоких частот.

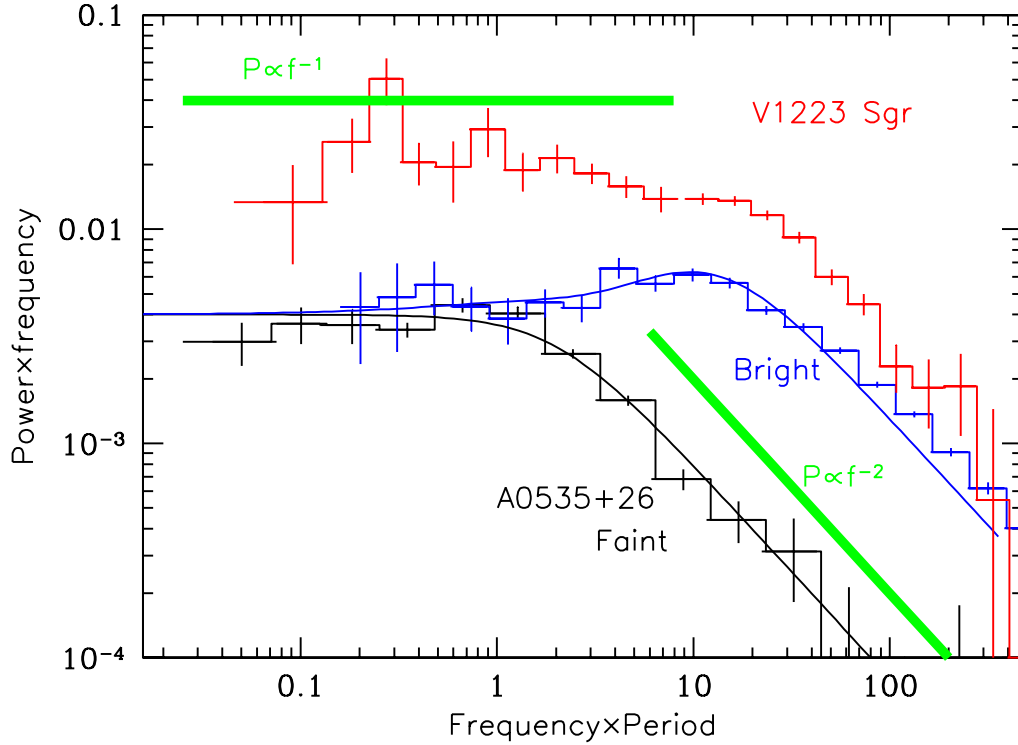


Рис. 2.3: Спектры мощности аккрецирующего рентгеновского пульсара А 0535+26 при низком темпе аккреции (обозначен как "Faint") и в режиме сильного раскручивания во время вспышки (обозначен как "Bright"). Верхняя гистограмма показывает спектр мощности яркого промежуточного поляра V1223 Sgr.

Фактически это дает возможность использовать данные измерения для продолжения показанной на Рис. 2.4 корреляции в регион более высоких светимостей. Зависимость частоты квазипериодических осцилляций от рентгеновского потока во время вспышки 1994 года, правильно перенормированная (см. [406]), показана на Рис. 2.4 (пустые круги). Видно, что зависимость идеально продолжает наблюдаемую зависимость частоты излома от потока (точки с ошибками) и соответствует предсказаниям ур. (2.1) (пунктирная линия).

Выраженные особенности квазипериодических осцилляций, подобные тем, что были обнаружены у А 0535+26 [136], не всегда наблюдаются в спектрах мощности аккрецирующих рентгеновских пульсаров. С другой стороны, излом в спектре мощности более повсеместен, и поэтому диагностика аккреционного потока, основанная на частоте излома, может быть применена к большим наборам данных. Например, частота излома в спектре мощности шума может быть использована как оценка дипольного магнитного момента компактных объектов с помощью ур. (2.1). Именно этому и посвящены следующие разделы данной главы.

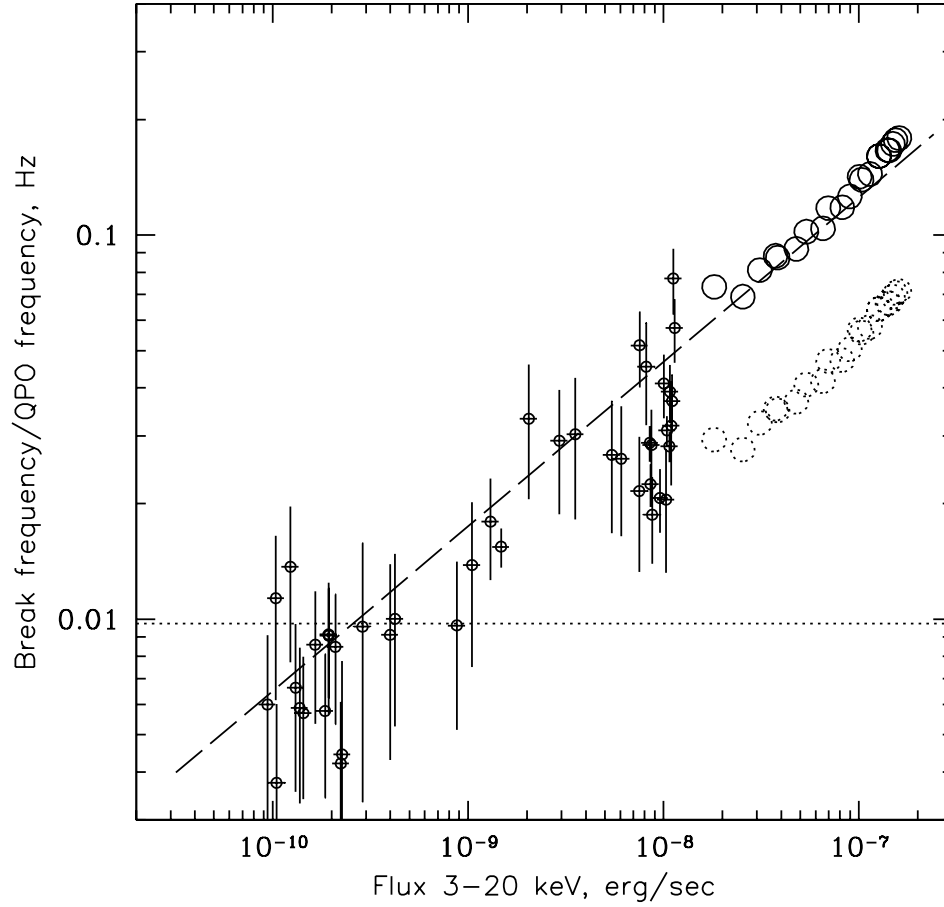


Рис. 2.4: Зависимость частоты излома в спектре мощности А 0535+26 от потока рентгеновского излучения в диапазоне 3-20 кэВ (точки с ошибками). Зависимость частоты квазипериодических осцилляций, наблюдаемых во время вспышки источника в 1994 году [136], показаны пустыми пунктирными кругами. Сплошные пустые круги показывают результаты из работы [136], когда частота квазипериодических осцилляций пересчитывается в частоту излома как $f_{break} = 2.5 \times f_{QPO}$ (см. [406]). Штриховая линия показывает предсказание простейшей "магнитосферной" модели частоты излома $f_b \propto L_x^{3/7}$. Пунктирная линия показывает частоту вращения нейтронной звезды.

2.2 Использование свойств аperiodической переменности излучения для ограничения структуры магнитного поля нейтронных звезд

В данном разделе метод, изложенный выше, применяется к большой выборке аккрецирующих магнитных компактных объектов, охватывающих широкий диапазон величин магнитных моментов: от аккрецирующих миллисекундных пульсаров на нижнем конце до промежуточных полярных на верхнем конце этого диапазона. Это позволит проверить является ли физическая картина взаимодействия аккреционного диска с магнитным полем схожей во всех таких системах.

Для этого исследуются свойства одиннадцати рентгеновских пульсаров, трех аккрецирующих миллисекундных пульсаров и трех промежуточных полярных. В данном исследо-

вании мы используем значения параметров, как взятые из литературы, так и значения, измеренные в нашем собственном анализе. Соответствующие параметры суммированы в Таблице 2.1.

Рентгеновские пульсары

Для сильно замагниченных аккрецирующих нейтронных звезд были определены частоты изломов в спектрах мощности, используя данные полученные прибором РСА на борту обсерватории *RXTE*. Светимости были рассчитаны на основе расстояний до источников из литературы [478, 18, 416, 12], и перечисленных в Таблице 2.1.

Одним из наиболее интересных объектов из нашей выборки рентгеновских пульсаров является Нег X-1. Это постоянный пульсар, аккрецирующий вещество со своего компаньона HZ Нег через аккреционный диск, который, как считается, наклонен и искривлен. Система видна почти с ребра, поэтому затмение прецессирующим аккреционным диском вызывает 35-дневную суперорбитальную периодичность в рентгеновской светимости с чередующимися состояниями "включено" и "выключено" [151]. Мы исследовали репрезентативную фазу "включено" в районе MJD 50710 и посчитали ее наиболее надежной для измерения спектра мощности, когда источник наименее затмен диском.

Аккрецирующие миллисекундные пульсары

Чтобы включить источники со слабыми магнитными полями, мы выбрали примеры из литературы. Спектры мощности этих объектов обычно описываются рядом отдельных лоренцевских компонент (см., например, [7]), поэтому определение излома в спектре не очень очевидное. Мы интерпретировали самую высокочастотную компоненту квазипериодических осцилляций как признак самой быстрой переменности, создаваемой в аккреционном диске на внутреннем радиусе [502, 48]. Напряженности магнитных полей были определены в литературе из спектрального анализа (IGR J17480–2446 [322]), на основе анализа формы профиля импульса (SAX 1808.4–3658 [202]) и на основе скорости замедления пульсаций (IGR J17511–3057 [369]).

Промежуточные поляры

Авторы работы [405] изучали тип аккрецирующих белых карликов, промежуточные поляры, где аккреционные диски усекаются магнитным полем белого карлика. Авторы показали, что переменность потока этих объектов в оптическом диапазоне также следует ломаному степенному закону, в котором излом может быть связан с радиусом усечения диска, аналогично рентгеновским пульсарам. Аналогичное исследование было проведено в работе [460] в рентгеновском диапазоне, где одновременная аппроксимация частоты излома и энергетического спектра использовалась для определения массы и радиуса, а также напряженности магнитного поля нескольких белых карликов. Таким образом, их результаты оказались полезными для нашего анализа, чтобы расширить выборку источников до магнитных моментов, больших, чем у рентгеновских пульсаров. Более того, для двух источников магнитный момент был измерен независимо. Поляриметрия была использована в работе [378] для источника NY Lyr, чтобы получить нижний предел $B > 4$ МГс. В работе [513] аппроксимировались энергетические спектры источника GK Per в состояниях вспышки и покоя, чтобы определить напряженность магнитного поля 5×10^5 Гс. В качестве третьего примера белого карлика мы выбрали вспыхивающий источник EX Hya.

Таблица 2.1: Ключевые значения, связанные с внутренним радиусом диска для всех объектов из нашей выборки: f_b – частота излома, f_{spin} – частота пульсации, B – напряженность магнитного поля, $\dot{M}$ – темп аккреции вещества и d – расстояние. Расстояния для рентгеновских пульсаров взяты из [12], если не указано иное. Частоты излома, отмеченные звездочкой, были измерены в спектрах мощности, усредненных по нескольким наблюдениям. Значения для промежуточных поляров были измерены в работе [460], если не приведена иная ссылка.

Рентгеновские пульсары	f_b [Гц]	f_{spin} [Гц]	B [10^{12} Гс]	μ [10^{30} Гс см ³]	$\dot{M}$ [10^{16} г с ⁻¹]	d [кпк]
1A 0535+262	0.14 ± 0.02	0.00969	5.1 ± 0.1^1	8.8 ± 0.1	56.8 ± 0.7	2.1 ± 0.3
1A 1118-616	0.28 ± 0.03	0.00250	6.2^2	10.7 ± 0.1	7.4 ± 0.2	2.9 ± 0.3
4U 0115+63	0.29 ± 0.02	0.277	1.3 ± 0.1^3	2.2 ± 0.1	35 ± 3	7 ± 1^4
Cep X-4	0.030 ± 0.008	0.0151	3.4^5	5.4 ± 0.1	19.5 ± 0.5	10 ± 2^6
GRO J1008-57	$0.25 \pm 0.02^*$	0.0107	8.7 ± 0.3^7	15.0 ± 0.3	10 ± 1	3.6 ± 0.5^8
GRO J1744-28	100 ± 10	2.14	$0.50 \pm 0.02^{9,10}$	0.86 ± 0.02	49 ± 5	8^{11}
GX 304-1	0.41 ± 0.04	0.00364	6.1 ± 0.1^{12}	10.5 ± 0.1	11.6 ± 0.2	2.0 ± 0.2
Her X-1	6.5 ± 0.2	0.808	4.5 ± 0.1^{13}	7.8 ± 0.2	19.7 ± 0.3	5.0 ± 0.7
MXB 0656-072	$1.08 \pm 0.03^*$	0.00629	3.7^{14}	6.4 ± 0.1	28 ± 3	5 ± 2
V 0332+53	0.206 ± 0.006	0.229	2.9 ± 0.2^{15}	5.0 ± 0.2	25 ± 3	5 ± 1^4
XTE J1946-274	$1.05 \pm 0.02^*$	0.0635	4^{16}	6.9 ± 0.1	90 ± 10	13 ± 4
Миллисек. пульсары	f_b [Гц]	f_{spin} [Гц]	B [10^8 Гс]	μ [10^{30} Гс см ³]	$\dot{M}$ [10^{16} г с ⁻¹]	d [кпк]
IGR J17480-2446	851 ± 4^{17}	11.0^{18}	30 ± 10^{19}	0.0015 ± 0.0003	59 ± 3^{20}	6 ± 2^{11}
IGR J17511-3057	250 ± 20^{21}	245^{22}	$< 3.5^{23}$	< 0.0004	$4.7 \pm 0.3^{21,24}$	$5 \pm 1^{25,26}$
SAX 1808.4-3658	700 ± 10^{27}	401^{28}	0.8 ± 0.5^{29}	0.0003 ± 0.0002	1.9^{30}	3.5 ± 0.1^{31}
Промежуточные поляры	f_b [Гц]	f_{spin} [Гц]	B [МГц]	μ [10^{30} Гс см ³]	$\dot{M}$ [10^{16} г с ⁻¹]	d [пк]
EX Hya	0.013	0.000249	0.029	13.75 ± 0.03	$(13.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$	57.0 ± 0.2
GK Per	0.0017	0.00285	0.5^{32}	180 ± 40	79 ± 3	442 ± 9
NY Lup	0.0005	0.00144	$> 4^{33}$	> 500	21 ± 2	1270 ± 50

¹[470], ²[115], ³[490], ⁴[416], ⁵[319], ⁶[478, 18], ⁷[31], ⁸[408], ⁹[108], ¹⁰[93], ¹¹[361], ¹²[537], ¹³[448], ¹⁴[310], ¹⁵[489], ¹⁶[107], ¹⁷[7], ¹⁸[458], ¹⁹[322], ²⁰[275], ²¹[218], ²²[218], ²³[305], ²⁴[369], ²⁵[8], ²⁶[201], ²⁷[48], ²⁸[527], ²⁹[202], ³⁰[105], ³¹[147], ³²[513], ³³[378].

Связь магнитного поля и частоты излома в спектре мощности

Для интерпретации получаемых результатов мы используем уравнение (2.1) для кеплеровской частоты на радиусе магнитосферы, $f_{K,m} = f_K(R_m)$, переписанное в более удобной для анализа форме:

$$f_{K,m} \simeq 0.1 k^{-3/2} m^{5/7} \dot{M}_{16}^{3/7} \mu_{30}^{-6/7} \text{ Гц}, \quad (2.2)$$

где k — параметр, описывающий геометрию аккреционного потока, $m = M/M_\odot$ — масса компактного объекта в единицах масс Солнца, $\dot{M}_{16}$ — темп аккреции вещества в единицах 10^{16} г с^{-1} , μ_{30} — дипольный магнитный момент в единицах 10^{30} Гс см^3 . Мы принимаем $k = 0.5$, вокруг которого обычно находятся значения, найденные в теоретических и численных моделях аккреционного диска (см., например, [153]). В этой работе мы также предполагаем для нейтронной звезды $m = 1.4$ и $R = 12 \text{ км}$ [463]. Массы и радиусы для белых карликов были взяты из работы [460].

Поскольку нас особенно интересует магнитный момент компактного объекта, полезно рассмотреть частоту излома, которая была бы нормирована по отношению к его массе и темпу аккреции вещества, меняющимся в зависимости от типа объекта и от наблюдения к наблюдению соответственно:

$$f_{b,\text{norm}} = f_b \left(\frac{M}{1.4M_\odot} \right)^{-5/7} \left(\frac{\dot{M}}{6.46 \times 10^{16} \text{ г с}^{-1}} \right)^{-3/7}, \quad (2.3)$$

в которой $6.46 \times 10^{16} \text{ г с}^{-1}$ соответствует светимости нейтронной звезды $10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$. Нормированная частота излома зависит только от магнитного момента как $f_{b,\text{norm}} \propto \mu_{30}^{-6/7}$.

Хотя кеплеровское движение вещества в диске служит основой для нашей интерпретации спектров мощности, сама частота излома может не совпадать с $f_{K,m}$. Чтобы оценить вероятный диапазон частот для положения излома, следует учитывать и другие характерные временные масштабы переменности в диске. В частности, предполагается, что темп аккреции может колебаться на временном масштабе магнитного динамо, который связан со временем перестройки магнитного поля диска [231]. Таким образом, можно ожидать, что частота излома будет соответствовать частоте динамо f_d на самом внутреннем радиусе [331]. Частота динамо прямо пропорциональна кеплеровской частоте, но меньше нее в несколько раз, поэтому коэффициент k_d связывает две частоты как $f_d = f_K/k_d$. Точное значение коэффициента зависит от деталей магниторотационной неустойчивости: например, наблюдательные результаты дают $k_d \approx 2$ [111], что соответствует более ранней работе [153]. Таким образом, для рентгеновских пульсаров кеплеровская частота представляет собой верхний предел для частоты излома, а в качестве нижнего предела мы берем частоту динамо, соответствующую коэффициенту $k_d = 10$, приведенному в работе [231]. Зависимости от физических параметров нейтронной звезды в любом случае одинаковы, и $f_{b,\text{norm}}$ может быть использована для анализа.

Частота излома имеет относительно слабую зависимость от всех параметров, и поэтому если мы хотим зарегистрировать значимую зависимость, важно исследовать ее для широкого диапазона магнитных моментов (ситуация с темпом аккреции несколько проще, поскольку существуют объекты, светимость которых варьируется более чем на пять порядков, [120]). Такое исследование подразумевает, что необходимо рассмотреть очень разнородную выборку объектов, но, к счастью, $f_{b,\text{norm}}$ можно сравнить как между рентгеновскими пульсарами, так и промежуточными полярами.

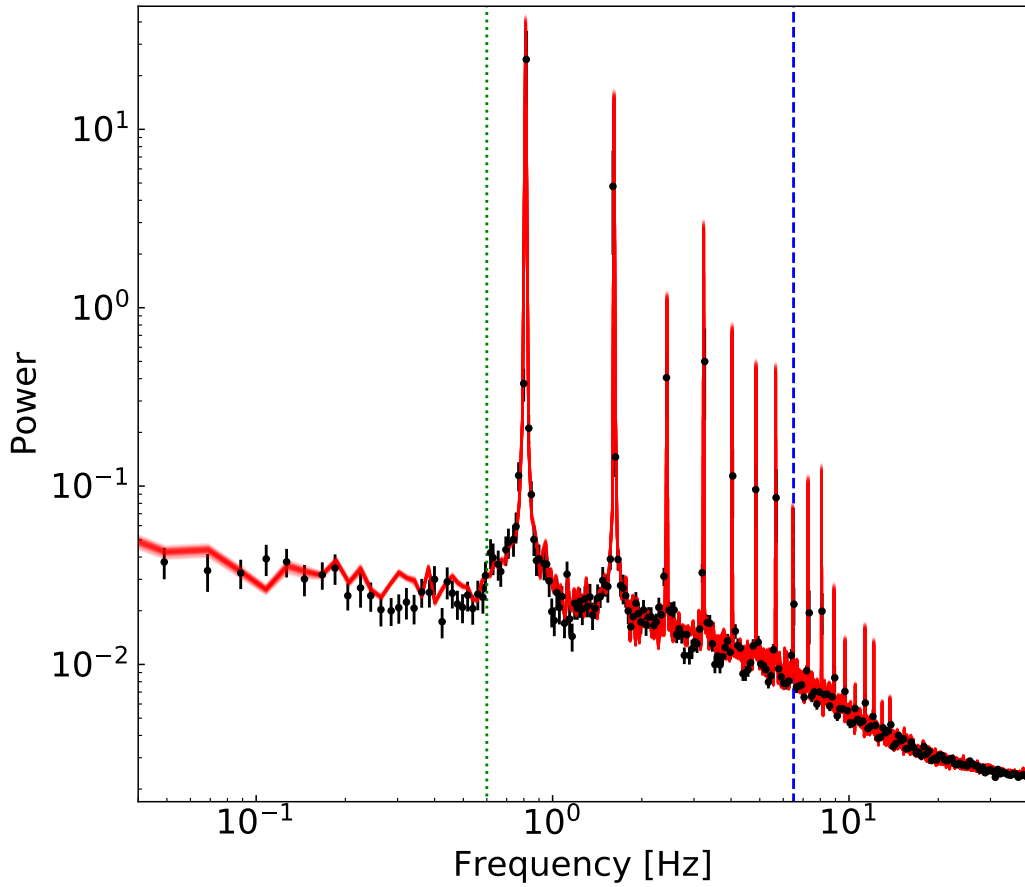


Рис. 2.5: Спектр мощности пульсара Her X-1, полученный в состоянии со светимостью $(3.05 \pm 0.05) \times 10^{37}$ эрг s^{-1} . Красная линия показывает модель ломаного степенного закона с наложенными пульсациями. Синяя пунктирная вертикальная линия соответствует измеренной частоте излома, в то время как зеленая пунктирная линия показывает излом, который ожидается для магнитного поля, оцененного по энергии циклотронной линии и предполагающего дипольную конфигурацию поля.

Результаты сравнения частоты излома для разных источников

Спектр мощности Her X-1 показывает типичную аperiodическую переменность, модулированную периодическим сигналом: континуум похож на ломаный степенной закон с наложенными гармониками пульсации на частоте $f_p = 0.81$ Гц. Данные представлены на Рис. 2.5 вместе с моделью, состоящей из ломаного степенного закона с наложением пульсаций и высших гармоник. Примечательно, что частота излома измеряется как 6.5 ± 0.2 Гц, что на порядок выше, чем ожидаемая $f_K(R_m) \approx 0.6$ Гц, основанная на магнитном поле, измеренным по циклотронной энергии.

Если мы консервативно примем, что измеренная частота излома $f_b = 6.5 \pm 0.2$ Гц в спектре мощности Her X-1 соответствует кеплеровской частоте на внутреннем радиусе аккреционного диска, из ур. (2.1) мы получим радиус $R = (4.9 \pm 0.1) \times 10^7$ см. По сравнению с магнитосферным радиусом, рассчитанным для дипольного поля, оцененного по циклотрон-

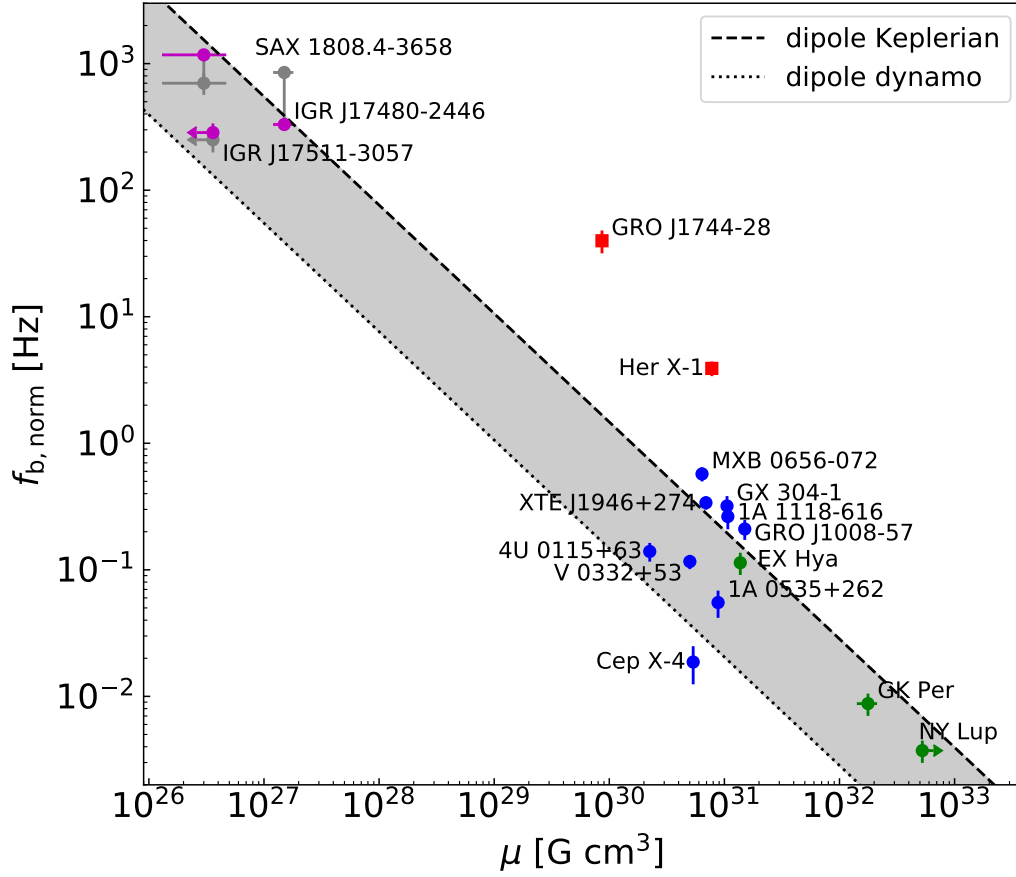


Рис. 2.6: Нормированные частоты изломов $f_{b, \text{norm}}$, заданные уравнением (2.3), для источников из нашей выборки, построенные в зависимости от их магнитных моментов μ . Различные цвета обозначают различные типы объектов: фиолетовый соответствует миллисекундным пульсарам с килогерцовыми квазипериодическими осцилляциями (серые — немасштабированные измерения), синий — рентгеновские пульсары и зеленый — промежуточные полярары. Красные квадраты — это источники, не вписывающиеся в рамки простого магнитосферного обрезания диска дипольным магнитным полем, и обсуждаемые в текущем и следующем разделах данной главы. Серая полоса показывает теоретическое предсказание для вероятного диапазона частот изломов: верхний предел (штриховая линия) — это кеплеровская частота на магнитосферном радиусе для чисто дипольного поля с $k = 0.5$. Нижний предел (пунктирная линия) показывает частоту динамо, оцененную как одна десятая от кеплеровской частоты для дипольной конфигурации поля.

ной энергии, этот радиус в шесть раз меньше. Расхождение еще больше, если мы будем рассматривать частоту динамо вместо кеплеровской.

Это расхождение становится еще более очевидным по сравнению с другими источниками. Чтобы проиллюстрировать это, мы объединили измеренные или собранные из литературы значения частоты излома и оценки магнитного поля для всех объектов в нашей выборке. Как обсуждалось выше, ожидается, что частота излома будет зависеть как от магнитного момента компактного объекта, так и от темпа аккреции в данный момент времени,

а также от массы компактного объекта. Поэтому на Рис. 2.6 мы построили график нормализованной частоты излома $f_{b, \text{norm}}$, заданной уравнением (2.3), в зависимости от дипольного магнитного момента μ . На данном рисунке для источников с низкими магнитными моментами (аккрецирующие миллисекундные пульсары) также показаны исходные частоты квазипериодических осцилляций, принятые за частоту излома. Неопределенность в расстоянии здесь не была учтена, но она относительно мала в большинстве случаев, учитывая слабую зависимость частоты излома от темпа аккреции вещества.

Как видно из Рис. 2.6, частота излома хорошо согласуется с величиной $\mu^{-6/7}$ для широкого диапазона рассмотренных магнитных моментов. Это согласуется с ожиданием, что частота излома связана с кеплеровским временным масштабом на внутреннем радиусе аккреционного диска, усеченного магнитосферой компактного объекта. Большинство источников имеют излом выше расчетной частоты динамо $\frac{f_K}{10}$. Хотя многие частоты излома немного превышают предполагаемую максимальную кеплеровскую частоту, наибольшие отклонения составляют примерно в два раза, если исключить Her X-1 и GRO J1744–28. Эти два источника, напротив, имеют частоты изломов, более чем на порядок выше, чем ожидалось. Ниже это открытие обсуждается в контексте структуры магнитного поля и наличия мультипольных компонент в пульсаре Her X-1.

Магнитное поле в пульсаре Her X-1

Her X-1 является первым рентгеновским пульсаром, в котором была обнаружена линия циклотронного поглощения. Ее энергия в районе 40 кэВ соответствует напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды $B \sim 4.5 \times 10^{12}$ Гс [480]. Кроме того, наблюдается положительная корреляция циклотронной энергии со светимостью, что типично для докритических пульсаров [451, 506]. Однако значение критической светимости, необходимое для объяснения наблюдаемого поведения Her X-1, оказывается слишком велико по сравнению с теоретическими предсказаниями для указанного магнитного поля [338]. Чтобы решить эту проблему, авторы работы [28] предположили более низкое значение параметра геометрии аккреционного потока $k = 0.1$, что соответствует гораздо меньшей магнитосфере по сравнению с общепринятым $k = 0.5$.

Несколько независимых исследований указывают на то, что магнитное поле Her X-1 может содержать сильные мультипольные компоненты. Исследования аккреционного момента в работах [154] и [516] показали, что поведение изменения периода в Her X-1 требует напряженность магнитного поля на радиусе магнитосферы в несколько раз меньшей по отношению к соответствующей напряженности, определенной по циклотронной энергии. В дополнение к этому, [433] изучили сложные профили импульса источника и смогли объяснить их, включив как дипольные, так и квадрупольные компоненты в магнитное поле нейтронной звезды, что позволяет дополнительному аккреционному кольцу образовываться вокруг магнитного полюса. Это также согласуется с зависимостью циклотронной энергии от фазы импульса.

Поскольку излом в спектре мощности соответствует размеру магнитосферы, его частоту можно использовать для оценки напряженности дипольной компоненты магнитного поля нейтронной звезды, поскольку именно она доминирует на большом расстоянии от компактного объекта. Сравнивая же полученную таким образом оценку на магнитное поле с величиной, получаемой из циклотронной энергии, можно сделать заключение о структуре магнитного поля, в частности о присутствии его мультипольных компонент. Ниже мы обсуждаем магнитное поле Her X-1 в свете полученных нами наблюдений.

Как видно из Рис. 2.6, частоты изломов в целом антикоррелируют с магнитным моментом, образуя фундаментальную плоскость для различных магнитных аккректоров. То есть, чем больше магнитосфера, тем ниже частота излома. Однако, существует также относительно большой разброс в их значениях, особенно для рентгеновских пульсаров. Различные эффекты могут вызывать разброс частот изломов:

1. Согласно результатам работы [40], наклон магнитного диполя относительно плоскости аккреционного диска влияет на величину магнитосферного радиуса: в предельных конфигурациях различие достигает примерно двукратного значения.
2. Известно, что циклотронная энергия, основа для измерения напряженности магнитного поля на поверхности нейтронной звезды, может меняться как по фазе импульса, так и во время эволюции вспышки (см., например, [511]).
3. Другой источник ошибки может заключаться в применяемой коррекции частот изломов, заданной в уравнении (2.3), хоть зависимости там и слабы.
4. Неточность измеренных расстояний приводит к большим ошибкам на темп аккреции вещества. С другой стороны, это компенсируется слабой зависимостью частоты излома от темпа аккреции. Кроме того, зависимость частоты излома может быть не точно $\dot{M}^{3/7}$ (см., например, [503, 255, 48, 218] особенно для слабых магнитных полей). Авторы работы [313] обсуждают, что в некоторых аккрецирующих миллисекундных пульсарах светимость может не быть хорошей мерой темпа аккреции, что делает измерения квазипериодических осцилляций ненадежными для оценки внутреннего радиуса диска.

Несмотря на все эти неопределенности, частота излома служит грубой мерой для оценки магнитного поля компактного объекта. В нашей выборке два рентгеновских пульсара, Her X-1 и GRO J1744–28, выделяются тем, что их частота излома на порядок выше, чем ожидалось, и выходит за рамки комбинированного эффекта всех упомянутых неопределенностей. Интересно отметить, что для обоих объектов в литературе было предложено наличие сильных мультипольных компонент поля [433, 375, 326, 116] на основе множества независимых соображений. Если это действительно так, можно было бы ожидать уменьшения эффективного размера магнитосферы (по сравнению с оценкой для дипольного поля), что могло бы помочь объяснить наблюдаемые высокие значения частоты излома.

Чтобы проиллюстрировать это, мы можем рассмотреть, как недипольная конфигурация магнитного поля повлияет на внутренний радиус аккреционного диска и, впоследствии, на частоту излома, аналогично тому, что обсуждалось в работе [326]. Фактическая трехмерная форма мультипольного магнитного поля сложна и может иметь значительное влияние на наблюдаемые свойства, потому что силовые линии такого поля пересекают поверхность нейтронной звезды между полюсами [307, 97]. Для симметричного квадрупольного поля силовые линии образуют кольцо вдоль экватора, что позволяет создать дополнительный аккреционный канал [286]. В зависимости от наклона диска по отношению к звезде, эта экваториальная структура квадрупольного поля может уменьшить внутренний радиус аккреционного диска. Авторы работ [433] и [375] предложили асимметричную композицию как дипольной, так и квадрупольной компонент магнитного поля в Her X-1 (с сечением, напоминающим "бабочку"), что позволяет аккрецировать вещество вдоль дуги на поверхности нейтронной звезды. Определение внутреннего радиуса диска в этом случае — нетривиальная задача.

В качестве грубого упрощения мы оцениваем магнитосферный радиус для чисто квадрупольной конфигурации поля, основываясь только на зависимости магнитного момента от радиуса, принимая $\mu_q = B_q R^4$ (см., например, [21]).

По сравнению с дипольным магнитным полем, квадрупольное поле ослабевает сильнее с расстоянием, что имеет последствия для внутреннего края аккреционного диска. Чтобы оценить магнитосферный радиус, мы используем подход, аналогичный выводу альвеновского радиуса для чисто дипольного поля (см. стр. 158 в [143]). Сначала мы приравниваем магнитное давление к давлению вещества на магнитосферном радиусе $R_{m,q}$:

$$P_{\text{mag}}(R_{m,q}) = P_{\text{ram}}(R_{m,q}) \quad (2.4)$$

$$\frac{\mu_q^2}{8\pi R_{m,q}^8} = \rho v^2 \Big|_{R_{m,q}}, \quad (2.5)$$

для чего мы предполагаем, что вещество находится в свободном падении и масса сохраняется при сферической аккреции, подчиняясь

$$v_{\text{ff}} = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (2.6)$$

$$|\rho v| = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2}. \quad (2.7)$$

Мы подставляем эти выражения (2.6) и (2.7) в уравнение (2.5) и решаем для $R_{m,q}$:

$$\frac{\mu_q}{8\pi R_{m,q}^8} = \frac{(2GM)^{1/2} \dot{M}}{4\pi R_{m,q}^{5/2}} \quad (2.8)$$

$$R_{m,q} = \left(\frac{\mu_q^4}{8GM\dot{M}^2} \right)^{1/11}. \quad (2.9)$$

Уравнение (2.9) может быть выражено в безразмерных величинах, а квадрупольный магнитный момент задан в терминах дипольного момента $\mu_q = \mu R$ для удобства сравнения:

$$R_{m,q} = 5.3 \times 10^7 k_q m^{1/11} \dot{M}_{16}^{-2/11} R_6^{4/11} \mu_{30}^{4/11} \text{ см}, \quad (2.10)$$

вводя k_q для учета геометрии аккреции. Мы отмечаем, что k_q может отличаться от k для дипольного поля.

Используя уравнение (2.10), мы оценили ожидаемую кеплеровскую частоту на квадрупольно-магнитосферном радиусе как

$$f_{K,q} = 3.6 k_q^{-3/2} m^{7/11} \dot{M}_{16}^{3/11} R_6^{-6/11} \mu_{30}^{-6/11} \text{ Гц}. \quad (2.11)$$

Очевидно, что квадрупольно-магнитосферный радиус значительно меньше по сравнению с оценкой для дипольного поля и может, таким образом, объяснить, как аккреционный диск может приблизиться к компактному объекту и, следовательно, как частоты изломов появляются на более высоких частотах. Эту возможность можно рассмотреть как для GRO J1744–28, так и для Her X-1. Квадрупольно-магнитосферный радиус с $k_q \approx 0.6$ хорошо соответствует частоте излома, наблюдаемой в Her X-1.

Данная интерпретация решает так же проблему слишком высокой критической светимости у Her X-1. В частности, как отмечено в работе [337], циклотронная энергия в Her X-1

показывает положительную зависимость от светимости вплоть до $L \approx 4 \times 10^{37}$ эрг с⁻¹ [451], при которой ожидается уже отрицательная корреляция, то есть критическая светимость находится выше теоретически предсказанной. Однако критическая светимость зависит от длины основания аккреционного канала на поверхности нейтронной звезды. Присутствие мультипольных компонент в магнитном поле Her X-1 может привести к сложной геометрии аккреционного потока как на магнитные полюса, так и на дуги, окружающие их [433, 375]. Распределение вещества по большей площади действительно позволило бы Her X-1 достичь наблюдаемых светимостей без формирования аккреционных колонок согласно моделям [23] и [338]. Следовательно, мы можем сделать вывод, что наличие мультипольных компонент поля в GRO J1744–28 и Her X-1 правдоподобно и может фактически объяснить несколько их особенностей, помимо неожиданно высоких частот излома в спектре мощности. Промежуточный поляр, известный как V405 Aur, также может иметь сложную структуру магнитного поля, поскольку он демонстрирует большое расхождение между оценками магнитного поля, основанными на поляризации и радиусе коротации, как отмечалось в работе [460].

С другой стороны, эти объекты, по-видимому, являются исключениями, подчеркивающими общее правило, которое действует для остальной части нашей разнообразной выборки аккрецирующих нейтронных звезд и белых карликов. Поэтому мы делаем вывод, что частота излома в спектре мощности может быть использована для оценки напряженности магнитного поля независимо от наличия циклотронной линии в энергетическом спектре источника. Хотя в построенной нами корреляции все еще остается относительно большой разброс, любые значительные отклонения от нее для источников, не рассмотренных нами здесь, должны считаться подозрительными, то есть могут указывать на присутствие мультипольных компонент поля.

2.3 Анализ физических свойств аккреционного диска из свойств аperiодической переменности потока

В предыдущем разделе мы использовали свойства спектров мощности рентгеновских пульсаров для определения напряженности и исследования структуры их магнитных полей. Здесь же мы предлагаем применить похожий подход для определения физических свойств аккреционного диска. Для этого исследования нам понадобится пульсар с известным магнитным полем, аккрецирующий в широком диапазоне значений. Одним из наиболее оптимальных объектов исследования является GRO J1744–28.

GRO J1744–28 – это транзиентный рентгеновский пульсар, обнаруженный в декабре 1995 года с помощью эксперимента BATSE на борту обсерватории *CGRO* [137]. Он демонстрировал частые, спектрально жесткие вспышки, которые интерпретируются как вспышки второго рода, происходящие из-за нестабильностей аккреции [245]. Постоянные пульсации с периодом 467 мс и последующее уменьшение периода подтвердили, что источник действительно является замагниченной нейтронной звездой, аккрецирующей вещество с мало-массивной звезды-компаньона через диск. Орбитальный период двойной системы составляет 11.8 дней [136]. Поскольку это был первый источник, который демонстрировал как вспышки второго рода, так и когерентные пульсации, ему дали прозвище ”Вспыхивающий пульсар”. Попытки обнаружить оптического компаньона были безрезультатными [80, 167], поэтому расстояние до источника довольно плохо определено. Однако, колонковая плотность водорода была измерена из энергетических спектров и составила около 5×10^{22} см⁻², что согласуется с типичными значениями для источников, расположенных в Галактическом центре. Таким образом, расстояние до источника обычно принимается равным 8 кпк

[121, 361]. При таком расстоянии наблюдаемая светимость в пиках вспышек от источника превышает эддингтоновскую светимость для нейтронной звезды.

Авторы работы [93] обнаружили линию циклотронного поглощения в спектре источника на энергии 4.7 кэВ в данных обсерватории *XMM-Newton*, что указывает на напряженность магнитного поля на поверхности звезды $B = (5.27 \pm 0.06) \times 10^{11}$ Гс. Таким образом, GRO J1744–28 имеет довольно слабое магнитное поле по сравнению с другими рентгеновскими пульсарами (см. обзор [452]). Это, вместе с наблюдаемыми сверх-эддингтоновскими вспышками, означает, что радиус магнитосферы и, следовательно, внутренний радиус аккреционного диска должны быть довольно малы, около 5×10^7 см, что делает "Вспыхивающий пульсар" уникальным объектом для изучения, в частности, в контексте сверх-эддингтоновской аккреции на нейтронные звезды как механизма, питающего ультраяркие рентгеновские источники.

В нашем исследовании мы анализируем данные, полученные во время двух ярких вспышек от GRO J1744–28 в 1996 и 1997 годах обсерваторией *RXTE*. Как видно из Рисунка 2.7, наблюдения охватывают широкий диапазон светимостей источника. В нашем анализе мы используем только данные, полученные во время двух основных вспышек (O1 и O2 на рисунке). Детали анализа можно найти в работе [326].

Примеры вспышек второго рода можно увидеть (Рис. 2.8) на коротком участке кривой блеска в районе пика первой вспышки (O1). Кривая блеска может быть разделена на три фазы, соответствующие 1) почти постоянному потоку, 2) кратковременной вспышке и 3) провалу потока после нее с постепенным восстановлением до постоянного уровня. Различия между этими фазами были проанализированы в литературе (см., например, [158]). В нашем анализе мы исключаем различные фазы вспышек из кривых блеска и концентрируемся только на плоской части, поскольку мы можем предположить, что в течение этой фазы условия в диске остаются стабильными.

Форма спектров мощности

Спектры мощности были усреднены в пределах различных уровней светимости, как показано на Рисунке 2.7. Светимость источника была получена, предполагая изотропное излучение и расстояние 8 кпк. На Рисунке 2.9 приведены примеры спектров мощности источника при разных уровнях светимости.

Как видно, их форма отличается от стандартного ломаного степенного закона, ожидаемого в случае рентгеновского пульсара, аккрецирующего из диска, доминированного давлением газа. Вместо этого наблюдаются два широких горба в диапазонах частот 0.1–5 Гц и 5–200 Гц. Высокочастотный горб имеет форму, примерно соответствующую ломаному степенному закону с индексами -0.5 и -2.5 с изломом на частоте около 100 Гц. Узкие пики, соответствующие когерентным пульсациям на частоте 2.14 Гц и их более слабой второй гармонике, видны между горбами. Квазипериодические осцилляции присутствуют на частотах около 20, 40 и 60 Гц [545, 240]. Форма спектра мощности эволюционирует со светимостью во время фазы затухания вспышки. В исключенных из анализа мини-вспышках, происходящих после основных вспышек, форма спектра мощности (пунктирная черная линия на Рисунке 2.9) резко изменилась и может быть охарактеризована ломаным степенным законом, похожим на тот, что наблюдается в других рентгеновских пульсарах. Излом в спектре мощности во время мини-вспышек появляется на частотах, почти таких же высоких, как и в основных вспышках, что говорит о том, что во всех вспышках излом в спектре мощности имеет общее происхождение. Наблюдаются также небольшие различия между результата-

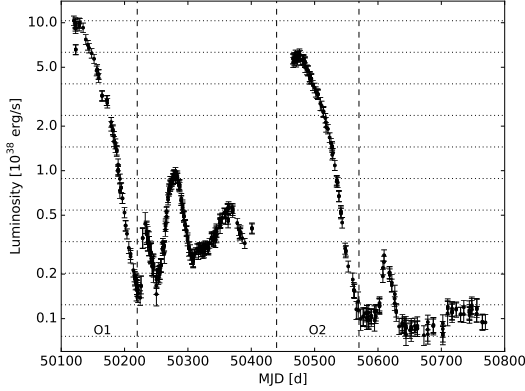


Рис. 2.7: Долговременная кривая блеска GRO J1744–28 (светимости приведены в энергетическом диапазоне 2.5–45 кэВ). Горизонтальные пунктирные линии указывают на интервалы светимости, в которых были усреднены спектры мощности. Вертикальные штриховые линии разделяют кривую блеска на отдельные временные интервалы; O1 и O2 отмечают 1-ю и 2-ю вспышки, анализируемые нами.

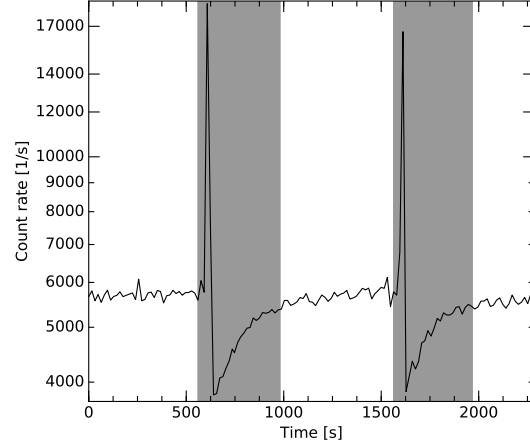


Рис. 2.8: Кривая блеска GRO J1744–28 начиная с MJD 50138.81 во время пика первой вспышки (O1), демонстрирующая вспышки второго рода. В анализ были включены только периоды с почти постоянным уровнем потока (белая область), в то время как периоды всплесков и провалов после них были исключены (серая область).

ми, полученными во время двух основных вспышек. Сравнение соответствующих спектров мощности показано на Рисунке 2.10 для двух уровней светимости, $L \approx 3 \times 10^{38}$ и $\approx 1.3 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , где измеренная частота излома показывает большое расхождение между вспышками (см. следующий раздел).

Поведение частоты излома

Спектры мощности GRO J1744–28 имеют различные формы, но высокочастотный горб можно аппроксимировать степенным законом с плавным изломом

$$P(f) = N \frac{(f/f_b)^a}{[(f/f_b)^{d(a-b)} + 1]^{1/d}}, \quad (2.12)$$

где f — переменная частота, f_b — частота излома, a — показатель степени выше излома, b — показатель степени ниже излома, N — константа. Гладкость перехода определяется параметром d [406, 405] и была зафиксирована на 2, чтобы можно было сравнивать частоты изломов с результатами из других работ. Более высокое значение d уменьшает измеренное значение частоты излома и наоборот. Во время всплесков в модель были включены три лоренцианы для учета квазипериодических осцилляций:

$$P_{\text{QPO}}(f) = \frac{N_{\text{QPO}}}{(f - f_{\text{QPO}})^2 + (w/2)^2}, \quad (2.13)$$

где N_{QPO} — константа, f_{QPO} — центральная частота осцилляций и w — ширина.

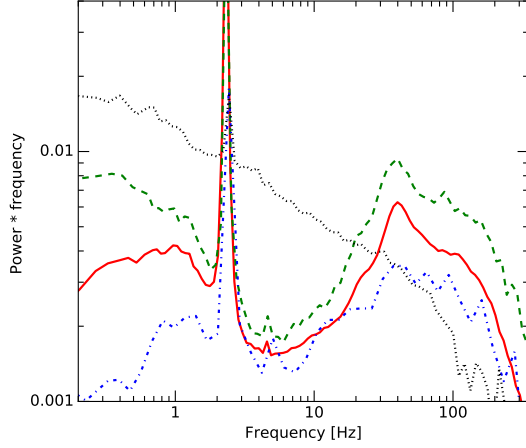


Рис. 2.9: Широкополосные спектры мощности стационарных участков кривой блеска GRO J1744–28, соответствующие разным уровням светимости во время затухания второй вспышки и первой мини-вспышки. Красная линия соответствует светимости $L = 5.0 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , зеленая штриховая линия — $L = 7.6 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} , синяя штрихпунктирная — $L = 2.5 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . Пунктирная линия — во время мини-вспышки при светимости $L = 8.8 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} . Доминирующие когерентные пульсации видны около 2 Гц. Квазипериодические осцилляции видны около 20, 40 и 60 Гц.

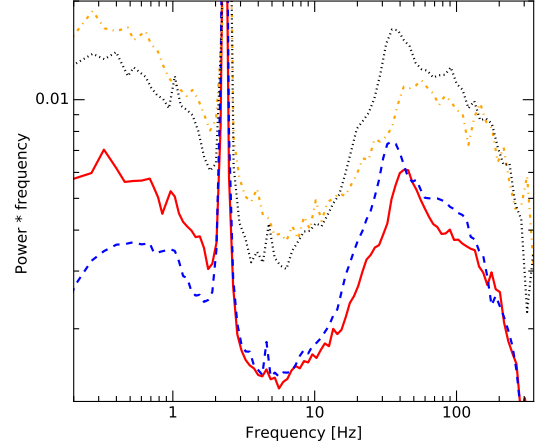


Рис. 2.10: Сравнение широкополосных спектров мощности GRO J1744–28 из обеих вспышек для двух уровней светимости, где измеренные частоты излома демонстрируют значительные расхождения. Красная сплошная линия — из вспышки 1 при $L = (2.84 \pm 0.02) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , синяя штриховая линия — из вспышки 2 при $L = (3.0 \pm 0.3) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , оранжевая штрихпунктирная линия — из вспышки 1 при $L = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} и черная пунктирная линия — из вспышки 2 при $L = (1.3 \pm 0.2) \times 10^{38}$ эрг с^{-1} . Спектры мощности наблюдений при более низких светимостях умножены на коэффициент 2 для лучшей визуализации.

Аппроксимация наблюдаемых спектров мощности проводилась в диапазоне частот от 10 до 400 Гц (см. пример на Рисунке 2.11). Частоты излома и центральные частоты квазипериодических осцилляций для обеих вспышек приведены в Таблице 2.2. Частоты излома варьируются примерно между 90 и 140 Гц. Центральная частота осцилляций, с другой стороны, остается стабильной со светимостью, хотя во второй вспышке значения, кажется, несколько ниже. Следует отметить, что спектры мощности рассчитываются на основе усреднений нескольких наблюдений, что может увеличить ширину пика осцилляций и повлиять на определение центральных частот.

Измеренные частоты излома как функция светимости представлены на Рисунке 2.12. Значения светимости — это средние значения всех отдельных наблюдений в каждом диапазоне светимости, а ошибки — их стандартное отклонение (лучше описывающее распределение светимостей отдельных наблюдений в диапазоне светимости, чем просто границы диапазона). Некоторые точки с самыми низкими светимостями были исключены из-за плохой статистики. Мы исследовали зависимость частоты излома от светимости во время первой и второй вспышек вместе, т.к. ожидается, что поведение должно быть схожим. В качестве аппроксимирующей функции мы использовали степенную зависимость $f_b = CL^\gamma$ с

Таблица 2.2: Параметры аппроксимаций спектров мощности GRO J1744–28.

L (10^{38} эрг с $^{-1}$)	f_b (Гц)	$f_{QPO,1}$ (Гц)	$f_{QPO,2}$ (Гц)	$f_{QPO,3}$ (Гц)
Вспышка 1				
0.74 ± 0.09	130 ± 30	18 ± 2	37 ± 2	53 ± 2
1.2 ± 0.2	140 ± 20	23.2 ± 0.7	40 ± 2	55 ± 3
1.8 ± 0.3	120 ± 20	22.5 ± 0.6	39 ± 4	47 ± 4
2.84 ± 0.02	130 ± 6	21.9 ± 0.4	38.3 ± 0.4	52 ± 2
5.0 ± 0.9	130 ± 4	19.6 ± 0.3	35.1 ± 0.2	52 ± 1
8.1 ± 0.9	141 ± 4	20.2 ± 0.3	36.1 ± 0.2	56 ± 1
Вспышка 2				
0.76 ± 0.08	100 ± 10	17.0 ± 0.9	30.5 ± 0.5	45 ± 5
1.3 ± 0.2	93 ± 9	18.1 ± 0.5	31.7 ± 0.6	45 ± 9
1.9 ± 0.3	111 ± 5	20.5 ± 0.4	33.5 ± 0.2	49 ± 2
3.0 ± 0.3	100 ± 3	18.0 ± 0.3	31.3 ± 0.2	49.0 ± 0.8
5.0 ± 0.7	132 ± 2	20.2 ± 0.2	36.0 ± 0.1	55.7 ± 0.5

тремя различными показателями: (i) γ зафиксировано на 3/7 (результат из ур. (2.1)), (ii) γ зафиксировано на 0 [63] и (iii) γ свободно варьируется.

Позволяя наклону варьироваться, мы получили $\gamma = 0.21 \pm 0.02$. Рассматривая зависимости для двух вспышек по отдельности, мы получили $\gamma = 0.06 \pm 0.02$ для первой вспышки и $\gamma = 0.28 \pm 0.03$ для второй.

Внутренний радиус диска в GRO J1744–28

Основной результат временного анализа, представленного выше, — это довольно необычная форма спектра мощности, который сильно отличается от того, что наблюдается в других рентгеновских пульсарах. Важно подчеркнуть, что наличие высокочастотной переменности во ”Вспыхивающем пульсаре” предполагает, что аккреционный диск подходит близко к нейтронной звезде, поскольку не ожидается, что дополнительный шум будет генерироваться на частотах выше, чем кеплеровская частота на самом внутреннем радиусе диска.

Мы можем переписать ур. (2.1) в следующем виде:

$$R_m(f_b) = \left(\frac{GM}{(2\pi f_b)^2} \right)^{1/3}. \quad (2.14)$$

Для GRO J1744–28, подстановка самой высокой измеренной частоты излома 141 ± 4 Гц в ур. (2.14) дает значение для внутреннего радиуса диска всего $(6.2 \pm 0.2) \times 10^6$ см при светимости 8×10^{38} эрг с $^{-1}$. Во время пика вспышки внутренний радиус тогда будет составлять всего 4–6 радиусов нейтронной звезды (предполагая массу нейтронной звезды $M = 1.4M_\odot$).

С другой стороны, можно оценить размер магнитосферы R_m , используя напряженность магнитного поля, оцененную по энергии циклотронной линии, предполагая чисто дипольное поле. Как уже обсуждалось раньше, по мере увеличения темпа аккреции, диск способен проникать глубже в магнитосферу, и для доминированного газовым давлением диска внутренний радиус уменьшается как $R_m \propto L^\beta$ с $\beta = -2/7 \approx -0.29$. Во ”Вспыхивающем пульсаре” мы можем сравнить внутренний радиус, рассчитанный по частоте излома с использованием ур. (2.14), с классическим радиусом магнитосферы (ур. (9)). Мы фиксируем

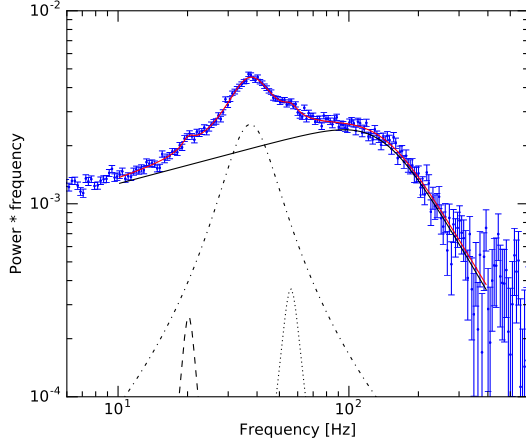


Рис. 2.11: Наблюдаемый спектр мощности GRO J1744–28 на пике первой вспышки (синие точки) и наилучшая модель (красная линия) в диапазоне частот от 10 до 400 Гц. Модель состоит из степенного закона с плавным изломом (сплошная черная кривая) и трех лоренциан, показанных пунктирной, штрихпунктирной и штриховой линиями.

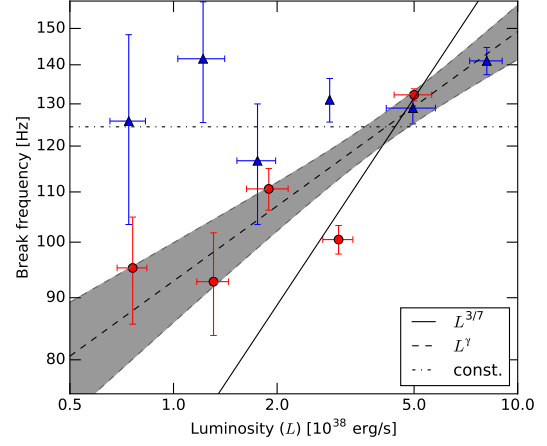


Рис. 2.12: Частоты излома в высокочастотных участках спектра мощности как функция светимости источника. Синие треугольники соответствуют первой вспышке, а красные круги — второй вспышке излучения. Линиями показаны результат аппроксимации данных зависимостей от светимости разными законами. Для свободного наклона мы получаем индекс $\gamma = 0.21 \pm 0.02$, доверительный интервал демонстрируется заштрихованной серой зоной.

магнитное поле $B_{\text{cycl}} = 5 \times 10^{11}$ Гс и решаем для коэффициента k . Для $R_m = 6.2 \times 10^6$ см, рассчитанного выше при $L_{37} = 80$, мы получаем $k \approx 0.09$, предполагая $M = 1.4M_{\odot}$ и $R_6 = 1.2$ [463]. Требуемое значение k гораздо меньше полученного в численных моделированиях и аналитических моделях ≈ 0.5 .

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, уравнение (9) для радиуса магнитосферы является упрощением. Одним из дополнительных параметров, который влияет на внутренний радиус диска, является наклон магнитной оси нейтронной звезды относительно диска. Радиус может варьироваться примерно в два раза в зависимости от угла наклона.

Внутренний радиус аккреционного диска GRO J1744–28 ранее оценивался несколькими авторами на основе различных соображений, и часто оказывался меньше, чем ожидалось, предполагая магнитное поле, оцененное по циклотронной энергии. Авторы работы [361] на основе моделирования широкой линии железа, наблюдаемой спутником *ASCA*, получили оценку $(4 - 12) \times 10^6$ см для внутреннего радиуса. В работе [93] авторы моделировали широкополосные спектры континуума по данным *XMM-Newton* и *INTEGRAL*, предполагая, что мягкий избыток с температурой $kT_{\text{disk}} = 0.54$ кэВ соответствует максимальной температуре диска, и получили $R_{\text{in}} = (1.1^{+0.8}_{-0.3}) \times 10^7$ см вблизи пика вспышки (при светимости 2.1×10^{38} эрг s^{-1}). Нормировка модели излучения диска, с другой стороны, дала несколько меньший радиус 6×10^6 см, что довольно хорошо соответствует нашим оценкам. Авторы [93] признали, что эти оценки подразумевают довольно малый внутренний радиус диска и пришли к выводу, что параметр k должен иметь значение ≈ 0.2 . В работе [540] авторы использовали данные обсерваторий *Chandra* и *NuSTAR* сразу после пика вспышки 2014

года и оценили внутренний радиус $R_{\text{in}} = (4 \pm 1) \times 10^7$ см по чернотельной компоненте с температурой $kT \approx 0.6$ кэВ. Наконец, авторы работы [101] также изучали данные *Chandra* и использовали линию железа 6.7 кэВ для получения аналогичного внутреннего радиуса 2×10^7 см. Таким образом, хотя существует значительный разброс в измеренных значениях внутреннего радиуса диска в GRO J1744–28, все оценки, как правило, дают относительно малый радиус, а более низкий диапазон оценок согласуется с нашими результатами и противоречит оценкам магнитосферного радиуса с использованием наблюдаемой энергии циклотронной линии.

Одно возможное объяснение этого расхождения состоит в том, что как и в рассмотренном ранее случае пульсара Her X-1, магнитное поле не имеет чисто дипольной конфигурации. Вместо этого оно может быть деформировано из-за взаимодействия с диском, или в магнитном поле нейтронной звезды могут быть мультипольные компоненты, влияющие на конфигурацию поля и энергию циклотронной линии. Оценка магнитосферного радиуса в случае чисто квадрупольного магнитного поля была получена в предыдущем разделе (см. ур. (2.10)). Для "Вспыхивающего пульсара" при $L = 8 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} , принимая $k_q = 1$, мы получаем $R_{\text{m,q}} = 1.7 \times 10^7$ см, что соответствует кеплеровской частоте ~ 30 Гц, что все еще в несколько раз ниже наблюдаемой. Следовательно, все еще требуется значение k_q не более ≈ 0.4 , чтобы быть в соответствии с данными.

В качестве альтернативы, можно предположить, что эффективный магнитосферный радиус действительно мал по сравнению с радиусом Альфвена. Действительно, существует большая неопределенность в значении константы связи k , обусловленная неопределенностью в структуре аккреционного диска. Тот факт, что наблюдаемая форма спектра мощности отклоняется от ломаного степенного закона, обычно наблюдаемого в других рентгеновских пульсарах, убедительно свидетельствует о том, что структура внутренних областей аккреционного диска действительно может быть другой в GRO J1744–28. Этот сценарий подробно обсуждается ниже.

Взаимодействие диска с магнитосферой

Здесь мы обсуждаем структуру аккреционного диска и некоторые последствия высокой светимости GRO J1744–28. Прежде всего, важно подчеркнуть, что наблюдаемая высокочастотная переменность подразумевает, что диск простирается очень близко к поверхности нейтронной звезды, что и следовало ожидать, учитывая относительно слабое магнитное поле источника. Это, вместе с наблюдаемой высокой светимостью, подразумевает, что внутренний край диска должен находиться в зоне А стандартного аккреционного диска Шакуры-Сюняева [434]. Таким образом, внутренние области будут доминированы давлением излучения (RPD), а не давлением газа (GPD), что также может оказать некоторое влияние на наблюдаемую частоту излома и форму спектра мощности в целом. Разница в форме спектра мощности между мини-вспышками и основными яркими вспышками, возможно, является показателем такого изменения в физических свойствах системы.

Переход из зоны С (непрозрачность определяется поглощением) в зону В (область, где доминирует электронное рассеяние) происходит на радиусе

$$R_{\text{BC}} = 5 \times 10^7 m^{1/3} \dot{M}_{17}^{2/3} \text{ см.} \quad (2.15)$$

Здесь предполагается солнечный химический состав [462]. Граница между зонами, доминированными радиационным и газовым давлением, может быть оценена из баланса между

газовым и радиационным давлением в диске:

$$R_{AB} = 10^7 m^{1/3} \dot{M}_{17}^{16/21} \alpha^{2/21} \text{ см}, \quad (2.16)$$

где $\alpha \lesssim 1$ — параметр вязкости диска Шакуры-Сюняева. Некоторая неопределенность в этой оценке связана с неопределенностью в химическом составе. Авторы работы [396] в своем моделировании показали, что компаньоном в системе является небольшая богатая гелием звезда, что означало бы состав диска, богатый гелием [167]. Однако такой состав уменьшает радиус границы зоны А только на 15%, и такое изменение недостаточно велико, чтобы повлиять на наши выводы.

Пороговая светимость для появления зоны А, L_A , может быть оценена из условия, что внутренний радиус R_m , данный в ур. (9), равен R_{AB} (см. также [10]):

$$L_A = 3 \times 10^{38} k^{21/22} \alpha^{-1/11} m^{6/11} R_6^{7/11} B_{12}^{6/11} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (2.17)$$

В случае GRO J1744–28, мы получаем оценку порога $L_A = 1.8 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ для $B = 5 \times 10^{11} \text{ Гс}$, $\alpha = 0.1$, массы нейтронной звезды $1.4 M_\odot$, радиуса 12 км и $k = 0.5$. Следует отметить, что порог сильно зависит от значения k , так что для меньшего $k = 0.1$ мы получаем $L_A = 0.4 \times 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$. В обеих вспышках, которые мы исследовали, светимость источника достигает значений, которые в несколько раз превышают пороговую светимость. Следовательно, мы ожидаем, что аккреционный диск в GRO J1744–28 будет иметь внутреннюю область, где доминирует давление излучения.

Оценки граничных радиусов между зонами А, В и С, которые не зависят от напряженности магнитного поля, показаны на Рисунке 2.13 для разных светимостей. Также показаны радиусы магнитосферы, оцененные из данных в предположении эквивалентности наблюдаемых частот излома в спектрах мощности кеплеровским. Видно, что внутренний радиус находится в зоне А. Зависимость внутреннего радиуса от светимости не основана на теоретических моделях, а получена путем аппроксимации наблюдательных данных степенным законом, что дает наклон -0.1 . При экстраполяции оценённого внутреннего радиуса радиационно-доминированного региона к меньшим светимостям с использованием наблюдаемой зависимости видно, что зона А должна существовать в диске выше пороговой светимости $L \approx 2 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ для $\alpha = 0.1$. Наблюдаемая пороговая светимость является низкой и указывает на то, что либо параметр k должен быть значительно меньше 0.5, либо магнитное поле не ведёт себя ожидаемым образом. Форма спектров мощности во время ярких вспышек подтверждает наличие радиационно-доминированной области, по крайней мере, вплоть до этих светимостей. Интересно, что в фазах затухания ярких вспышек GRO J1744–28 всплески второго рода прекращаются, когда светимость приближается к этому наблюдаемому порогу.

Действительно, авторы работы [89] исследуют поведение всплесков второго рода и находят, что типичные всплески появляются только выше пороговой светимости $0.1 L_{\text{Edd}}$, что соответствует $2 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$ для расстояния 8 кпк, в то время как ниже этого порога поведение всплесков отличается. Эта светимость хорошо согласуется с нашей наблюдательной оценкой порога для появления радиационно-доминированной внутренней области диска.

Эволюция внутреннего края диска

По мере увеличения светимости внутренний радиус аккреционного диска, выведенный из радиуса Альфвена, уменьшается как $R_m \propto L^{-2/7}$ (см. ур. (9)). Если частота излома

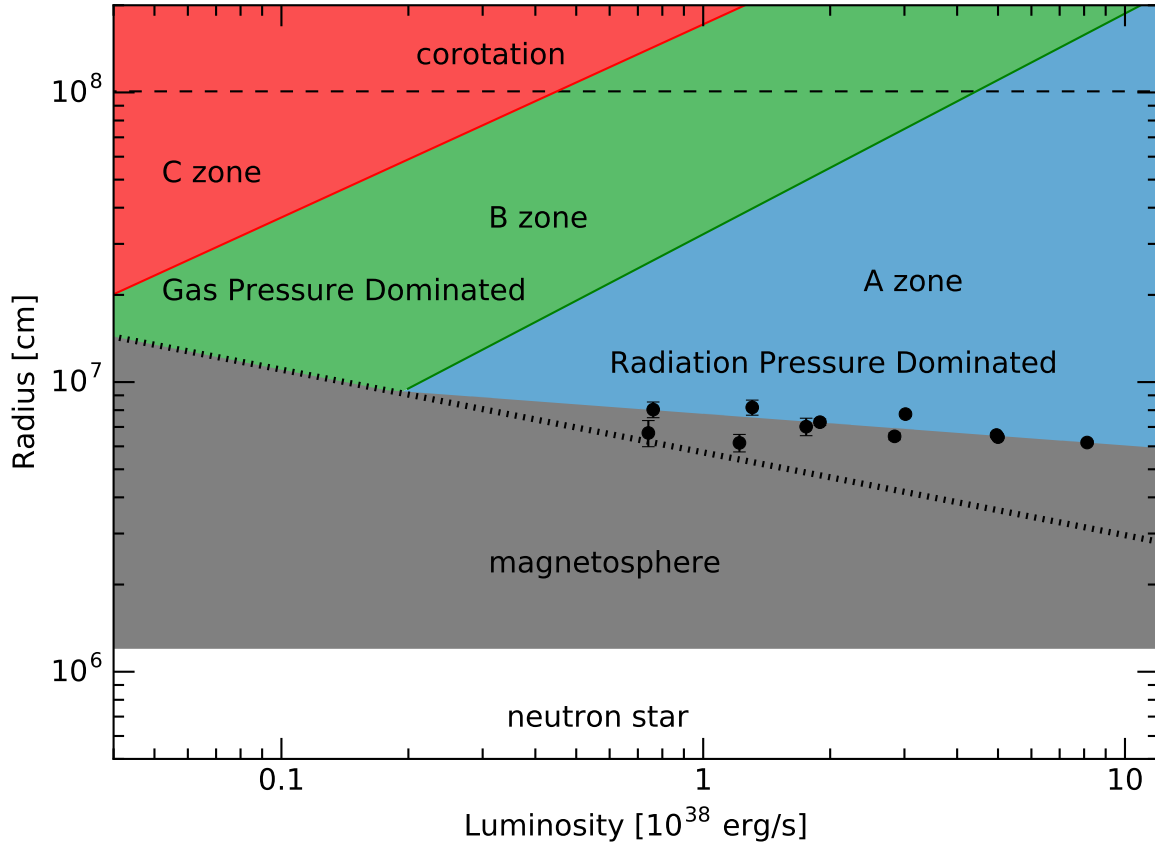


Рис. 2.13: Схематические срезы аккреционного диска в радиальном направлении при различных светимостях. Различные зоны обозначены разным цветом, а радиус коротации для GRO J1744–28 показан штриховой линией. Здесь предполагаются следующие параметры: $m = 1.4$, $R_6 = 1.2$, $\alpha = 0.1$ и $B = 5 \times 10^{11}$ Гс. Наблюдаемые радиусы магнитосферного усечения в радиационно-доминированной области диска для GRO J1744–28 показаны черными кругами (на основе измерений частоты слома). Радиус усечения зависит от светимости как $\propto L^{-0.1}$ (граница между синей и серой областями). Пунктирная линия показывает модельный радиус усечения, вычисленный по ур. (9). Параметр k принят равным 0.05 для того, чтобы сгладить переход от наблюдаемого радиуса усечения в радиационно-доминированной области.

связана с кеплеровской частотой на магнитосферном радиусе, мы получаем зависимость частоты излома от светимости $f_b \propto R_m^{-3/2} \propto L^\gamma$ с $\gamma = 3/7 \approx 0.43$. Однако в GRO J1744–28 измеренная зависимость $\gamma = 0.21 \pm 0.02$ отклоняется от этого классического соотношения. Такая слабая зависимость от светимости ранее не наблюдалась в рентгеновских пульсарах. Кроме того, поведение во время разных вспышек также может быть разным; в первой вспышке частота излома кажется почти независимой от светимости, хотя большие ошибки не дают возможность уверенно подтвердить данный факт.

Магнитосферный радиус и его зависимость от светимости в рентгеновских пульсарах активно обсуждались в литературе [155, 154, 153]. В контексте аккреционного диска, усеченного в радиационно-доминированной зоне, авторы работы [523] предсказали $\gamma = 0.23$

на основе модели Гоша и Лэмба [152]. Эта теоретическая зависимость оказывается очень близкой к нашему измерению.

В более поздних работах [63, 64] исследовалась сверх-эддингтоновская аккреция на замагниченные нейтронные звезды. Было обнаружено, что в радиационно-доминированном режиме радиус магнитосферы становится почти независимым от темпа аккреции вещества, а его абсолютное значение становится больше, чем внутренний радиус, ожидаемый для режима доминирования газового давления. В частности, модель из работы (см. Рис. 14 в [64]) дает степенную зависимость R_m от светимости с индексом $\gamma \approx 0.06 - 0.22$ для дипольного поля и внутреннего радиационно-доминированного диска, что согласуется с измеренными значениями. Следует отметить, однако, что все вышеупомянутые исследования дают значение k на порядок больше, чем то, что было получено нами из частот излома в спектрах мощности.

Как обсуждалось выше, конфигурация магнитного поля также влияет на внутренний радиус. Если магнитное поле нейтронной звезды чисто квадрупольное, то кеплеровская частота на внутреннем радиусе диска, доминированного газовым давлением, масштабируется со светимостью с показателем $\gamma = 3/11 \approx 0.27$, что немного отличается от того, что наблюдаем мы. Малое значение k_q , с другой стороны, может быть результатом специфической конфигурации поля с малыми значениями напряженности вблизи орбитальной плоскости и позволяющей диску проникать ближе к поверхности звезды. Слабая зависимость кеплеровской частоты от светимости также была найдена в численных моделированиях аккреционного диска [255] с результирующим показателем $\gamma = 0.3$. В качестве возможной причины такой зависимости авторы упоминают деформацию магнитосферы аккреционным диском.

2.4 Использование свойств спектров мощности для выявления процесса аккреции: существуют ли аккрецирующие магнетары

Магнетары, включая мягкие гамма-репитеры (SGR, Soft Gamma Repeater) и аномальные рентгеновские пульсары (AXP), определяются как изолированные нейтронные звезды, излучающие в диапазоне от радио до рентгеновских длин волн, и, как предполагается, питающиеся за счёт диссипации их очень сильных магнитных полей ($\sim 10^{14}$ Гс; [473, 314]). Такие поля оцениваются из их быстрого замедления вращения и экстремальной вспышечной активности [222, 122, 473]. Хотя магнитные поля сопоставимой величины также были предложены для некоторых аккрецирующих пульсаров [113, 404, 496], их излучение явно обусловлено аккрецией, а не распадом магнитного поля, поэтому такие объекты обычно не рассматриваются как магнетары.

С другой стороны, аккреция из остаточного диска, сохранившегося после взрыва сверхновой и падающего на замагниченную нейтронную звезду [505, 5], либо на изолированный белый карлик [78, 39], также рассматривалась для объяснения постоянного рентгеновского излучения и эволюции вращения аномальных рентгеновских пульсаров. Серьёзным недостатком этого сценария является то, что он не может объяснить гигантские вспышки, наблюдаемые у мягких гамма-репитеров, которые должны питаться распадом сверхсильных магнитных полей, и инициируемых сдвигами коры. Поэтому аккреция в настоящее время не считается основным объяснением феномена аномальных рентгеновских пульсаров.

Тем не менее были предприняты существенные наблюдательные усилия, направленные на обнаружение оптического или инфракрасного излучения от холодных остаточных дисков, потенциально обеспечивающих аккрецию, и эти усилия действительно оказались успешными в выявлении присутствия диска [200, 221, 127, 517, 314]. Однако отметим, что

наличие диска само по себе не означает, что аккреция является источником наблюдаемого излучения аномальных рентгеновских пульсаров. Но с другой стороны, она не может быть исключена полностью.

Для дальнейшего исследования аккреционной гипотезы мы применили альтернативный и полностью феноменологический подход, основанный на сравнении свойств аperiодической переменности аккрецирующих объектов со свойствами нескольких магнетаров, включая известный аномальный рентгеновский пульсар 4U 0142+61, часто обсуждаемый в литературе как потенциальная аккрецирующая система, а также двух других ярких магнетаров, 1RXS J170849.0–400910 и 1E 1841–045. Для полноты рассмотрения мы также включили яркий радиопульсар PSR B1509–58 для сравнения.

Если аккреция является механизмом, лежащим в основе наблюдаемого излучения, то следует ожидать схожую аperiодическую переменность у аккрецирующих источников и магнетаров. Как обсуждалось в предыдущих разделах диссертации, аккреция известна как по своей природе шумовой процесс [298], и все аккрецирующие системы, от молодых звёздных объектов до активных галактических ядер, демонстрируют сильную аperiодическую переменность [394, 362, 406, 425]. Нет причин считать, что магнетары должны быть исключением. Таким образом, свойства спектров мощности рентгеновских источников можно использовать для выявления процесса аккреции как основного механизма выделения энергии.

Выбор объектов исследования

Будучи самым ярким и, вероятно, наиболее изученным аномальным рентгеновским пульсаром, 4U 0142+61 также является архетипичным источником, обсуждаемым в контексте аккреционного сценария, и, фактически, одним из двух магнетаров, для которых имеются существенные наблюдательные аргументы в пользу такой интерпретации (вторым является 1E 161348–5055 в RCW 103, [129]). В частности, обнаружение инфракрасного излучения от холодного диска вокруг источника [517] в значительной степени мотивировало развитие сценария аккреции из остаточного диска.

Необычный двухкомпонентный широкополосный рентгеновский спектр, аналогичный спектру некоторых аккрецирующих пульсаров (см. главу 5), также интерпретировался в пользу аккреции для данного источника (см. также [128, 481, 363, 544, 39]). Кроме того, высокий наблюдаемый поток и сравнительно короткий период вращения (~ 8.7 s) делают 4U 0142+61 идеальной мишенью для нашего исследования.

Если происхождение наблюдаемого рентгеновского излучения одинаково в аккрецирующих пульсарах и аномальных рентгеновских пульсарах, то можно ожидать сходных спектров мощности, то есть степенного закона с изломом около частоты вращения. Учитывая, что физика аккреции ожидаемо одинакова для сходных светимостей, амплитуда шума, отнесённая к амплитуде пульсаций, также может быть ожидаемо похожей для рентгеновских пульсаров и магнетаров. Мы отмечаем, что отсутствие собственного ускорения вращения у кандидатов в магнетары означает, в контексте сценария аккреции из остаточного диска, что они находятся близко к синхронному вращению с внутренними областями аккреционного диска. Это, в свою очередь, означает, что излом в спектре мощности должен возникать именно около частоты вращения; кроме того, в аккреционном сценарии шум на более низких частотах не должен подавляться и должен наблюдаться в виде красного шума.

Выбор эталонных аккрецирующих источников для сравнения может быть довольно произвольным, поскольку наблюдаемые спектры мощности качественно похожи для всех ак-

креторов [406, 425, 460]. Тем не менее, для количественного сравнения мы выбрали объекты, которые находятся как можно ближе к рассматриваемым магнетарам с точки зрения феноменологии и качества существующих наблюдений. В качестве эталонного аккрецирующего пульсара мы выбрали 1A 0535+262, наблюдавшегося обсерваторией *NuSTAR* в квазиспокойном состоянии [485]. В этих наблюдениях источник имел светимость, сравнимую со светимостью аномальных рентгеновских пульсаров, и демонстрировал двухкомпонентный спектр, аналогичный спектрам X Persei и 4U 0142+61 [485]. Это важный момент, поскольку гипотеза о том, что постоянное излучение аномальных рентгеновских пульсаров по крайней мере частично основано на сходстве их спектров со спектрами аккрецирующих пульсаров [481].

Аккреция на белый карлик также рассматривалась как механизм, питающий постоянное излучение аномальных рентгеновских пульсаров [78, 39]. В качестве эталонного белого карлика-аккретора мы выбрали промежуточный поляр GK Persei, который наблюдался во время вспышки и, таким образом, имеет одну из самых высоких светимостей среди всех промежуточных полярных [460]. Мы подчёркиваем, однако, что спектры мощности всех промежуточных полярных качественно похожи [460]. Следует также отметить, что высококачественные данные, полученные одним и тем же инструментом (*NuSTAR*) при сравнимых уровнях потока, доступны для всех рассматриваемых объектов.

Наблюдаемая переменность потока в аккреторах и магнетарах

Сводка наблюдений, использованных в анализе, представлена в Таблице 2.3. Для моделирования спектров мощности мы выбрали модель степенного закона с изломом, зафиксированным на частоте вращения данного источника (см. Таблицу 2.3), поскольку все три источника, как ожидается, близки к синхронизации вращения. Результаты показаны на Рис. 2.14.

Как ясно видно из рисунка, низкочастотный шум доминирует в спектрах мощности двух хорошо известных аккрецирующих объектов, 1A 0535+262 и GK Per. Напротив, он полностью отсутствует в спектрах мощности магнетаров. Чтобы оценить верхний предел на амплитуду шума, мы включили компонент степенного закона, зафиксировав степенные индексы $\Gamma_{1,2}$ ниже и выше частоты излома f_b на значениях, аналогичных тем, что были получены для двух эталонных аккрецирующих источников. Так мы рассчитали 1σ доверительные интервалы для амплитуд $A_{\text{noise/pulse}}$ шума и пульсирующего сигнала. Результаты представлены в Таблице 2.3.

Амплитуда шума в 4U 0142+61 согласуется с нулем, и, если она и не равна нулю, она должна быть по крайней мере в 180 раз ниже, чем в двух аккрецирующих объектах. В Таблице 2.3 мы также сообщаем отношение амплитуды шума к амплитуде пульсирующего сигнала. Как видно, относительная мощность шума в 4U 0142+61 существенно ниже (по крайней мере, в 75 раз), чем у эталонных аккрецирующих источников. Аналогичный вывод также справедлив для двух других рассматриваемых магнетаров. Мы отмечаем, что, насколько нам известно, нет также сообщений об аperiodической переменности постоянного излучения в других магнетарах, не изученных здесь. Следовательно, мы делаем вывод, что источники, изученные в этой работе, не представляют собой особую выборку, и отсутствие какой-либо наблюдаемой аperiodической переменности является сильным аргументом против аккреционного происхождения излучения от магнетаров.

Таблица 2.3: Сводка использованных данных и полученных параметров спектров мощности для исследуемых источников.

Источник	4U 0142+61	1A 0535+262	GK Per	IRXS J170849.0	1E 1841-045	PSR B1509-58
Наблюдение	30001023003	90401370001	30101021002	30401023002	30001025012	40024001002
L_x , 10^{34} эрг с^{-1}	38.3^a	6.7^b	0.14^c	4.2^d	0.85^d	$\sim 40^e$
Экспозиция, кс	143	55	72	93	100	34
Скорость счета, с^{-1}	3.46	2.54	1.7	1.3	1.34	1.3
f_b , Гц	0.115	9.662×10^{-3}	2.849×10^{-3}	9.08676×10^{-2}	8.4825×10^{-2}	6.59
Γ_1/Γ_2	0.7/2.0	$0.66(6)/1.89(6)$	$0.72(6)/2.30(7)$	0.7/2.0	0.7/2.0	0.7/2.0
A_{noise}	$\leq 2 \times 10^{-3}$	$0.44^{+0.15}_{-0.07}$	$0.37^{+0.18}_{-0.01}$	$2.7^{+1.8}_{-1.8} \times 10^{-3}$	$\leq 3 \times 10^{-3}$	$\leq 4 \times 10^{-4}$
$A_{\text{noise}}/A_{\text{pulse}}$	≤ 0.35	40^{+22}_{-14}	220^{+730}_{-125}	≤ 0.2	≤ 0.17	$\leq 6^{-4}$

^a-используя потоки, приведенные в работе [521] и расстояние из работы [39], ^b-[485], ^c-[460], ^d[363], ^e[65].

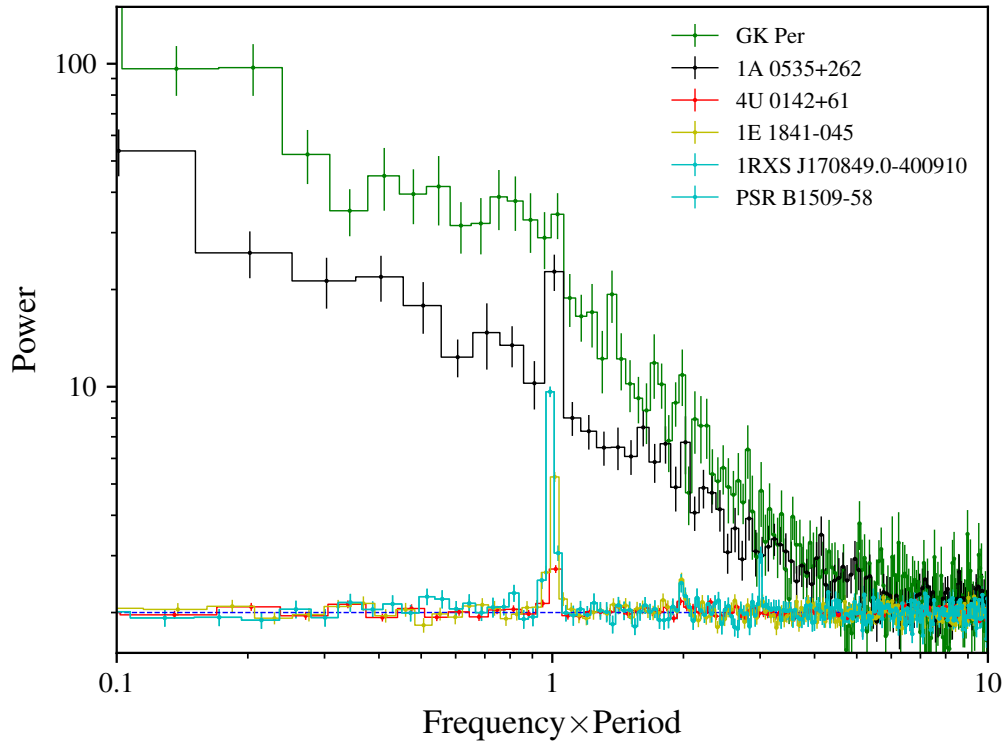


Рис. 2.14: Спектры мощности замагниченных компактных объектов, обсуждаемых в данном разделе. Частота выражена в единицах соответствующей частоты вращения объектов, а мощность нормализована таким образом, что ожидаемый уровень белого шума равен 2.

2.5 Заключение ко второй главе

Во второй главе исследована аperiodическая переменность потока от рентгеновских пульсаров и её связь со структурой магнитного поля нейтронной звезды и аккреционного диска. В результате:

- Показано, что спектры мощности излучения могут быть использованы в качестве независимого метода для изучения свойств магнитных полей (их напряженности и структуры) и аккреционных дисков вокруг замагниченных компактных объектов.
- Используя данный метод показано, что магнитное поле в пульсарах Her X-1 и GRO J1744–28 обладает сложной структурой с квадрупольной компонентой В источнике GRO J1744–28 выявлен переход внутренних областей аккреционного диска в режим доминирования радиационного давления во время ярких вспышек излучения.
- На основании формы спектров мощности излучения рентгеновских источников, предложен и откалиброван метод проверки наличия аккреции как основного процесса энерговыделения в них. В частности, отсутствие красного шума в спектрах мощности излучения магнетаров является сильным независимым аргументом против аккреционного происхождения постоянного рентгеновского излучения от объектов данного класса.

Глава 3

Эффект пропеллера в рентгеновских пульсарах

3.1 Введение

Взаимодействие аккрецирующего вещества с магнитосферой нейтронной звезды определяет временные и спектральные свойства излучения рентгеновских пульсаров, аккрецирующих миллисекундных пульсаров и пульсирующих ультра-ярких рентгеновских источников. Одно из наиболее явных проявлений такого взаимодействия — это переход аккрецирующей нейтронной звезды в так называемый ”режим пропеллера” [206], когда аккрецирующее вещество останавливается центробежным барьером, создаваемым вращающейся магнитосферой. Ожидается, что такой переход происходит при предельной светимости L_{lim} , определяемой напряженностью магнитного поля и периодом вращения пульсара.

Вещество, остановленное на магнитосферном радиусе, может проникнуть в магнитосферу только в том случае, если силовые линии поля имеют скорость ниже локальной кеплеровской скорости. Другими словами, вещество будет аккрецировать только тогда, когда радиус магнитосферы (см. формулу (9)) меньше, чем радиус коротации (см. формулу (10)). Так как радиус магнитосферы зависит от темпа аккреции, то, следовательно, можно оценить предельную светимость, соответствующую началу перехода в режим пропеллера, приравняв радиусы коротации и магнитосферы (см., например, [57]):

$$L_{\text{lim}}(R) \simeq \frac{GM\dot{M}_{\text{lim}}}{R} \simeq 4 \times 10^{37} k^{7/2} B_{12}^2 P^{-7/3} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5 \text{ эрг с}^{-1}. \quad (3.1)$$

Поскольку эффективность аккреции в режиме пропеллера гораздо ниже, снижение темпа аккреции $\dot{M}_{\text{lim}}$ приводит к падению светимости до значения, ожидаемого для случая когда энергия вещества излучается на радиусе магнитосферы [84]:

$$L_{\text{lim}}(R_c) = \frac{GM\dot{M}_{\text{lim}}}{R_c} = L_{\text{lim}}(R) \frac{R}{R_c}. \quad (3.2)$$

Следовательно, в отсутствие других источников излучения в низком (пропеллерном) состоянии мы можем ожидать очень большого падения наблюдаемой светимости:

$$\frac{L_{\text{lim}}(R)}{L_{\text{lim}}(R_c)} = \left(\frac{GM P^2}{4\pi^2 R^3} \right)^{1/3} \simeq 170 P^{2/3} M_{1.4}^{1/3} R_6^{-1}. \quad (3.3)$$

Можно определить два типа пропеллеров с различными свойствами, "слабый" и "сильный" (см., например, [500]). Сильный пропеллер характеризуется интенсивными оттоками вещества и даже формированием коллимированных джетов вдоль оси вращения нейтронной звезды. В обоих случаях переход сопровождается резким падением рентгеновского потока, наблюдаемого от источника. Уверенное обнаружение такого перехода предоставляет полностью независимую оценку магнитного поля пульсара и в целом позволяет лучше понять взаимодействие аккреционного потока и магнитосферы. Однако, несмотря на очевидную важность этого эффекта, до недавних пор он не был систематически изучен с наблюдательной точки зрения. Одна из причин заключается в том, что высокочувствительные мониторинговые рентгеновские наблюдения, необходимые для обнаружения такого перехода, стали возможны только недавно.

На самом деле, в литературе упоминалось лишь несколько случаев возможных переходов в режим пропеллера у рентгеновских пульсаров с известной напряжённостью магнитного поля и все они не являлись убедительными. В частности, авторы работы [58] связали сильные вариации потока от слабо замагниченного ($B \sim 3 \times 10^8$ Гс) аккрецирующего миллисекундного пульсара SAX J1808.4–3658 с началом перехода в режим пропеллера при болометрической светимости $L_{\text{lim}} = (5 \pm 2) \times 10^{35}$ эрг с⁻¹. Другим примером является вспыхивающий рентгеновский пульсар GRO J1744–28 с промежуточным магнитным полем ($B \approx 5.3 \times 10^{11}$ Гс), который продемонстрировал аналогичное быстрое падение потока при пороговой светимости $L_{\text{lim}} = (3.0 \pm 1.5) \times 10^{37}$ эрг с⁻¹ [90]. Свидетельства в пользу эффекта пропеллера также были отмечены для нескольких слабо замагниченных нейтронных звёзд в маломассивных двойных системах (см., например, [13, 55]). Так же некоторые намёки на переход в режим пропеллера у рентгеновских пульсаров 4U 0115+63 и V 0332+53 были отмечены в работах [56] и [456]. Первый источник наблюдался непосредственно во время перехода, когда его светимость изменилась в ~ 250 раз всего за ~ 15 часов, но предельная светимость L_{lim} не была измерена. Однако в случае V 0332+53 предельная светимость была оценена как $L_{\text{lim}} = (2.6 \pm 0.9) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹. К сожалению, низкая чувствительность обсерватории *EXOSAT* не позволила обнаружить источник в низком (пропеллерном) состоянии.

Современные чувствительные рентгеновские обсерватории, такие как *Swift*, *XMM-Newton*, *Chandra*, *NuSTAR* и другие, позволяют нам осуществлять мониторинговые наблюдения источников рентгеновского излучения на очень разных временных масштабах как в мягком, так и в жёстком рентгеновском диапазонах. В данной главе рассматриваются результаты нескольких таких наблюдательных кампаний, организованных с целью исследовать поведение рентгеновских пульсаров при очень низких темпах аккреции.

3.2 Результаты наблюдений эффекта пропеллера в индивидуальных источниках

3.2.1 4U 0115+63 и V 0332+53

Одними из первых объектов, выбранных нами для данного исследования, являются два транзиентных рентгеновских пульсара, обладающих очень похожими свойствами, 4U 0115+63 и V 0332+53. V 0332+53 был открыт в ходе наблюдений, проведенных с помощью обсерватории *EXOSAT* в ноябре 1983 г. – январе 1984 г. Были определены параметры самого пульсара и орбитальные параметры системы: период пульсаций ~ 4.375 с, орбитальный период – 34.25 дня, эксцентриситет – 0.31, и проекция большой полуоси – $a_x \sin i \simeq 48$ св. секунд [465]. Позднее, при наблюдениях источника обсерваторией *GINGA*, в его спектре

была обнаружена линия циклотронного поглощения на энергии $E_{\text{сус}} = 28.5 \pm 0.5$ кэВ, что соответствует магнитному полю на поверхности нейтронной звезды порядка $\sim 3 \times 10^{12}$ Гс [302].

4U 0115+63 – это еще один хорошо изученный пульсар с периодом вращения ~ 3.6 с. Он наиболее известен своим сложным рентгеновским спектром, модифицированным пятью циклотронными особенностями, с фундаментальной линией в районе 12 кэВ [186], что обеспечивает прямое измерение магнитного поля порядка 10^{12} Гс. Орбитальные параметры системы также известны [392, 106].

Мониторинг обоих источников был выполнен нами с помощью телескопа XRT обсерватории *Swift* и охватывает фазы спада гигантских вспышек, наблюдавшихся от источников в 2015 году. В частности, проанализированные данные по 4U 0115+63 были собраны в период с MJD 57329 по MJD 57388, а по V 0332+53 – с MJD 57293 по MJD 57393.

Кривые блеска 4U 0115+63 и V 0332+53 полученные с помощью *Swift*/XRT, показаны на Рис. 3.1. Потоки приведены в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ и скорректированы на поглощение. Основной особенностью обеих кривых блеска является резкое снижение наблюдаемого потока по достижении светимости $\sim 7 \times 10^{35}$ эрг с $^{-1}$ для 4U 0115+63 и $\sim 1 \times 10^{36}$ эрг с $^{-1}$ для V 0332+53 (показано красными горизонтальными пунктирными линиями). Мы интерпретируем такое поведение как начало перехода источников в режим пропеллера. Предполагается, что предельная светимость, связанная с переходом в режим пропеллера, соответствует резкому изменению производной потока по времени (оба рисунка имеют логарифмическую шкалу по потоку). Сам переход может быть аппроксимирован экспоненциальной функцией с характерным временем спада 16.5 ч и 6.4 ч для 4U 0115+63 и V 0332+53 соответственно. Болометрическая поправка увеличивает скачок светимости в ~ 2 раза (см. ниже) и, следовательно, уменьшает времена спада до 14.3 ч и 5.6 ч. Синие вертикальные пунктирные линии показывают моменты прохождения периастра согласно орбитальным эфемеридам, полученным в работах [392] для 4U 0115+63 и [117] для V 0332+53.

Мы оценили наблюдаемые светимости на основе потоков, измеренных по спектрам, предполагая расстояние до обоих источников в 7 кпк [355, 352]. Для аппроксимации спектров были использованы две простые модели континуума: модель поглощённого степенного закона и модель поглощённого излучения чёрного тела. Было обнаружено, что модель степенного закона довольно хорошо аппроксимирует спектры V 0332+53 в высоком (аккреционном) состоянии с фотонным индексом в диапазоне 0.4–0.6. Низкая статистическая значимость не позволила выбрать уникальную модель континуума для каждого отдельного наблюдения в низком состоянии для данного источника. Чтобы преодолеть эти трудности, мы объединили все наблюдения со светимостями ниже 1×10^{34} эрг с $^{-1}$. Результирующий спектр имеет гораздо более мягкую форму по сравнению с ярким состоянием и может быть хорошо аппроксимирован моделью поглощенного чёрного тела с температурой $kT = 0.51 \pm 0.03$ кэВ и радиусом излучающей области $R = 0.6 \pm 0.1$ км. Для сравнения, наилучшая аппроксимация моделью степенного закона даёт фотонный индекс $\Gamma = 2.84 \pm 0.17$. Резкое изменение формы спектра скорее всего связан с переходом источника в режим пропеллера и прекращением аккреции (Рис. 3.2).

Наблюдаемые свойства 4U 0115+63 весьма схожи с описанными выше. При высоких светимостях его спектр в диапазоне 0.5–10 кэВ хорошо описывается моделью степенного закона с фотонным индексом в диапазоне 0.4–0.8. Для описания усреднённого спектра в низком состоянии мы использовали модель поглощённого чёрного тела с наилучшим значением температуры $kT = 0.52 \pm 0.03$ кэВ и радиусом излучающей области $R = 0.8 \pm 0.1$ км. Наилучшая аппроксимация моделью степенного закона даёт фотонный индекс $\Gamma = 2.70 \pm 0.17$.

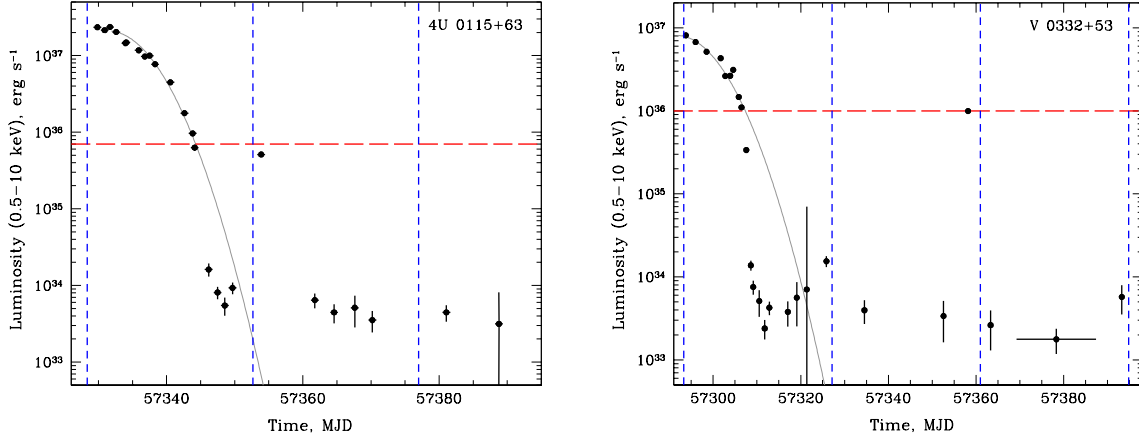


Рис. 3.1: Кривые блеска транзитентных рентгеновских пульсаров 4U 0115+63 (слева) и V 0332+53 (справа), полученные с помощью телескопа *Swift*/XRT в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ. Светимость рассчитана по непоглощённому потоку в предположении расстояния до обоих источников $d = 7$ кпк. Сплошная серая линия показывает наилучшую аппроксимацию кривой блеска до перехода в режим пропеллера с помощью гауссовой функции. Горизонтальная пунктирная линия представляет предельную светимость, при которой начинается переход в режим пропеллера. Положения вертикальных пунктирных линий соответствуют моментам прохождения периастра [392, 117].

Разница в спектрах источника в высоком и низком состояниях очевидна (Рис. 3.2).

Спектральные изменения

Как было описано выше, светимость обоих источников в низком состоянии составляет несколько $\times 10^{33}$ эрг s^{-1} , и их спектры совместимы с моделью чёрного тела с температурой около 0.5 кэВ. Используя закон Стефана-Больцмана, мы можем оценить площадь, необходимую для объяснения наблюдаемого потока:

$$S = L/(\sigma_{\text{SB}} T^4) \simeq 1.8 \times 10^{10} L_{34}/T_{\text{keV}}^4 \text{ см}^2. \quad (3.4)$$

Учитывая наблюдаемую температуру $T \simeq 0.5$ кэВ, это даёт площадь, сопоставимую с площадью полярных шапок на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды. Принимая во внимание, что наблюдения проводились сразу после мощной вспышки, естественно связывать наблюдаемое мягкое излучение с излучением от остывающих полярных шапок [525]. Действительно, авторы работы [418] оценивают светимость остывающей нейтронной звезды в $\sim 0.5\%$ от среднего потока во время вспышки, что полностью согласуется с наблюдениями как для 4U 0115+63, так и для V 0332+53.

С другой стороны, нельзя исключать и остаточную аккрецию. Действительно, типичный жёсткий спектр, наблюдаемый у рентгеновских пульсаров, в принципе может стать значительно мягче в спокойном состоянии. Жёсткий степенной хвост образуется из-за комптонизации изначально теплового рентгеновского спектра электронами в оптически тонкой атмосфере [543] и далее в аккреционном канале [299, 30]. Спектральные изменения в атмосфере сравнительно невелики в случае низких темпов аккреции [543]. Томсоновская оптическая толщина поперёк аккреционного канала $\tau \approx 2 L_{37}^{6/7} B_{12}^{2/7}$ [338] значительно ниже единицы

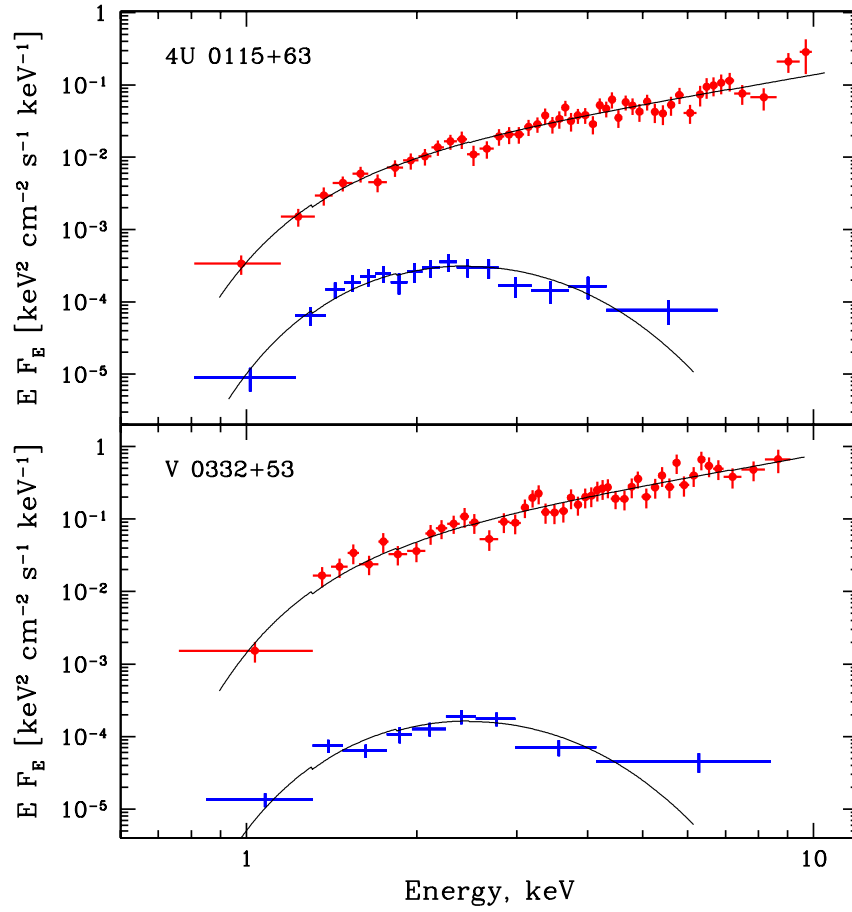


Рис. 3.2: Спектры 4U 0115+63 и V 0332+53 по данным *Swift*/XRT в режимах аккреции (красные точки) и пропеллера (синие крестики). Сплошные линии представляют собой наилучшие аппроксимационные модели, состоящие из поглощённого степенного закона в высоком состоянии и поглощённого чёрного тела в низком состоянии.

при аккреционной светимости $\sim 10^{34} - 10^{35}$ эрг s^{-1} . Следовательно, при низких темпах аккреции ожидается, что комптонизация в аккреционном канале также не будет значительно влиять на начальный спектр, поэтому он, вероятно, останется относительно мягким. Однако, как будет показано в разделе 3.5, аккреция была исключена из списка возможных источников излучения от 4U 0115+63 в состоянии покоя.

Независимо от происхождения излучения в низком (пропеллерном) состоянии, мы можем использовать наши аппроксимации спектров для оценки болометрических поправок для обоих состояний интенсивности, что важно для определения болометрической переходной светимости и, следовательно, соответствующего темпа аккреции. Для этой цели мы использовали результаты нашего спектрального анализа излучения источников в широком энергетическом диапазоне, полученные во время предыдущих вспышек с помощью обсерваторий *RXTE* и *INTEGRAL* [489, 490]. Было обнаружено, что поток от обоих источников в диапазоне 0.5–10 кэВ составлял $\sim 50\%$ от болометрического (т.е. потока в диапазоне 0.5–100 кэВ). Основываясь на этих результатах, в последующих расчётах мы использовали коэффи-

циент 2 для пересчёта потоков для обоих источников в ярком (аккреционном) состоянии. В состоянии пропеллера энергетическое покрытие *Swift*/XRT достаточно для обнаружения большей части испускаемого потока, и дополнительная болометрическая поправка не требуется. Действительно, этот вывод справедлив как для модели чёрного тела, так и для степенного закона, из-за низких температур ($kT \simeq 0.5$ кэВ) или крутых фотонных индексов ($\Gamma \simeq 2.7 - 2.8$).

Болометрическая поправка может вносить дополнительную неопределённость из-за нашего незнания широкополосного спектра источника при светимостях вблизи перехода. Мы оценили эту неопределённость на уровне 10–20% и добавили её к итоговой неопределённости для предельной светимости. Принимая во внимание все неопределённости, мы оцениваем болометрические критические светимости для перехода в режим пропеллера в $(1.4 \pm 0.4) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ и $(2.0 \pm 0.4) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ для 4U 0115+63 и V 0332+53 соответственно.

Эпизоды возобновления аккреции

Кривые блеска 4U 0115+63 и V 0332+53 помимо основного перехода в режим пропеллера, демонстрируют ещё одну интересную особенность: в обоих случаях наблюдается внезапное увеличение болометрической светимости (на MJD 57354 до 1×10^{36} эрг с⁻¹ и на MJD 57358 до 2×10^{36} эрг с⁻¹). Соответствующие светимости в пределах погрешности согласуются с предельными светимостями для перехода в режим пропеллера. Мы интерпретируем это увеличение яркости как временный переход обратно в аккреционный режим из-за возросшего темпа аккреции.

Действительно, в обоих случаях возобновление яркости произошло близко к моменту прохождения периастра (см. Рис. 3.1); такие эпизоды транзитной аккреции также ожидаются и в случае постоянной аккреции с низким темпом из-за периодических ”пробулькиваний” вещества сквозь магнитосферу (см., например, [95, 96, 542]). Спектры обоих источников значительно ужесточаются во время эпизодов возобновления аккреции, становясь сопоставимыми со спектром непосредственно перед основным переходом в режим пропеллера. Отметим, что регулярные переходы из аккреционного режима в пропеллерный и обратно наблюдаются у другого рентгеновского пульсара — ультра-яркого источника M82 X-2 (см. ниже).

3.2.2 SMC X-2

Транзиентный рентгеновский пульсар SMC X-2 был обнаружен на ранней стадии исследования Малого Магелланова Облака [73] во время яркой вспышки с пиковой светимостью несколько 10^{38} эрг с⁻¹. Пульсирующая природа источника была установлена во время второй зарегистрированной вспышки, когда с помощью обсерватории *RXTE* были обнаружены когерентные пульсации с периодом $P_{\text{spin}} \simeq 2.37$ с из области неба вокруг SMC X-2 [86], а затем подтверждены с использованием данных *ASCA* [539]. Напряжённость магнитного поля пульсара до настоящего времени не была известна, однако авторы работы [214] сообщили о некоторых признаках обнаружения циклотронной линии в спектре SMC X-2 вблизи ~ 27 кэВ.

Оптический компаньон SMC X-2 довольно долго не был однозначно идентифицирован. Только мониторинговые наблюдения с помощью эксперимента OGLE позволили выявить переменность одной из этих звёзд с периодом $P_{\text{orb}} = 18.62 \pm 0.02$ дня [429], что согласуется

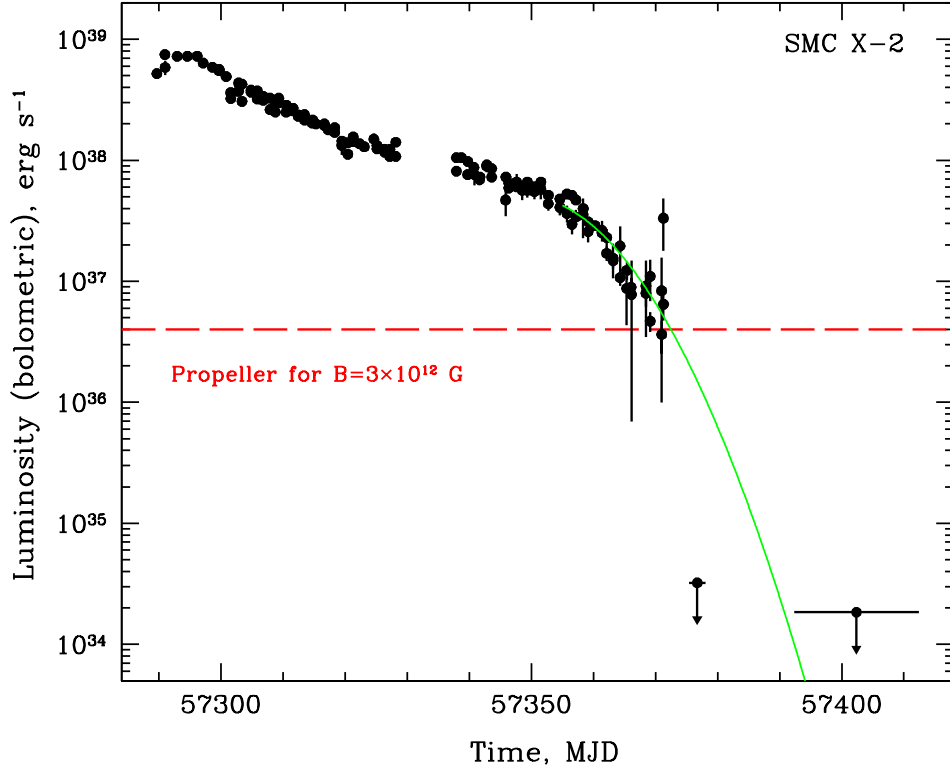


Рис. 3.3: Эволюция болометрической светимости SMC X-2 во время вспышки 2015–2016 годов. Светимость рассчитана по непоглощённому потоку, полученному из данных *Swift*/XRT, в предположении расстояния до источника $d = 62$ кпк и болометрической поправки 2.5 [294]. Два верхних предела были получены усреднением 3 и 11 наблюдений соответственно, выполненных в низком состоянии. Сплошная зелёная линия иллюстрирует закон спада потока непосредственно перед переходом в режим пропеллера, полученный путём аппроксимации кривой блеска гауссовой функцией (см., например, [55]). Горизонтальная пунктирная линия показывает приблизительную предельную светимость, при которой начинается переход в режим пропеллера.

с периодическими вариациями периода пульсаций, обнаруженными обсерваториями *RXTE* и *Swift* с периодом $P_{\text{orb}} \simeq 18.4$ дня [477, 259]. Эта периодичность была интерпретирована как орбитальный период в системе, что в сочетании с периодом пульсаций $P_{\text{spin}} \simeq 2.37$ с помещает SMC X-2 в область Ве-систем на диаграмме Корбета [83].

SMC X-2 вошла в новую вспышку в конце сентября 2015 года и наблюдалась с помощью телескопа *Swift*/XRT [225]. Наблюдения (всего около 150 отдельных наведений) проводились в период с 24 сентября 2015 года по 25 января 2016 года. Полученные спектры в высоком состоянии источника могут быть хорошо аппроксимированы простой моделью степенного закона, модифицированного межзвёздным поглощением на низких энергиях. В низком состоянии источник не был обнаружен ни в одном отдельном наблюдении. Лишь верхние пределы на поток были получены в низком состоянии источника.

Болометрическая кривая блеска SMC X-2 представлена на Рис. 3.3. На этой кривой есть (по крайней мере) три интересные особенности:

1. Максимальная светимость составляет около 10^{39} эрг с^{-1} , что превышает стандарт-

ный предел Эддингтона для нейтронной звезды в 5 раз. Это означает, что при таком высоком темпе аккреции на поверхности нейтронной звезды должна формироваться аккреционная колонка, а магнитное поле на поверхности нейтронной звезды должно быть не менее $\sim 10^{12}$ Гс [337].

2. Спад кривой блеска почти экспоненциальный в течение первых двух месяцев вспышки (за исключением последних десятков дней).
3. Происходит резкое падение (более чем в 100 раз) светимости источника на MJD 57370 после достижения критического значения светимости $L_{\text{lim}} \simeq (4 \pm 1) \times 10^{36}$ эрг с⁻¹ (см. красную пунктирную линию). Существует временной пробел (около 4 дней) между последним наблюдением, когда источник детектировался значимо, и следующим, когда источник уже не был обнаружен. Это резкое изменение светимости источника, скорее всего, связано с его переходом в режим пропеллера. В разделе 3.3 мы используем этот факт чтобы независимо оценить напряженность магнитного поля нейтронной звезды в системе.

3.2.3 GRO J1750–27

Транзиентный рентгеновский пульсар GRO J1750–27 был открыт с помощью прибора BATSE на борту обсерватории *Compton-GRO* во время мощной вспышки излучения в июле 1995 года [238]. Источник был обнаружен и идентифицирован как новый рентгеновский пульсар благодаря регистрации когерентных пульсаций с периодом около 4.45 с, а так же удалось определить орбитальные параметры системы [430]. Вторая вспышка GRO J1750–27 наблюдалась в начале 2008 года с помощью обсерваторий *Swift* и *INTEGRAL* в течение нескольких месяцев [436]. Эти наблюдения позволили уточнить орбитальные параметры системы, впервые восстановить широкополосный спектр источника в энергетическом диапазоне 5–70 кэВ и получить оценки расстояния до GRO J1750–27 в диапазоне 12–22 кпк (на основе эволюции ускорения вращения нейтронной звезды во время вспышки). Пиковая светимость была оценена на уровне $\sim 10^{38}$ эрг с⁻¹. Высокая светимость и наблюдаемое транзиентное поведение привели к выводу, что GRO J1750–27 должна быть Ве/рентгеновской двойной системой, демонстрирующей гигантские вспышки [430, 436].

Очередная вспышка излучения от GRO J1750–27 была зарегистрирована в 2015 году. Соответствующий мониторинг во время ее спада проводился нами в период с 12 апреля по 20 мая 2015 года. Болометрическая кривая блеска GRO J1750–27 измеренная с помощью телескопов *Swift*/XRT и *Chandra*, представлена на Рис. 3.4. Чёрные кружки показывают болометрический непоглощённый поток, измеренный с помощью телескопа *Swift*/XRT в предположении болометрической поправки $\simeq 2.2$. Из рисунка отчётливо видно резкое падение (примерно в 1000 раз) потока источника после MJD 57138.

Следует обратить внимание, что существует временной пробел (около восьми дней) между последним наблюдением, где источник был значительно обнаружен, и следующим, где источник уже не был обнаружен. Вместо этого были получены верхние пределы на поток как в индивидуальных наблюдениях телескопа *Swift*/XRT (показаны зелёными кружками на Рис.3.4), так и для четырех наведений вместе. Даже в этом случае источник не был обнаружен с верхним пределом 2σ , сопоставимым с последующим обнаружением с помощью обсерватории *Chandra* (см. Рис. 3.4). Это резкое изменение светимости источника очень похоже на то, что обсуждалось выше для ряда других рентгеновских пульсаров и, скорее всего, связано с его переходом в режим пропеллера. Сплошная серая линия иллюстрирует

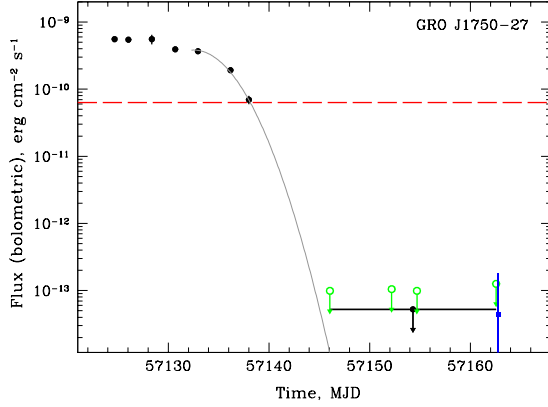


Рис. 3.4: Кривая блеска GRO J1750–27, измеренная с помощью *Swift*/XRT и *Chandra*. Чёрные кружки показывают болометрический непоглощённый поток, измеренный с помощью телескопа *Swift*/XRT в предположении болометрической поправки 2.2. Зелёные незаполненные кружки обозначают верхние пределы на поток для каждого из четырёх наблюдений *Swift*/XRT после перехода в режим пропеллера; верхний предел, соответствующий общей экспозиции этих наблюдений, показан чёрным кружком со стрелкой. Синий кружок соответствует измерению обсерваторией *Chandra*. Сплошная серая линия иллюстрирует наилучшую аппроксимацию спада потока в хвосте вспышки гауссовой функцией. Горизонтальная пунктирная линия соответствует верхнему пределу порогового потока возможного перехода в режим пропеллера.

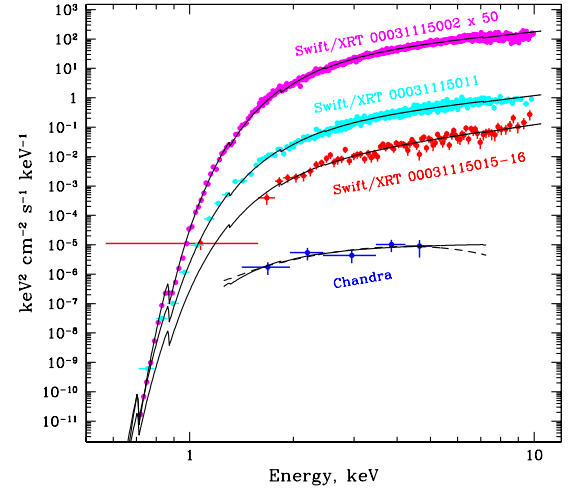


Рис. 3.5: Энергетические спектры GRO J1750–27, полученные с помощью телескопа *Swift*/XRT (фиолетовые, голубые и красные кружки) и обсерватории *Chandra* (синие кружки). Спектр первого наблюдения XRT умножен на коэффициент 50 для наглядности. Сплошные линии представляют собой наилучшие аппроксимационные модели поглощённого степенного закона. Наилучшая аппроксимация моделью чёрного тела для низкого состояния показана пунктирной линией.

наилучшую аппроксимацию спада потока в хвосте вспышки гауссовой функцией. Хотя эта модель не имеет физического обоснования, она довольно хорошо аппроксимирует финальные стадии вспышек до перехода в режим пропеллера (см., например, [59, 60, 294]).

К сожалению, пробелы в кривой блеска не позволяют напрямую оценить переходную светимость. Однако резкое затухание потока источника примерно на три порядка за несколько дней после MJD 57138 является сильным указанием на то, что переход действительно имел место. Горизонтальная пунктирная линия на Рис. 3.4 показывает верхний предел $F_{\text{lim}} \simeq 6 \times 10^{-11}$ эрг см⁻² с⁻¹ для порогового потока возможного перехода в режим пропеллера. Именно это значение используется нами в разделе 3.3 для оценки напряженности магнитного поля нейтронной звезды в этой системе.

Спектральные изменения

Спектр источника ниже 10 кэВ может быть хорошо описан простой моделью степенного закона, модифицированного поглощением на низких энергиях. Типичные значения фотонного индекса и поглощения в широком диапазоне потоков источника составляют $\Gamma \simeq 0.6 - 0.8$ и $N_H \simeq (4 - 5) \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Несколько спектров GRO J1750–27, полученных в разных состояниях, показаны на Рис. 3.5.

Как было показано в работах [525] и [491] и обсуждалось выше, спектры рентгеновских пульсаров должны становиться значительно мягче после перехода в режим пропеллера и прекращения аккреции. Спектр GRO J1750–27, полученный с помощью обсерватории *Chandra* после такого перехода, показан на Рис. 3.5 синими точками. Его можно описать моделью чёрного тела с температурой около 1 кэВ. Формально этот спектр выглядит мягче по сравнению со спектрами до перехода, но его температура несколько выше, чем ожидается для режима пропеллера (~ 0.5 кэВ с последующим остыванием, [525]). Это может быть связано либо с недостаточной статистикой (формально спектр источника также может быть описан моделью поглощённого степенного закона с фотонным индексом $\Gamma \simeq 3$), либо с возможным продолжением остаточной аккреции после перехода в низкое состояние [498].

3.2.4 M82 X-2

Революционное открытие пульсирующего ультра-яркого рентгеновского источника (ULX) X-2 в галактике M82 (также известного как X42.3+59; [217]), сделанное обсерваторией *NuSTAR* [16], породило больше вопросов, чем ответов, о физике аккреции на замеченные нейтронные звёзды, а также о природе всей популяции ультра-ярких рентгеновских источников. Главной особенностью этого источника является чрезвычайно высокая для аккрецирующей нейтронной звезды светимость, около $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$. Другие параметры системы, такие как период вращения $P = 1.37 \text{ с}$, орбитальный период 2.5 дня и звезда-компаньон массой $5.2 M_\odot$ [16], вполне типичны для рентгеновского пульсара. Также в ходе наблюдений *NuSTAR* было обнаружено переменное ускорение вращения со средним темпом $\dot{P} \simeq -2 \times 10^{-10} \text{ с с}^{-1}$.

Превышение светимости Эддингтона почти на два порядка ставит под сомнение существующие теории и накладывает строгие ограничения на физические условия в области излучения. Было предложено множество различных моделей, направленных на понимание природы этого источника. Эти модели можно разделить на две основные группы в зависимости от магнитного поля нейтронной звезды. Одна из возможностей излучения такого высокого потока — предположение о магнетарном магнитном поле порядка 10^{14} Гс , необходимым для значительного уменьшения сечения взаимодействия между излучением и падающим веществом (см., например, [180]). Однако такое магнитное поле почти на два порядка выше типичного значения, наблюдаемого у рентгеновских пульсаров [514], и не может быть проверено с помощью спектрального анализа. Поэтому все выводы о природе M82 X-2 были основаны на его временных свойствах. В частности, предполагая равновесие крутящего момента, авторы работы [124] получили напряжённость поля B примерно $(2 \div 7) \times 10^{13} \text{ Гс}$. В работе [94] авторы склонились к более низкому магнитному полю $B \sim 10^{13} \text{ Гс}$.

В то же время другие авторы заявляли о низком магнитном поле в M82 X-2, основываясь на тех же свойствах переменности источника. Например, в работе [237] утверждалось, что наблюдаемый крутящий момент согласуется с аккреционным диском, простирающимся до окрестностей поверхности нейтронной звезды. Это возможно только в том случае, если

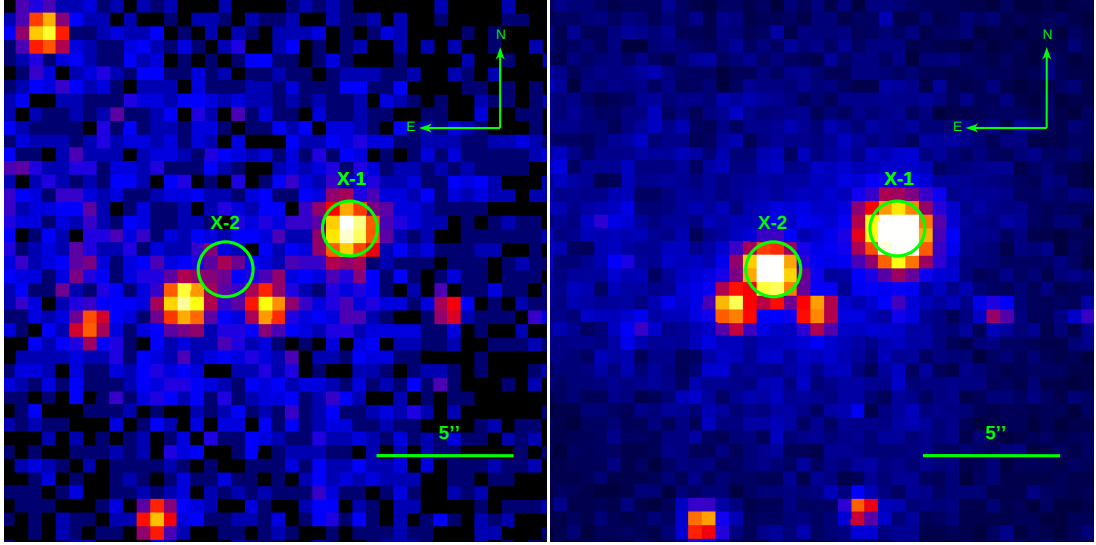


Рис. 3.6: Изображения центра галактики M82 во время наблюдений обсерваторией *Chandra*, выполненных 20 сентября 1999 года (MJD 51441.47), когда M82 X-2 находился в состоянии низкой светимости (слева) и 17 августа 2005 года (MJD 53599.04), когда он был в состоянии высокой светимости (справа). Кружки обозначают положения ультра-ярких рентгеновских источников M82 X-1 и X-2.

дипольное магнитное поле звезды низкое, $B \lesssim 10^9$ Гс. В оригинальной статье [16] магнитное поле порядка 10^{12} Гс было оценено в предположениях спинового равновесия и Эддингтоновского темпа аккреции. Следует отметить, что гипотеза слабого магнитного поля требует существенной коллимации излучения источника чтобы обеспечить столь высокую наблюдаемую светимость. Это, однако, противоречит наблюдению сильных пульсаций потока от источника [334].

Для ответа на вопрос о напряженности магнитного поля нейтронной звезды в M82 X-2 мы анализировали долговременную кривую блеска источника. Обсерватория *Chandra* вела мониторинг галактики M82 более или менее равномерно на протяжении ~ 15 лет, наблюдая источник в очень разных состояниях (см. Рис. 3.6).

Кривая блеска M82 X-2 показана на Рис. 3.7(a). Гистограмма светимостей, представленная на Рис. 3.7(b), чётко демонстрирует бимодальность с двумя хорошо определёнными пиками на $\sim 1.0 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} и $\sim 2.8 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} . Мы подчёркиваем, что в большинстве состояний с низкой светимостью источник всё ещё присутствует на изображениях обсерватории *Chandra*. Это можно проиллюстрировать на Рис. 3.6, где показаны карты центральной части галактики M82 как в высоком, так и в низком состояниях.

Наблюдаемое поведение M82 X-2, проявляющееся в резких переключениях светимости в 40 раз, можно интерпретировать в рамках эффекта пропеллера (стоит, однако, иметь в виду и другие возможные объяснения [168]). Для сравнения, на Рис. 3.7(b) серой линией показано распределение светимости для рентгеновского пульсара LMC X-4, демонстрирующего хорошо установленную суперорбитальную переменность. Усреднённые за сутки скорости счёта монитора всего неба *Swift*/BAT для данного источника были преобразованы в светимость с использованием его широкополосного спектра (см., например, [487]). Полученное распределение светимости было сдвинуто на коэффициент 20, чтобы визуальнo соответствовать диапазону светимостей M82 X-2. Очевидно, что поведение источников сильно отличаются.

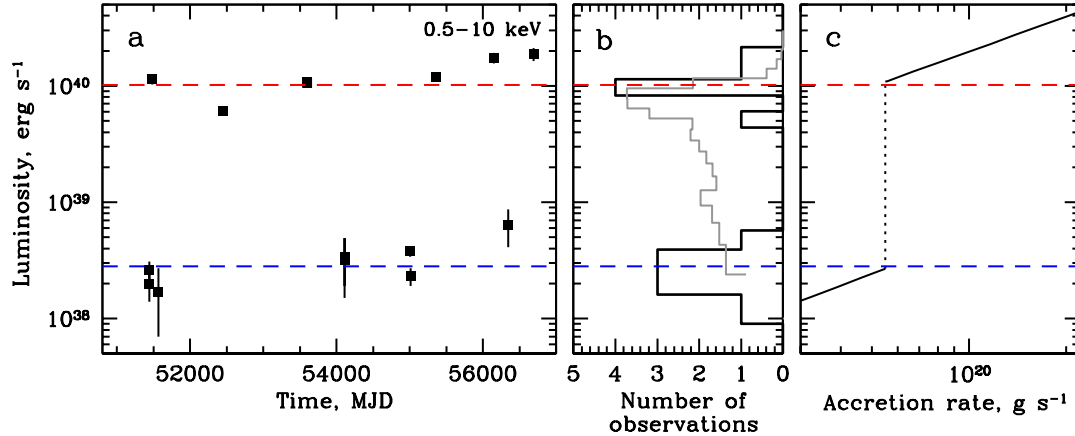


Рис. 3.7: (a) Кривая блеска M82 X-2, полученная обсерваторией *Chandra* за 15 лет наблюдений. Светимости скорректированы на поглощение и приведены в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ; (b) Распределение отдельных наблюдений по светимостям (чёрная линия). Чётко видна бимодальная структура. Красная и синяя пунктирные линии показывают усреднённые светимости в высоком и низком состояниях соответственно. Серая линия представляет перемасштабированное распределение светимостей рентгеновского пульсара LMC X-4 по данным *Swift*/BAT; (c) Предсказанная зависимость светимости замагниченной нейтронной звезды от темпа аккреции (см. уравнения 3.1–3.3) для следующих параметров: период вращения $P = 1.37$ с, напряжённость магнитного поля $B = 1.1 \times 10^{14}$ Гс, масса нейтронной звезды $M = 1.4M_{\odot}$ и радиус $R = 10$ км, магнитосферный радиус в единицах радиуса Альфвена $k = 0.5$. Предполагается, что небольшая часть (2.5 процента) аккрецирующего вещества просачивается через магнитосферу на поверхность нейтронной звезды.

Это также верно и для других источников с периодической (SMC X-1, Her X-1) и непериодической (например, Cen X-3) переменностью потока. К сожалению, относительно короткие экспозиции наблюдений *Chandra* не позволяют нам зафиксировать непосредственные переходы M82 X-2 из одного состояния в другое. Однако довольно плотная программа наблюдений M82 позволяет установить только верхний предел на длительность таких переходов: два наблюдения, разделённые ~ 37.3 днями (ObsID 1302 и 1411_000), демонстрируют изменение потока в ~ 50 раз. Ниже мы используем светимость перехода из яркого состояния в низкое, предполагая эффект пропеллера как причину данного перехода, для независимого определения магнитного поля в этом уникальном источнике, используя остальные объекты с известным магнитным полем из нашей выборки в качестве реперных.

3.3 Измерение магнитного поля в рентгеновских пульсарах при помощи эффекта пропеллера

Как видно из уравнения (3.1), обнаружение перехода пульсара в режим пропеллера и измерение соответствующей предельной светимости L_{lim} можно использовать для оценки напряжённости магнитного поля нейтронной звезды. Как следует из данной формулы, магнитное поле является функцией комбинации предельной пропеллерной светимости и периода вращения нейтронной звезды. Именно эта зависимость и предлагается нами для независимого определения напряженности магнитного поля в рентгеновских пульсарах, где

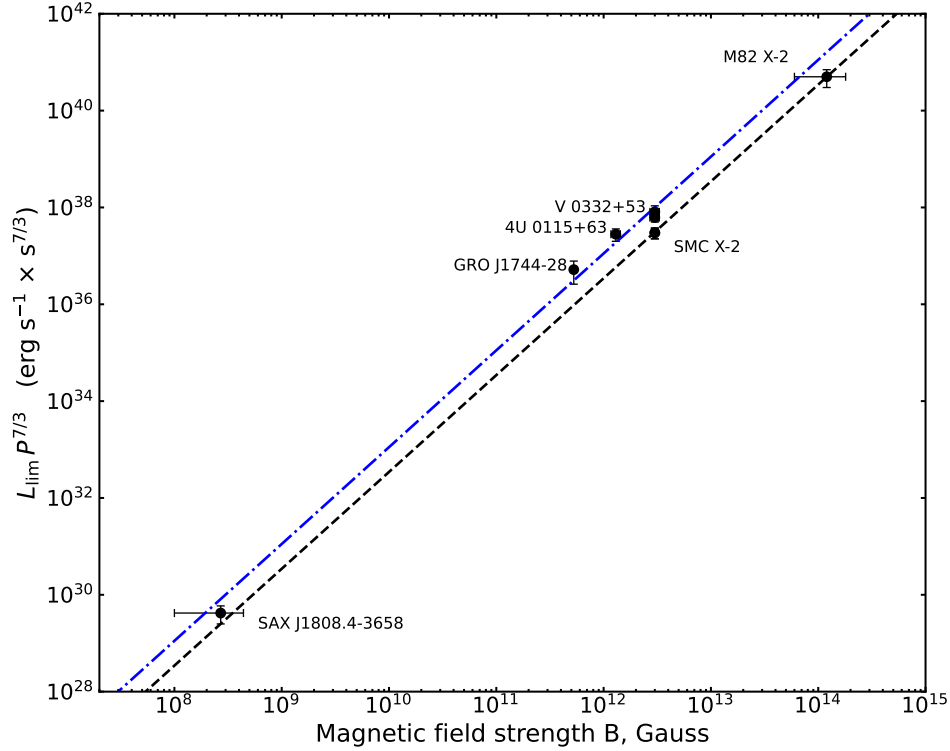


Рис. 3.8: Наблюдаемая корреляция между комбинацией предельной светимости перехода в режим пропеллера и периода пульсаций, $L_{\text{lim}} P^{7/3}$, и напряжённостью магнитного поля B на поверхности нейтронной звезды (независимые измерения) для шести рентгеновских пульсаров разной природы. Пунктирная и штрих-пунктирная линии представляют теоретическую зависимость из уравнения (3.1), предполагающую стандартные параметры для нейтронной звезды ($M = 1.4M_{\odot}$, $R = 10$ км) и $k = 0.5$ и $k = 0.7$ соответственно.

другие методы (как например детектирование циклотронной линии) недоступны.

Для верификации предлагаемого метода, на Рисунке 3.8 показана корреляция между независимо измеренной напряжённостью магнитного поля (по циклотронной энергии, модели крутящего момента и др.) и комбинацией предельной пропеллерной светимости и периода пульсаций, $L_{\text{lim}} P^{7/3}$, для шести источников, демонстрирующих переходы в режим пропеллера. Измерения предельной светимости взяты как из литературы [496], например для SAX J1808.4-3658 из [202], для GRO J1744-28 из [93, 108], так и из наших результатов, описанных выше (для 4U 0115+63, V 0332+53, SMC X-2, M82 X-2). Пунктирная и штрих-пунктирная линии представляют собой теоретическую зависимость из уравнения (3.1), предполагающую стандартные параметры $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 10$ км, и два разных значения параметра $k = 0.5$ и $k = 0.7$ соответственно.

Можно отчётливо видеть хорошее согласие с теоретическим предсказанием, несмотря на очень широкий диапазон напряжённостей магнитных полей, покрывающий шесть порядков. Принимая во внимание сильную зависимость предельной светимости L_{lim} от параметра k , мы можем грубо ограничить диапазон его значений между 0.5 и 0.7.

На представленной диаграмме отсутствует источник GRO J1750-27, для которого предельная светимость перехода в режим пропеллера не была измерена достоверно. В соответствии с уравнением (3.1), верхний предел на пороговое значение потока $F_{\text{lim}} \simeq 6 \times 10^{-11}$

эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ соответствует напряжённости магнитного поля $B \simeq (4 - 5) \times 10^{12}$ Гс для расстояний до системы 15–20 кпк. Поскольку F_{lim} является лишь верхним пределом, оценки магнитного поля, основанные на этом потоке, также следует считать верхними пределами. Заметим, что эти значения хорошо согласуются с оценками поля, основанными на наблюдаемом темпе раскрутки пульсара [293].

Одним из наиболее интересных объектов из нашей выборки является пульсирующий ULX, M82 X-2. Данный источник не так хорошо следует теоретическим ожиданиям, как другие. Действительно, наблюдаемое отношение светимостей в высоком и низком состояниях равно ~ 40 , что меньше отношения около 200, предсказываемого уравнением (3.3) для данного периода пульсаций. Одним из возможных объяснений является протекание вещества через магнитосферу из-за структуры толстого аккреционного диска, доминированного давлением излучения. Это также подтверждается тем фактом, что мы не обнаруживаем значительных изменений спектра источника в этих двух состояниях. Скачок светимости в 40 раз можно легко объяснить, если 2–3 процента аккрецирующего вещества просачивается через магнитосферу (см. Рис. 3.7с).

Однако предельная светимость в высоком состоянии менее подвержена таким неопределённостям в модели аккреции и может быть использована для оценки напряжённости магнитного поля нейтронной звезды непосредственно из уравнения (3.1). Для этого мы берём значения $P = 1.37$ с и $L_{\text{lim}} = 2.0 \times 10^{40}$ эрг с^{-1} (где мы применяем болометрическую поправку с коэффициентом 2 к наблюдаемой светимости). Это сразу даёт магнетарное магнитное поле $B = (1.1 \pm 0.4) \times 10^{14}$ Гс, которое в 10 раз превышает самое большое измеренное на сегодняшний день магнитное поле в аккрецирующем рентгеновском пульсаре. Ошибка на значение B возникает из-за неопределённости в комбинации факторов $k^{7/2} M_{1.4}^{-2/3} R_6^5$ в соотношении (3.1), а также из-за 50-процентной неопределённости в определении предельной светимости (как следствие конечной ширины распределения светимости в высоком состоянии) и болометрической поправки. Например, если вместо использования усреднённой светимости в высоком состоянии в качестве предельной мы возьмём минимальную наблюдаемую в этом состоянии (1.2×10^{40} эрг с^{-1}), напряжённость магнитного поля будет $B = 8.5 \times 10^{13}$ Гс. Такие высокие значения напряжённости поля хорошо согласуются с некоторыми теоретическими предсказаниями, в частности с моделью максимальной светимости для аккрецирующей нейтронной звезды [337].

Таким образом, можно утверждать, что теперь в нашем арсенале есть независимый метод определения напряжённости магнитного поля в рентгеновских пульсарах, где по тем или иным причинам другие методы неприменимы. По крайней мере, это верно для случая нейтронных звёзд с простой дипольной конфигурацией магнитного поля (см. ниже).

3.4 Определение структуры магнитного поля нейтронных звезд

Оценки напряжённости магнитного поля, сделанные в предыдущем разделе, основаны на уравнении (3.1), предполагающей дипольную конфигурацию поля (т.к. использует уравнение (9) для радиуса магнитосферы в случае дипольного поля). Следовательно, тот факт, что для всех источников, показанных на Рисунке 3.8, оценка напряжённости магнитного поля, сделанная по этой формуле, хорошо согласуется с независимой оценкой, обычно основанной на циклотронной энергии, отражающей напряжённость поля в непосредственной близости к поверхности нейтронной звезды, говорит о том, что магнитное поле в этих пульсарах имеет простую дипольную конфигурацию. Однако, как обсуждается ниже, такое совпадение наблюдается не для всех рентгеновских пульсаров, которые были исследованы.

3.4.1 SMC X-3

Рентгеновский пульсар SMC X-3 был обнаружен обсерваторией *SAS-3* как яркий источник в Малом Магеллановом Облаке [73]. Только в 2004 году, используя данные *Chandra*, авторы работы [123] показали, что пульсар с периодом 7.78 с, найденный в работе [85] в данных *RXTE*, можно идентифицировать с SMC X-3. Ряд вспышек, зарегистрированных обсерваторией *RXTE* в 1999–2009 годах, позволил найти периодичность в активности источника, вероятно, связанную с орбитальным движением с периодом $\simeq 45$ дней [85]. Основываясь на долгосрочной эволюции периода вращения, наблюдаемой *RXTE*, авторы работы [236] оценили магнитное поле нейтронной звезды в SMC X-3 как $B \simeq 2.9 \times 10^{12}$ Гс. Отметим, что в этом случае в спектре источника должна быть наблюдаемой циклотронная линия на энергии ~ 26 кэВ. Другая оценка напряжённости магнитного поля $B \simeq 7.3 \times 10^{12}$ Гс была получена недавно [520] на основе предположения о равновесном периоде вращения нейтронной звезды. Однако анализ широкополосного спектра источника по данным обсерватории *NuSTAR* не выявил наличия никаких очевидных спектральных особенностей, которые можно было бы интерпретировать как циклотронную линию [379]. Таким образом, для оценки напряженности магнитного поля в этом источнике требуется применения альтернативных методов.

Нами была исследована вспышка SMC X-3 2016–2017 годов, которая была обнаружена монитором *MAXI* [350]. Чрезвычайно высокая болометрическая светимость источника $L_{\text{peak}} \sim 2.5 \times 10^{39}$ эрг с^{-1} , достигнутая во время этой вспышки, делает SMC X-3 одним из уникальных среди транзиентных рентгеновских пульсаров с оптическими компаньонами типа Ве. Фактически, из-за высокой светимости его можно формально отнести к группе ультра-ярких рентгеновских источников. Мониторинг объекта проводился с помощью телескопа *Swift*/XRT в период с MJD 57611 по MJD 57840.

Кривая блеска SMC X-3, полученная в 2016–2017 годах, показана на Рис. 3.9 чёрными точками. Поток источника был оценён с использованием болометрических поправок, поправок на поглощение и в предположении расстояния до источника 62 кпк [183]. Наблюдаемая кривая блеска выглядит довольно сложной. Из Рис. 3.9 видно, что после MJD ~ 57710 происходит явный переход к более быстрому спаду светимости. Этот переход можно объяснить в рамках модели термо-вязкостной неустойчивости как момент, когда температура на внешнем радиусе аккреционного диска упала до критической температуры ~ 6500 К, что вызвало рекомбинацию водорода, снижение локальной вязкости и, соответственно, уменьшение темпа аккреции на компактный объект (см. главу 4 и работу [271]). Как видно из рисунка, этот спад не является плавным и несколько раз прерывался повторными всплесками в районе MJD ~ 57730 , MJD ~ 57770 и MJD ~ 57810 , вблизи соответствующих прохождений периастра, показанных зелеными пунктирными линиями.

Оценки магнитного поля нейтронной звезды в SMC X-3

Для определения структуры магнитного поля нейтронной звезды нам необходимо знать напряженность поля на разном расстоянии от ее поверхности. Ниже мы делаем такие оценки на основе нескольких методов измерения напряженности поля как на радиусе магнитосферы звезды, так и в зоне основного энерговыделения, т.е. вблизи ее поверхности.

Оценки из критической и максимальной светимости

В случае очень сильного магнитного поля сечение комптоновского рассеяния значительно уменьшается (см., например, [333]). Это снижает влияние радиационного давления

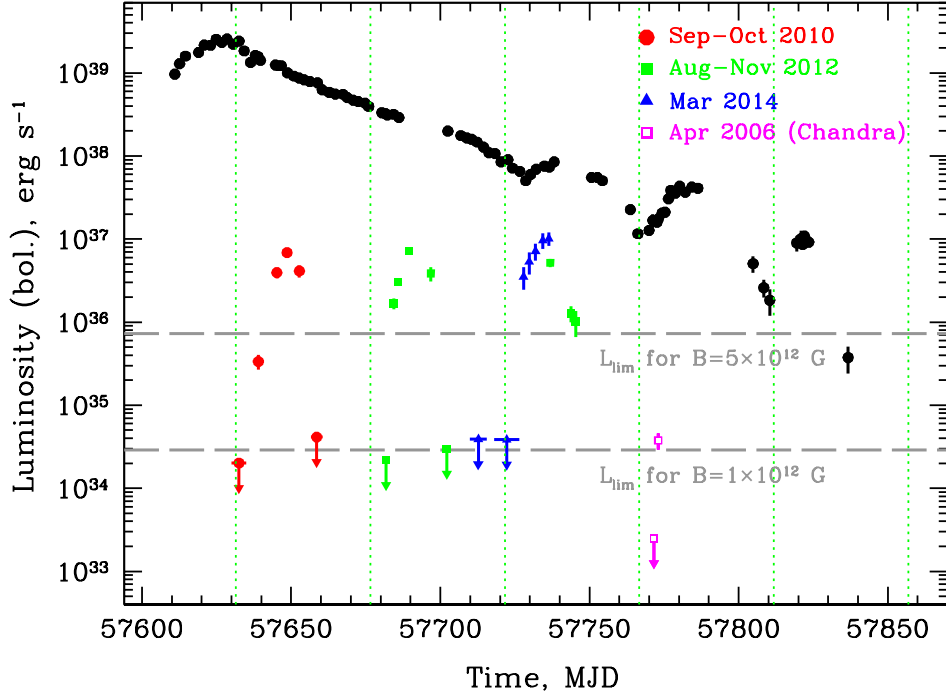


Рис. 3.9: Болометрическая кривая блеска SMC X-3, наблюдаемая с помощью телескопа *Swift*/XRT, полученная во время гигантской вспышки в 2016–2017 годах (чёрные кружки), вспышек типа I в сентябре-октябре 2010 года (красные кружки), августе-ноябре 2012 года (зелёные квадраты) и марте 2014 года (синие треугольники). Измерение *Chandra* от апреля 2006 года представлено фиолетовым квадратом. Верхние пределы на уровне 3σ показаны стрелками соответствующего цвета. Исторические данные были сдвинуты на целое число орбитальных периодов для иллюстративных целей. Светимость рассчитана по непоглощённому потоку в предположении расстояния до источника $d = 62$ кпк и болометрических поправок из [482]. Горизонтальные штриховые линии показывают верхний и нижний пределы для пороговой светимости перехода в режим пропеллера (см. текст). Зелёные вертикальные пунктирные линии соответствуют моментам прохождений периастра.

и необходимо для того, чтобы аккрецирующий рентгеновский пульсар демонстрировал светимости, превышающие предел Эддингтона, подобно тому, что наблюдалось у SMC X-3. В частности, это возможно благодаря образованию аккреционной колонки над поверхностью нейтронной звезды [23, 338]. Критическая светимость L^* , разделяющая два режима аккреции, является функцией напряжённости магнитного поля в окрестности полюсов нейтронной звезды (см. главу 1). Поэтому наблюдательное ограничение L^* может быть использовано для получения независимых оценок магнитного поля.

В этом контексте важно, что SMC X-3 демонстрирует существенное изменение профиля импульса между MJD ~ 57680 и MJD ~ 57700 , когда основной пик смещается примерно на $\sim \pi/2$ (см. Рис. 4 в [520]). Скорее всего, это изменение, произошедшее при болометрической светимости источника $\sim (2-3) \times 10^{38}$ эрг с $^{-1}$, вызвано исчезновением аккреционной колонки и соответствующей модификацией диаграммы направленности излучения пульсара [164]. Интерпретация этой светимости как критической приводит к оценкам магнитного поля $B \simeq (2-3) \times 10^{13}$ Г [338].

Максимальная аккреционная светимость нейтронной звезды также зависит от напряжённости магнитного поля [337]. Боллометрическая пиковая светимость SMC X-3, достигнутая во время вспышки 2016–2017 годов, составляет $\sim 2.5 \times 10^{39}$ эрг с^{-1} , что превышает предел Эддингтона на порядок. Согласно теории аккреционной колонки [337], такая высокая светимость невозможна, если магнитное поле нейтронной звезды имеет напряжённость меньше $\sim 2 \times 10^{13}$ Г. Это значение хорошо согласуется с тем, которое было получено выше из критической светимости. Оба метода относятся к напряжённости магнитного поля в области основного выделения энергии, то есть в непосредственной близости от поверхности нейтронной звезды.

Оценки из темпа ускорения пульсаций

Эволюция собственной частоты вращения аккрецирующих пульсаров обусловлена передачей углового момента от аккреционного диска и механизмами торможения, связанными с взаимодействием магнитосферы с диском [154, 516, 287, 371]. Угловой момент, передаваемый нейтронной звезде аккреционным диском, пропорционален темпу аккреции и, следовательно, ожидается, что он будет доминировать в эволюции вращения звезды при высоких светимостях. В связи с этим детали взаимодействия диска с магнитосферой не столь важны, и достаточно рассмотреть только ускоряющий момент (который, однако, зависит от размера магнитосферы). В данном случае темп ускорения пульсаций определяется как [278]:

$$\dot{\nu} = \frac{\dot{M}\sqrt{GMR_m}}{2\pi I}, \quad (3.5)$$

где R_m это радиус магнитосферы, т.е. радиус внутреннего края диска, а I – момент инерции нейтронной звезды.

Как следует из ур. (3.5), размер магнитосферы или, что эквивалентно, напряжённость магнитного поля нейтронной звезды является одним из параметров модели, который можно получить при аппроксимации наблюдений. Для стандартной нейтронной звезды с массой $1.4M_\odot$ и радиусом 10 км, а также геометрическим коэффициентом $k = 0.5$, напряжённость поля хорошо ограничена значением $B = 2.55(1) \times 10^{12}$ Гс. Это согласуется со значением из работы [236], полученным на основе эволюции периода пульсаций между вспышками, и на порядок ниже, чем оценки, полученные выше на основе наблюдаемых критической и максимальной светимостей.

Оценки на основе эффекта пропеллера

Как обсуждалось выше в данной главе, предельная светимость перехода в режим пропеллера может быть использована для оценки напряжённости магнитного поля. 1 февраля 2017 года (MJD 57785) SMC X-3 был всё ещё слишком ярким, чтобы ожидать перехода в режим пропеллера для нейтронной звезды со стандартным магнитным полем. Поэтому мы исследовали архивные данные *Swift*/XRT и *Chandra*. Кривые блеска, основанные на всех доступных данных, а также верхние пределы на уровне 3σ показаны на Рис. 3.9.

Из рисунка видно, что SMC X-3 был значимо обнаружен при низких светимостях во время нескольких вспышек типа I. Самое слабое состояние источника с боллометрической светимостью $\sim 3.5 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} наблюдалось обсерваторией *Chandra* 26 апреля 2006 года. Всего за день до этого источник не был обнаружен с верхним пределом на уровне 3σ в $\sim 2.5 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} . Наименьшая значимо измеренная светимость SMC X-3 может служить оценкой порога перехода в режим пропеллера $L_{\text{lim}} \sim 3 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} . С другой стороны, на основе только данных *Swift*/XRT предельная светимость может достигать $L_{\text{lim}} \sim 7 \times$

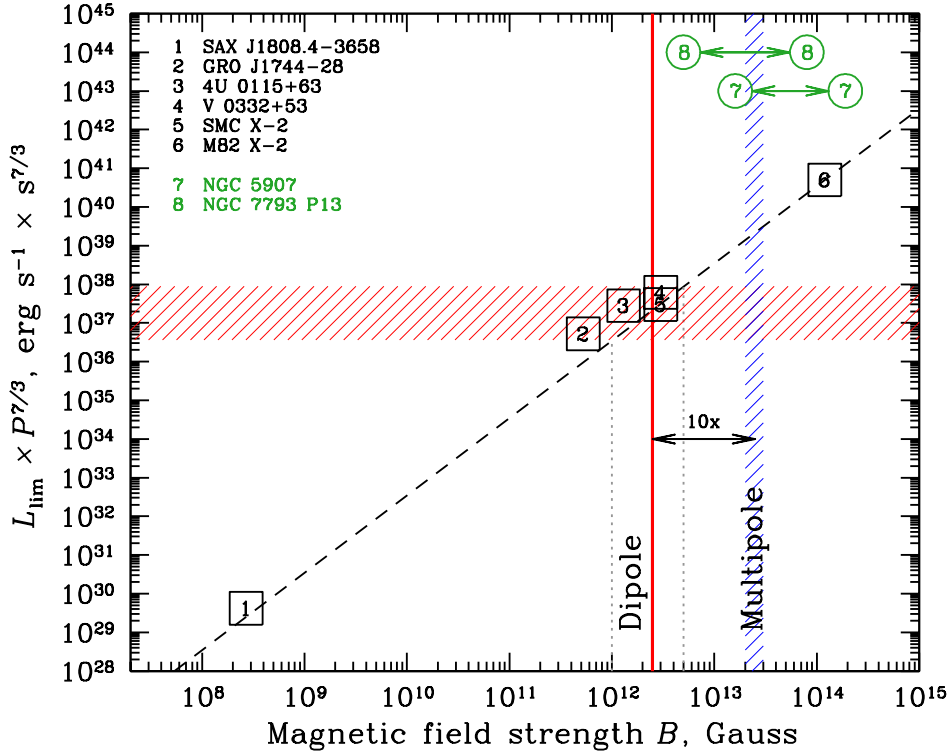


Рис. 3.10: Корреляция между комбинацией предельной пропеллерной светимости и периода вращения пульсара, $L_{\text{lim}} P^{7/3}$, и независимо определённой напряжённостью магнитного поля B для шести рентгеновских пульсаров (чёрные квадраты; взято из Рис. 3.8). Пунктирная линия показывает теоретическую зависимость, заданную ур. (3.1) для $k = 0.5$. Оценка предельной светимости и соответствующей напряжённости дипольного поля для SMC X-3 показаны горизонтальной заштрихованной областью и пунктирными вертикальными линиями соответственно. Сплошная красная вертикальная линия указывает на оценку дипольного поля по наблюдаемой эволюции вращения нейтронной звезды. Ограничения на напряжённость поля в окрестности поверхности звезды, основанные на наблюдаемых критической и максимальной светимостях, показаны вертикальной заштрихованной областью. Бросается в глаза расхождение на порядок между оценками поля на магнитосфере и в окрестности нейтронной звезды. Зелёные кружки показывают аналогичное расхождение между двумя компонентами поля в пульсирующих ультра-ярких рентгеновских источниках: в NGC 5907 и NGC 7793 P13.

10^{35} эрг с^{-1} . Поэтому здесь мы используем очень консервативный диапазон светимостей от $\sim 3 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} до $\sim 7 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} для оценки дипольной компоненты магнитного поля (показаны горизонтальными пунктирными линиями на Рис. 3.9). Подставляя измеренный период вращения SMC X-3 ($P = 7.81$ с) и диапазон предельной пропеллерной светимости L_{lim} в ур. (3.1) и предполагая стандартную массу и радиус нейтронной звезды ($M = 1.4M_{\odot}$ и $R = 10$ км соответственно), мы можем оценить дипольную компоненту ее магнитного поля как $B \sim (1 - 5) \times 10^{12}$ Гс.

Интересно, что оба метода (ускорение вращения и эффект пропеллера), измеряющие дипольную компоненту магнитного поля, хорошо согласуются друг с другом и дают значительно более низкую напряжённость по сравнению с методами, чувствительными к маг-

нитному полю на поверхности нейтронной звезды (критическая и максимальная светимости). Этот факт может указывать на сильно недипольную конфигурацию магнитного поля нейтронной звезды с мультиполями, которые на порядок сильнее дипольной компоненты в области излучения. Стоит отметить, что отсутствие циклотронной линии согласуется с описанной выше картиной. Другой возможностью разрешить это расхождение является значительное отклонение параметра k от стандартного значения 0.5, принятого в нашем исследовании. А именно, оценка дипольной компоненты магнитного поля B_{dipole} совпадёт с мультипольной компонентой $B_{\text{multipole}}$ при $k \approx 0.15$.

Однако это предположение, по-видимому, не согласуется с результатами, полученными нами в разделе 3.3 для других источников, таких как SAX J1808.4-3658 [58], GRO J1744-28 [90], 4U 0115+63 [491], V 0332+63 [491], SMC X-2 [294] и M82 X-2 [496]. Все эти источники собраны на Рис. 3.10, где комбинация предельной пропеллерной светимости и соответствующего периода пульсаций, $L_{\text{lim}} P^{7/3}$, сравнивается с напряжённостью магнитного поля, измеренной независимо (рисунок аналогичен Рис. 3.8). Как уже упоминалось выше, для всех шести источников предельная светимость, по-видимому, согласуется с теоретической зависимостью, заданной ур. (3.1) для $k = 0.5$, показанной пунктирной линией. Расхождение же между двумя компонентами поля кроме SMC X-3 также было отмечено в двух пульсирующих ультра-ярких рентгеновских источниках: в NGC 5907 [209], NGC 7793 P13 [212], а также другом транзиентном пульсаре Swift J0243.6+6124 (см. ниже). Интересно, что во всех этих источниках мультипольные компоненты оцениваются на порядок более сильными по сравнению с дипольной компонентой (см. зелёные кружки на Рис. 3.10), аналогично случаю с SMC X-3.

3.4.2 Swift J0243.6+6124

Наиболее близким к нам пульсирующим ультра-ярким рентгеновским источником в настоящее время является не SMC X-3, а Swift J0243.6+6124. Источник был впервые обнаружен прибором *Swift*/BAT 3 октября 2017 года [226], и в течение нескольких месяцев демонстрировал одну из самых ярких вспышек, когда-либо наблюдавшихся от транзиентных рентгеновских пульсаров, с пиковым потоком $\sim 3 \times 10^{-7}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Вскоре после этого с помощью телескопа *Swift*/XRT были найдены пульсации с периодом 9.86 с [226]. Авторы работы [242] сообщили об обнаружении циклотронной линии в спектре источника с энергией ≈ 130 кэВ, что подразумевает самое сильное из известных на сегодня магнитных поле на поверхности нейтронной звезды, измеренных данным методом, $B \approx 1.5 \times 10^{13}$ Гс. Оптический компаньон, звезда позднего типа Oe или раннего типа Be, был идентифицирован как USNO-B1.0 1514+0083050 на основе позиционного совпадения с источником, локализованным с помощью телескопа *Swift*/XRT [226, 33, 244]. Эта звезда фигурирует в каталоге *Gaia* Data Release 3 (DR3) (ID: 465628193526364416) на расстоянии, определенном по параллаксу, равном 5.2 кпк. Используя это расстояние, пиковая светимость во вспышке 2017 года составила $\sim 2.5 \times 10^{39}$ эрг с^{-1} [118, 483, 530].

Так же магнитное поле нейтронной звезды в Swift J0243.6+6124 было определено некоторыми авторами, используя не прямые методы. Например, наблюдаемое изменение формы профиля импульса в мягком энергетическом диапазоне и доли пульсирующего излучения в жестком диапазоне побудило авторов работы [118] сделать вывод о том, что источник переключился из режима докритической аккреции в режим сверхкритической аккреции на светимости $\sim 10^{38}$ эрг с^{-1} , что означает, что нейтронная звезда имеет магнитное поле $\sim 10^{13}$ Гс. Аналогичный вывод был сделан в работе [530] на основе мониторинга источника

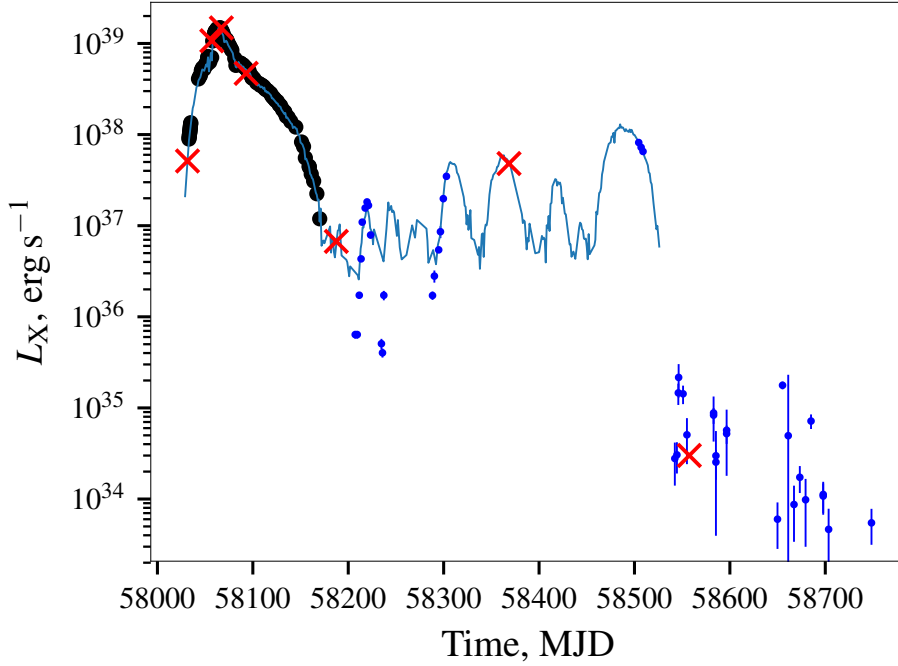


Рис. 3.11: Долгосрочная болометрическая кривая блеска Swift J0243.6+6124, наблюдаемая Insight-HXMT (черные точки), *Swift*/BAT (голубая линия), *Swift*/XRT (синие точки) и *NuSTAR* (красные кресты).

с помощью приборов NICER и *Fermi*/GBM, который выявил характерные особенности в зависимости рентгеновских цветов источника от светимости как в мягком, так и в жестком диапазонах. Обе особенности были связаны с переходом от до- к сверхкритической аккреции и с началом формирования аккреционной колонки [530].

Долгосрочная кривая блеска источника по данным наблюдений приборами Insight-HXMT, *Swift*/BAT и *NuSTAR*, представлена на Рис. 3.11. Видно, что после MJD 58500 светимость источника начала резко падать и достигла уровня несколько $\times 10^{34}$ эрг с^{-1} , что можно рассматривать как низкое состояние для данного пульсара. Для определения природы наблюдаемого излучения мы постарались ответить на вопрос продолжается ли аккреция в данном состоянии или нет.

Источник наблюдался с помощью *NuSTAR* несколько раз [467], однако здесь мы сосредоточимся исключительно на самом последнем наблюдении после перехода источника в состояние покоя. Основной целью наблюдения было определить, продолжается ли аккреция и продолжает ли источник пульсировать. В периодограмме был обнаружен значимый пик около ожидаемой частоты пульсаций ($P \sim 9.7946$ с), что является одним из доводов в пользу продолжающейся аккреции. Энергетический спектр источника в состоянии покоя остается жестким и хорошо описывается моделью степенного закона с завалом на высоких энергиях без дополнительных компонент, что также указывает на продолжение аккреции (см. Рис. 3.12). Болометрический модельный поток оказывается равным $5.5(3) \times 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1} .

Как было продемонстрировано выше, источник не переходит в режим пропеллера даже в состоянии покоя и продолжает аккрецировать при потоках вплоть до как минимум

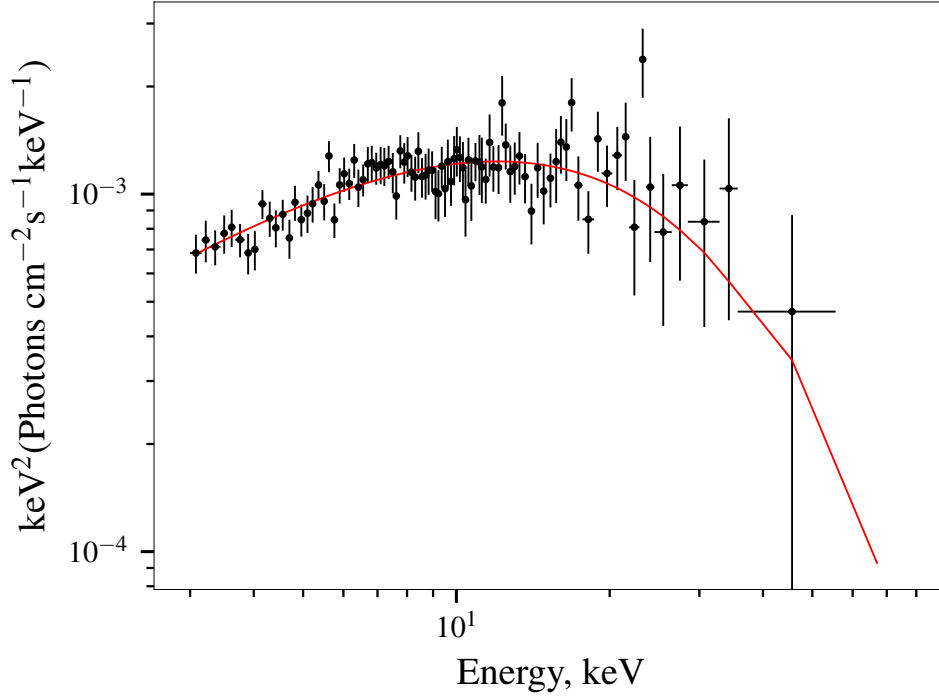


Рис. 3.12: Широкополосный энергетический спектр Swift J0243.6+6124, наблюдаемый обсерваторией *NuSTAR* в состоянии покоя.

5.5×10^{-12} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Чтобы аккреция продолжалась, светимость источника должна быть больше предельного значения, задаваемого уравнением (3.1). Для принятого расстояния 5.2 кпк наблюдаемый поток соответствует $L_{\text{prop}} \leq 3 \times 10^{34}$ эрг с^{-1} . Самая низкая светимость в спокойном состоянии, наблюдаемая с помощью *Swift*/XRT, еще в пять раз ниже, составляя $L_{\text{prop}} \leq 6 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} . При тех же допущениях (т.е. $k = 0.5$), это будет означать, что напряженность магнитного поля в этом пульсаре слабее $B \sim 10^{12}$ Гс, что гораздо слабее, чем было оценено другими методами, чувствительными к полю вблизи поверхности нейтронной звезды. Таким образом, структура магнитного поля Swift J0243.6+6124 должна значительно отличаться от простой дипольной конфигурации, аналогично тому, что наблюдается у SMC X-3.

3.5 Подтверждение эффективности механизма пропеллера в источнике 4U 0115+63

Как уже отмечалось выше и будет обсуждаться в следующих главах, большинство транзистентных рентгеновских пульсаров, наблюдаемых в состоянии покоя, демонстрируют ненулевой поток в рентгеновском диапазоне, с типичной светимостью $L_{0.5-10 \text{ кэВ}} \lesssim 10^{34}$ эрг с^{-1} [498]. Более того, некоторые источники все еще демонстрируют пульсации в этом состоянии (например, 4U 1145–619 [329]; 1A 1118–615 [418]; 1A 0535+262 [329]; 4U 0115+63 [415, 417]; см. также раздел 4.4 для полного списка источников). Причина этого явления остается неизвестной, и было предложено две основные гипотезы. Первая — это проникновение вещества через центробежный барьер вдоль линий магнитного поля, ведущая к образованию горячих пятен, т.е. продолжающаяся аккреция (см., например, [126, 205, 274, 364, 329]). Другой воз-

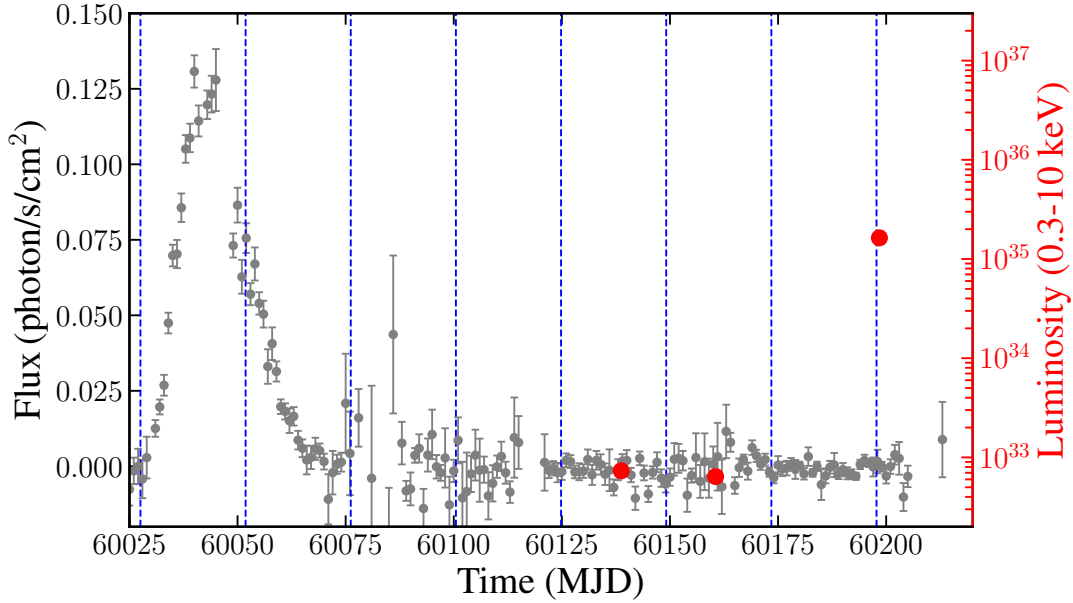


Рис. 3.13: Кривые блеска 4U 0115+63 во время и после гигантской вспышки 2023 года, наблюдаемые с помощью *Swift*/BAT (серый) и *XMM-Newton* (красный). Светимость источника во время наблюдений *XMM-Newton* в диапазоне 0.3–10 кэВ составляют $(7.3^{+0.5}_{-0.4}) \times 10^{32}$ эрг с⁻¹, $(6.4^{+0.4}_{-0.7}) \times 10^{32}$ эрг с⁻¹, и $(1.65 \pm 0.02) \times 10^{35}$ эрг с⁻¹ для Obs1, Obs2 и Obs3 соответственно. Синие вертикальные пунктирные линии показывают времена прохождения периастра (эфемериды взяты из [392]).

можный механизм — это тепловое излучение от остывающей нейтронной звезды, нагретой аккрецией, в которой неравномерное остывание из-за анизотропного переноса тепла вдоль линий магнитного поля в коре звезды, также приводит к появлению горячих пятен [415].

Определение природы излучения транзиентных пульсаров в состоянии покоя требует высококачественных данных, полученных во время этой фазы. Такие данные были получены с помощью обсерватории *XMM-Newton* для хорошо изученного пульсара 4U 0115+63, который обсуждался выше, после его гигантской вспышки 2023 года. Источник наблюдался несколько раз, в частности 13 июля 2023 года (MJD 60138, Obs1), 4 августа (MJD 60160, Obs2) и 11 сентября (MJD 60198, Obs3). Мы также анализируем наблюдение, проведенное 17 февраля 2016 года (MJD 57435; Obs2016), когда источник также находился в состоянии покоя (Рис. 3.13). Ниже спектральные и временные свойства излучения используются для определения природы данного излучения.

Временные свойства

Пульсации рентгеновского потока от 4U 0115+63 в состоянии покоя были обнаружены после гигантских вспышек излучения 2015 и 2017 годов [415, 417]. В наших данных, полученных после аналогичной вспышки 2023 года, нам также удалось значимо зарегистрировать пульсации, природу которых и предстоит выяснить.

Как обсуждалось в главе 2, аккреция является по своей сути стохастическим процессом, где флуктуации темпа аккреции обусловлены случайными вариациями вязкости внутри аккреционного диска [298]. Поэтому, если аккреция является основным механизмом, от-

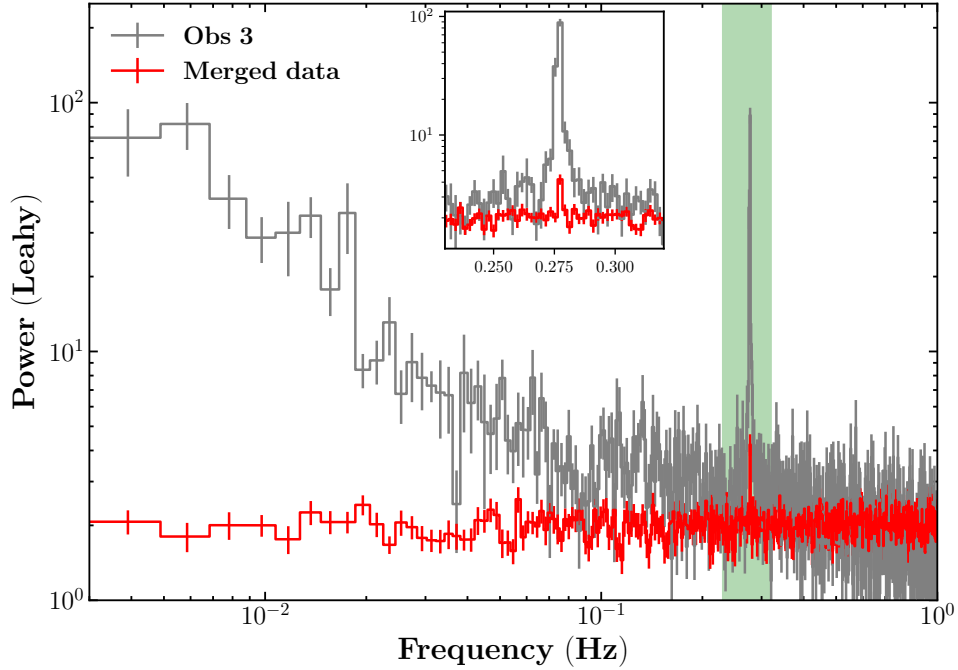


Рис. 3.14: Спектры мощности излучения 4U 0115+63, полученные с использованием нормировки Лихи [272] и кривых блеска с бинами 0.1 с. Серая линия представляет собой спектр мощности для наблюдения с повышенной светимостью (Obs3), которая явно показывает компонент красного шума на низких частотах. Красная линия соответствует спектру мощности для объединенных кривых блеска Obs1, Obs2 и Obs2016, которая демонстрирует плоское распределение (белый шум) в диапазоне 0.003–1 Гц. Вставка показывает диапазон частот вокруг частоты вращения нейтронной звезды (выделено зеленой полосой).

ветственным за наблюдаемое рентгеновское излучение, одним из способов проверить это является изучение аperiodической переменности потока в кривых блеска (см., например, [114]). Данный факт был продемонстрирован нами в разделе 2.4, где сравнивая спектры мощности аккрецирующих пульсаров и неаккрецирующих источников (таких как магнетары и радиопулсары), было показано, что низкочастотный шум доминирует в спектрах мощности аккрецирующих систем.

Спектры мощности 4U 0115+63 во время различных состояний показаны на Рис. 3.14. Мы отмечаем, что наблюдение *XMM-Newton* 2016 года (Obs2016) демонстрирует скорость счета, аналогичную Obs1 и Obs2 [417]. Поэтому мы включили это наблюдение во временной и спектральный анализ для улучшения статистики. Как ясно видно из Рис. 3.14, красный шум доминирует в низкочастотной части спектра мощности во время наблюдения Obs3. Это наблюдение было выполнено, когда нейтронная звезда находилась вблизи прохождения периастра (см. Рис. 3.13), когда система, как ожидается, будет аккрецировать (вспышка типа I). В отличие от этого, спектр мощности объединенных кривых блеска во время наблюдений Obs1, Obs2 и Obs2016 остается плоским на уровне ~ 2 на низких частотах, что характерно для белого шума. В то же время пики в спектрах мощности, соответствующие частоте вращения нейтронной звезды, значительно регистрируются на частоте ≈ 0.277 Гц в обоих состояниях.

Спектральный анализ

Спектральная форма излучения также несет в себе информацию о его природе в низком состоянии. Наш спектральный анализ в первую очередь сосредоточен на данных из наблюдений Obs1, Obs2 и Obs2016, в то время как Obs3 используется как реперный с явными свидетельствами продолжающейся аккреции.

Согласно предыдущим исследованиям [491, 525, 415, 417], спектральный континуум 4U 0115+63 в состоянии покоя может быть описано моделью излучения черного тела. Мы использовали аналогичную спектральную модель, состоящую из излучения черного тела, модифицированного межзвездным фотоэлектрическим поглощением. Наилучшие температуры черного тела (kT_{BB}) для этих трех спектров составляют $0.44^{+0.02}_{-0.10}$, 0.49 ± 0.06 и 0.43 ± 0.02 кэВ соответственно (см. Таб. 3.1). Предполагая изотропное излучение и расстояние 5.0 кпк, соответствующие радиусы области излучения, полученные из нормализации модели, составляют $0.39^{+0.07}_{-0.04}$, $0.30^{+0.11}_{-0.05}$ и 0.32 ± 0.03 км соответственно. Эти радиусы значительно меньше канонического радиуса нейтронной звезды, что предполагает, что рентгеновское излучение исходит из локализованных горячих пятен на магнитных полюсах. Для случая наблюдения Obs3 спектр не может быть описан одной чернотельной компонентой. Поэтому мы аппроксимировали спектр с помощью модели поглощенного степенного закона, что обеспечивает хорошее качество аппроксимации. Результирующие параметры указывают на жесткий фотонный индекс $\Gamma = 0.81 \pm 0.03$, что типично для состояния аккреции в рентгеновских пульсарах.

Стоит отметить, что спектральные параметры и потоки в наблюдениях Obs1 и Obs2 аналогичны таковым для Obs2016 [415]. Поэтому разумно аппроксимировать эти спектры одновременно, чтобы улучшить статистику. Результаты аппроксимации показаны на Рис. 3.15 и обобщены в Таблице 3.1. В то же время авторы работ [525], [415] и [417] предположили, что спектры 4U 0115+63 в состоянии покоя также могут быть описаны моделью степенного закона с высоким значением фотонного индекса. Действительно, в соответствии с результатами из работы [417], модель степенного закона показывает мягкий спектр с фотонным индексом $\Gamma = 2.7 \pm 0.2$, $2.4^{+0.3}_{-0.2}$ и 2.7 ± 0.1 для Obs1, Obs2 и Obs2016 соответственно. Однако эта модель не обеспечила удовлетворительной аппроксимации спектров. Отклонения от модели показаны на Рис. 3.15. Мы также протестировали другие модели, обычно используемые для описания аккрецирующих рентгеновских пульсаров, такие как `comptt` и `cutoffpl`. Однако, из-за узости энергетического диапазона *XMM-Newton*, нам не удалось ограничить параметры для этих моделей.

Подобно временному анализу (например, наличие красного шума), форма спектра излучения рентгеновского пульсара может предоставить сильные доказательства либо продолжающейся аккреции, либо ее отсутствия. В частности, как обсуждается в главе 5, даже при низких темпах аккреции рентгеновский спектр не может быть адекватно описан простой моделью черного тела. На практике, при низких светимостях ($L_X < 10^{35}$ эрг с⁻¹), спектры пульсаров обычно демонстрируют характерную "двугорбую" форму. Эта особенность была обнаружена в нескольких источниках, включая X Persei [112], GX 304-1 [497], 1A 0535+262 [485], GRO J1008-57 [290] и 2RXP J130159.6-635806 [421]. Считается, что жесткий спектральный компонент частично формируется из циклотронного излучения, формирующегося при взаимодействии аккреционного потока с атмосферой нейтронной звезды, и в дальнейшем комптонизованного в ее верхних горячих слоях [357, 104, 75, 485, 336, 444].

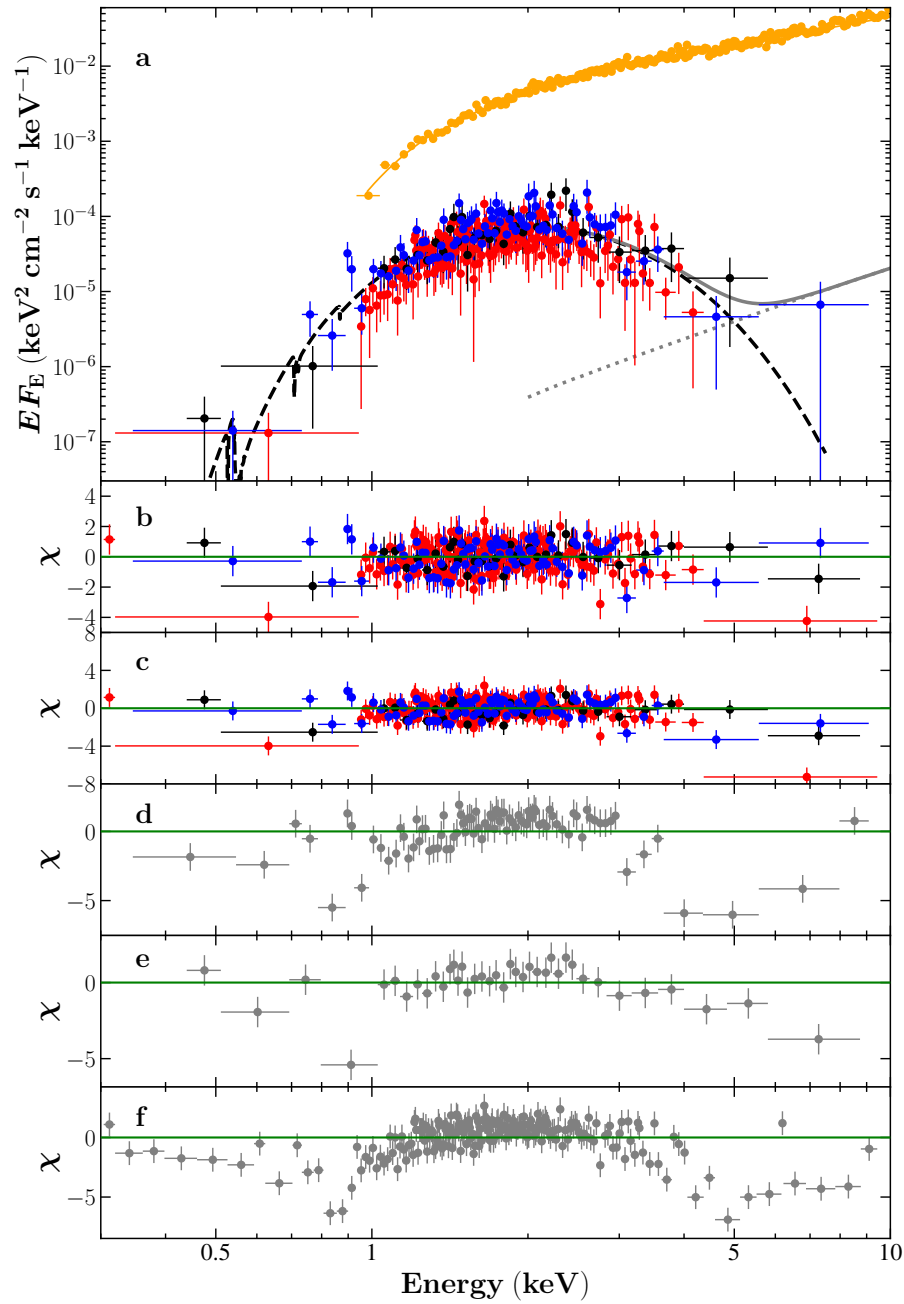


Рис. 3.15: Панель (a): Энергетические спектры 4U 0115+63 во время наблюдений *XMM-Newton* Obs1 (черный), Obs2 (синий) и Obs2016 (красный), аппроксимированные совместно. Черная штриховая кривая показывает чернотельный компонент. Серая пунктирная линия показывает возможный дополнительный жесткий компонент, а сплошная серая линия указывает на полную модель. Для сравнения, спектр наблюдения Obs3 также показан оранжевым цветом. Отклонения от спектральных аппроксимаций с использованием моделей черного тела и черного тела с добавлением широкой гауссианы показаны на панелях (b) и (c), соответственно. Панели (d), (e) и (f) показывают отклонения от модели поглощенного степенного закона для Obs1, Obs2 и Obs2016, соответственно.

Таблица 3.1: Наилучшие параметры спектральной аппроксимации для усредненных и разрешенных по фазе спектров 4U 0115+63.

Параметр	Obs1	Obs2	Obs2016	Средний	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_3	ϕ_4
C_{Obs1}	-	-	-	$1.14^{+0.22}_{-0.14}$	1.14 (fixed)	1.14 (fixed)	1.14 (fixed)	1.14 (fixed)
C_{Obs2}	-	-	-	1 (fixed)	1 (fixed)	1 (fixed)	1 (fixed)	1 (fixed)
C_{Obs2016}	-	-	-	$0.73^{+0.13}_{-0.09}$	0.73 (fixed)	0.73 (fixed)	0.73 (fixed)	0.73 (fixed)
N_{H} (10^{22} см^{-2})	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)	0.9 (fixed)
kT_{BB} (кэВ)	$0.44^{+0.02}_{-0.10}$	$0.49^{+0.06}_{-0.06}$	$0.43^{+0.02}_{-0.02}$	$0.44^{+0.01}_{-0.01}$	$0.47^{+0.08}_{-0.06}$	$0.45^{+0.03}_{-0.04}$	$0.47^{+0.03}_{-0.03}$	$0.39^{+0.05}_{-0.05}$
R_{BB} (км)	$0.39^{+0.07}_{-0.04}$	$0.30^{+0.11}_{-0.05}$	$0.32^{+0.03}_{-0.03}$	$0.36^{+0.04}_{-0.03}$	$0.26^{+0.10}_{-0.06}$	$0.41^{+0.09}_{-0.06}$	$0.42^{+0.08}_{-0.05}$	$0.35^{+0.17}_{-0.07}$
Flux ($10^{-13} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$)	$2.38^{+0.15}_{-0.14}$	$2.09^{+0.13}_{-0.18}$	$1.53^{+0.01}_{-0.01}$	$2.10^{+0.15}_{-0.23}$	$1.47^{+0.34}_{-0.34}$	$2.84^{+0.37}_{-0.37}$	$3.95^{+0.43}_{-0.43}$	$1.05^{+0.22}_{-0.22}$
L_{X} ($10^{32} \text{ эрг с}^{-1}$)	$7.3^{+0.5}_{-0.4}$	$6.4^{+0.4}_{-0.7}$	$4.8^{+0.3}_{-0.3}$	$6.4^{+0.5}_{-0.7}$	$4.5^{+1.0}_{-0.8}$	$8.7^{+1.1}_{-1.0}$	$12.1^{+1.3}_{-1.2}$	$3.2^{+0.7}_{-0.6}$
C-statistic/dof	86.1/86	28.1/37	229.6/202	343.4/326	33.0/29	58.5/59	86.3/74	26.6/26

Непоглощенные рентгеновские потоки и светимости рассчитаны в диапазоне энергии 0.3–10 кэВ. Радиус излучения черного тела R_{BB} был оценен, предполагая изотропный источник на расстоянии 5.0 кпк.

Чтобы проверить наличие жесткого компонента излучения, связанного с процессом аккреции в низком состоянии, мы добавили высокоэнергетический компонент в форме широкой гауссианы к нашей основной чернотельной спектральной компоненте, зафиксировав его центральную энергию на 12 кэВ, что соответствует положению циклотронной линии в спектре 4U 0115+63 (например, [524]). Следуя предположению из работы [497] о том, что жесткий компонент обычно вносит примерно половину потока мягкого компонента, мы ограничили поток высокоэнергетической компоненты половиной потока компоненты черного тела. Однако наилучшие результаты аппроксимации дали ширину гауссианы близкую к нулю. Это говорит о том, что жесткий компонент не является необходимым для спектрального моделирования. Мы дополнительно зафиксировали его ширину на 10 кэВ, чтобы обеспечить сравнение между аппроксимациями с жестким компонентом и без него. Результирующее отрицательное значение используемой статистики указывает на то, что модель с двумя компонентами обеспечивает худшую аппроксимацию спектра по сравнению с моделью с одним черным телом. Поэтому наличие жесткого компонента в спектре состояния покоя можно исключить. Соответствующие аппроксимации показаны на Рис. 3.15. Однако мы отмечаем, что ограниченное энергетическое покрытие доступных данных не позволяет полностью охарактеризовать спектры выше 10 кэВ, поэтому спектральные результаты следует интерпретировать с осторожностью. Тем не менее, из-за низкой энергии циклотронной линии 4U 0115+63, будущие широкополосные наблюдения этого источника будут ценны для понимания механизмов излучения в состоянии с низкой светимостью.

3.6 Заключение к третьей главе

В третьей главе обсуждается возможное влияние центробежного барьера от вращающейся магнитосферы нейтронной звезды на наблюдательные характеристики (такие как кривые блеска и спектры излучения) рентгеновских пульсаров. В частности, переход в режим пропеллера предлагается использовать как независимый метод определения напряженности и структуры магнитного поля нейтронных звезд. Основные результаты приведены ниже:

- Для целого ряда ярких транзитных рентгеновских пульсаров обнаружен переход в режим пропеллера по резкому падению светимости при достижении критического уровня. Для некоторых объектов данный переход сопровождается значительным смягчением энергетического спектра.
- Предложен и откалиброван на объектах с известным магнитным полем метод, позволяющий определять напряженность магнитного поля нейтронной звезды на основе измерения критической светимости перехода в режим пропеллера. Данный метод позволил независимо определить не только напряженность магнитного поля некоторых рентгеновских пульсаров (включая первый пульсирующий ультра-яркий рентгеновский источник M82 X-2, для которого было получено магнетарное магнитное поле), но и выявить присутствие сильной недипольной компоненты магнитного поля в пульсарах SMC X-3 и Swift J0243.6+6124.
- Отсутствие красного шума в спектре мощности 4U 0115+63 и форма его энергетического спектра позволили исключить аккрецию как основной источник излучения в низком состоянии, подтвердив тем самым концепцию эффекта пропеллера в рентгеновских пульсарах.

Глава 4

Аккреция из рекомбинированного диска

4.1 Введение

Свойства аккреционного диска сильно зависят от параметров компактного объекта и двойной системы в целом. В то же время они также определяют наблюдаемое проявление аккрецирующего объекта. Как следствие, некоторые физические явления, характерные для одного класса объектов, могут не наблюдаться у другого. Например, переходы между различными ионизационными состояниями аккреционного диска обычно считаются ответственными за яркие вспышки у карликовых новых и мягких рентгеновских транзиентов (см., например, обзоры [69, 271, 518]), но ранее не рассматривались для рентгеновских пульсаров. Переход связан с так называемой термо-вязкостной неустойчивостью (thermal-viscous instability), которая возникает в результате частичной ионизации водорода в аккреционном диске [318, 441, 323, 68, 66].

Ионизационное состояние плазмы в диске определяет непрозрачность диска и уравнение состояния, а, следовательно, вязкость (см., например, обзор [271]). В холодном (частично рекомбинированном) диске, состоящем в основном из атомарного водорода, вязкость и, следовательно, темп аккреции низки, так что аккрецирующее вещество накапливается в диске. В горячем состоянии водород в основном ионизирован, и вязкость диска резко увеличивается, что позволяет большей части накопленного вещества быстро аккрецировать на компактный объект. Критическая эффективная температура, определяющая эти два состояния, это температура ионизации водорода, которая составляет ~ 6500 К (см. раздел 3.5 в [518]). Переход между двумя состояниями сопровождается волной нагрева, возникающей либо во внутренней, либо во внешней части аккреционного диска [441], и сопровождается быстрым изменением наблюдаемой светимости. Процесс аккреции снова становится стабильным, когда температура по какой-либо причине падает ниже критического значения по всему диску, то есть в случае низкого темпа аккреции вещества [270],

$$\dot{M} < \dot{M}_{\text{cold}} \simeq 3.5 \times 10^{15} r_{10}^{2.65} M_{1.4}^{-0.88} \text{ г с}^{-1}, \quad (4.1)$$

где r_{10} — внутренний радиус диска в единицах 10^{10} см.

С другой стороны, при очень низких темпах аккреции на замагниченную нейтронную звезду источник может перейти в режим пропеллера. Как уже обсуждалось в главе 3, это происходит когда радиус магнитосферы (см. формулу (9)) становится больше, чем радиус

коротации (см. формулу (10)). Предельная светимость для начала перехода в режим пропеллера может быть оценена путем приравнивания этих двух радиусов и задается формулой (3.1).

Для достижения достаточно низкого темпа аккреции вещества, чтобы переключить аккреционный диск в холодное состояние до перехода в режим пропеллера, требуются рентгеновские пульсары с достаточно длинными периодами вращения, чтобы уменьшить центробежный барьер. Существует несколько пульсаров с длинными периодами вращения, один из которых, GRO J1008–57, показывает очень предсказуемые вспышки типа I при каждом прохождении периастра с длительными периодами покоя между вспышками [253]. Этот источник был выбран нами для кампании по мониторингу, которая охватывала полный орбитальный цикл и была направлена на изучение долговременных свойств источника при низких темпах аккреции.

GRO J1008–57 был обнаружен как рентгеновский пульсар с периодом 93.587 ± 0.005 с инструментом BATSE на борту космической обсерватории *CGRO* во время яркой вспышки в 1993 году [457]. Его транзиентная природа связана с Ве-типом оптического компаньона (B1-B2 Ve звезда; [76]). GRO J1008–57 регулярно демонстрирует гигантские вспышки типа II и типа I (связанные с прохождением периастра). Расстояние до источника было определено по данным *Gaia* и составляет 3.6 ± 0.2 кпк [142]. Орбитальные параметры двойной системы были определены с использованием данных нескольких обсерваторий: орбитальный период $P_{\text{orb}} = 249.48 \pm 0.04$ д, проекция большой полуоси $a_x \sin i = 530 \pm 60$ св.с, долгота периастра $\omega = -26 \pm 8$ град, и эксцентриситет $e = 0.68 \pm 0.02$ [273, 76, 252, 253]. Наличие циклотронной линии на энергии ~ 88 кэВ в спектре источника было впервые открыто на основе данных *CGRO*/OSSE [438] и позднее подтверждено с помощью обсерваторий *Suzaku* на энергии $E_{\text{cyc}} = 75.5$ кэВ [536] и *Insight-HXMT* на энергии $E_{\text{cyc}} = 90.3$ кэВ [149]. Это позволяет оценить магнитное поле нейтронной звезды как $\sim 10^{13}$ Гс.

4.2 Результаты мониторинга источника GRO J1008–57

Анализировались данные, полученные с телескопа *Swift*/XRT во время одного полного орбитального цикла GRO J1008–57 между двумя последовательными вспышками типа I в январе и сентябре 2016 года. Наблюдения проводились каждые 3–4 дня. Результирующая кривая блеска GRO J1008–57 показана на Рис. 4.1. Интересно, что изначально наблюдения запрашивались с целью обнаружить переход GRO J1008–57 в режим пропеллера на светимости $L_{\text{rgr}} = 2.2 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} (показана на верхней панели Рис. 4.1 горизонтальной штриховой красной линией). Однако в какой-то момент на фазе спада вспышки источник неожиданно прекратил падение около MJD 57440 при светимости около 10^{35} эрг с^{-1} (показана на том же рисунке пунктирной синей линией), что на полтора порядка величины выше, чем L_{rgr} . В течение следующих семи месяцев источник продолжал слабеть, но с гораздо меньшей скоростью, характеризующейся временем экспоненциального затухания $\tau \sim 145$ дней в отличие от $\tau \sim 5.5$ дней до перехода.

В конечном итоге мониторинг охватил весь орбитальный цикл, с резким увеличением яркости источника на MJD 57648, что ознаменовало следующую вспышку типа I во время последующего прохождения периастра [346]. Переход источника в пропеллерное состояние, таким образом, не наблюдался.

Несмотря на короткую продолжительность отдельных наблюдений *Swift* и длинный период вращения нейтронной звезды, пульсации легко детектируются во время вспышки. Аналогично тому, что было описано в более ранних работах [253, 31], профиль импульса

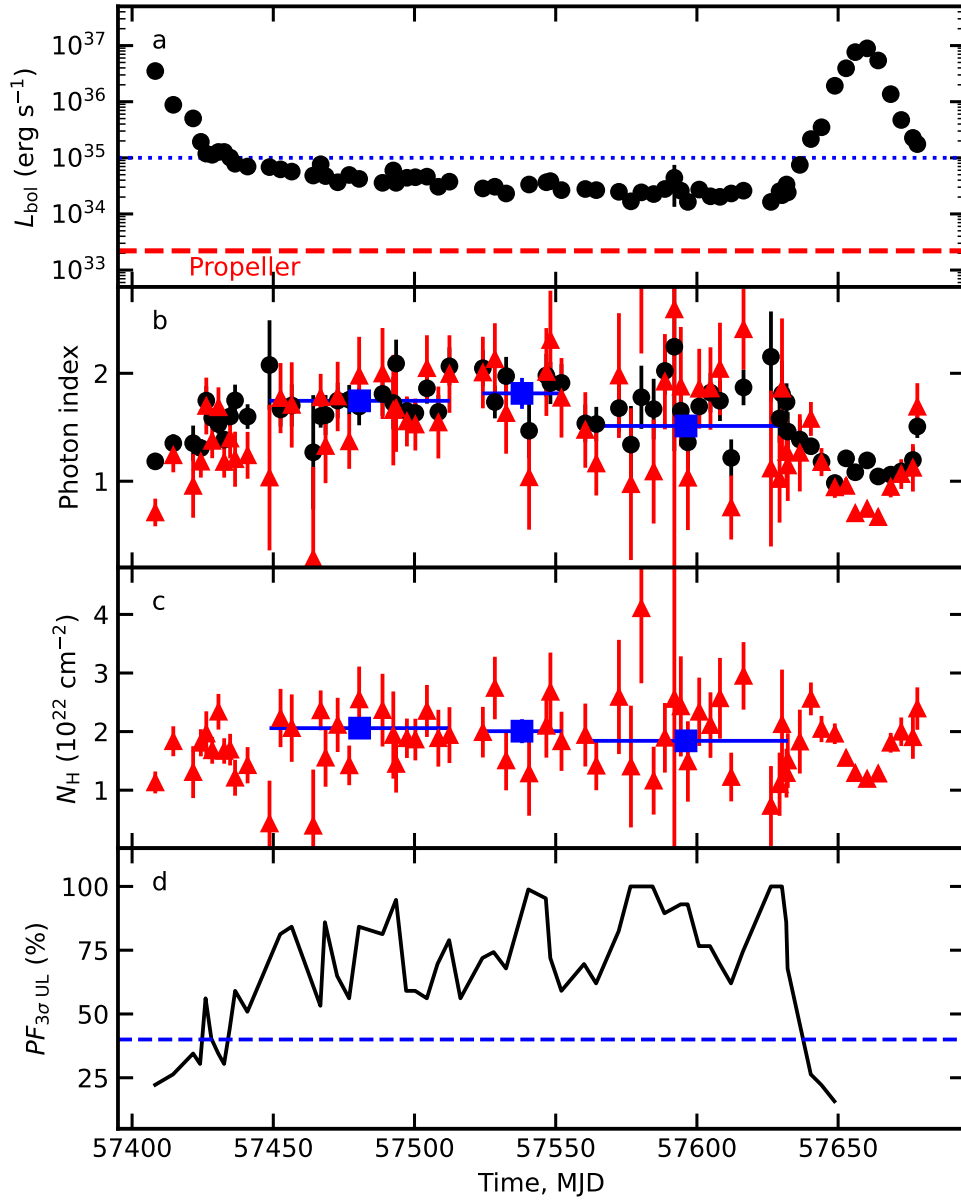


Рис. 4.1: (а) Болометрическая кривая блеска GRO J1008–57, полученная телескопом *Swift*/XRT. Светимость рассчитана из непоглощенного потока, предполагая расстояние до системы $d = 3.6$ кпк, фиксированное поглощение $N_{\text{H}} = 2.0 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$ и болометрическую поправку, равную 1.6. Штриховая красная и пунктирная синяя линии показывают предсказанную светимость L_{prop} для перехода в режим пропеллера и наблюдаемый переход в режим стабильной аккреции низкого уровня соответственно. Панели (b) и (c) демонстрируют вариации фотонного индекса и поглощения со временем соответственно. Черные символы соответствуют фиксированному N_{H} , красные треугольники и синие квадраты — поглощению как свободному параметру. На панели (d) показаны 3σ верхние пределы для доли пульсирующего излучения по данным *Swift*/XRT. Горизонтальная пунктирная линия показывает типичную долю пульсирующего излучения, измеренную во время яркого состояния.

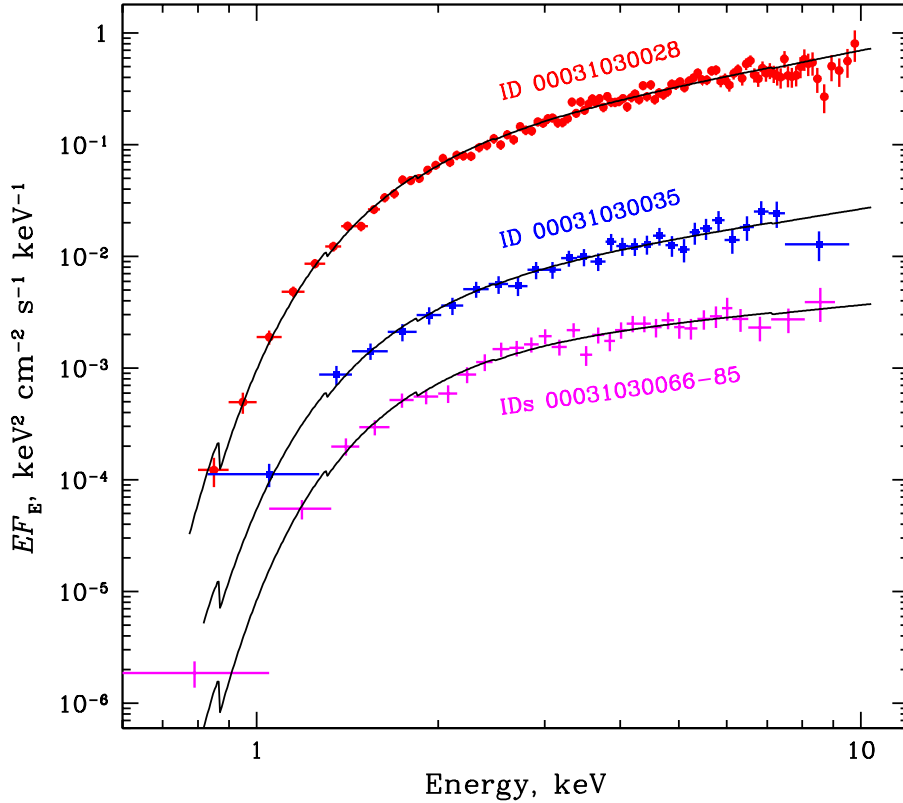


Рис. 4.2: Энергетические спектры GRO J1008–57, полученные телескопом *Swift*/XRT в различных состояниях светимости: самое яркое состояние во время вспышки в январе 2016 года (ObsId 00031030028; красные кружки), переходная светимость (ObsId 00031030035; синие квадраты), и во время низкого стабильного состояния (ObsIds 00031030066–85; фиолетовые кресты).

демонстрирует два пика с относительно высокой долей пульсирующего излучения 40–50%, что типично для большинства рентгеновских пульсаров [292]. Позднее, в работе [290] нами было показано, что пульсации от источника сохраняются и в низком состоянии, однако доля пульсирующего излучения резко падает до примерно 20%. В той же работе было продемонстрировано, что несмотря на разницу в наблюдаемом потоке источника на три порядка, форма профиля импульса остается поразительно стабильной в разных состояниях. Спектральные свойства источника в мягком рентгеновском диапазоне также не демонстрировали значимых отличий в разных состояниях. Все спектры из отдельных наблюдений могут быть аппроксимированы простой моделью поглощенного степенного закона. Чтобы проиллюстрировать стабильность спектральной формы, на Рис. 4.2 представлены три спектра GRO J1008–57, полученные в самом ярком состоянии вспышки в январе 2016 года (ObsId 00031030028; красные кружки), около переходной светимости (ObsId 00031030035; синие квадраты) и во время низкого стабильного состояния (ObsIds 00031030066–85; пурпурные кресты) со светимостями 2.6×10^{36} , 1.2×10^{35} и 2.2×10^{34} эрг с^{-1} соответственно. Существенных различий в данных не наблюдается. Это убедительно свидетельствует о том, что механизм излучения остается тем же, то есть источник продолжает аккрецировать.

4.3 Модель аккреции из холодного (рекомбинированного) диска в рентгеновских пульсарах

Стабильность аккреционного диска

Как было показано в работе [270], стабильная аккреция на компактный объект возможна, когда темп аккреции вещества достаточно высок, чтобы поддерживать весь аккреционный диск горячим и полностью ионизированным (температура > 6500 К) или когда темп аккреции настолько низок, что температура падает ниже критического значения даже на внутреннем радиусе. При промежуточных значениях темпа аккреции появление области с температурой 6500 К вызывает быстро распространяющуюся волну нагрева или охлаждения через диск, что приводит к быстрому изменению светимости источника.

В контекст модели дисковой неустойчивости рентгеновский пульсар будет аккрецировать вещество из рекомбинированного (холодного) диска если выполнены два критерия: (1) темп аккреции должен быть достаточно высоким, чтобы позволить веществу проникать через центробежный барьер, и в то же время, (2) темп аккреции должен быть достаточно низким, чтобы позволить диску оставаться холодным (< 6500 К) на каждом его радиусе.

Первый критерий обсуждался выше и реализуется, когда магнитосферный радиус R_m меньше радиуса коротации R_c :

$$R_m \leq R_c. \quad (4.2)$$

Условие (4.2) выполняется, когда аккреционная светимость остается выше пороговой светимости, представленной уравнением (3.1): $L \geq L_{\text{prop}}$.

Второй критерий выполняется, когда темп аккреции вещества имеет значения ниже, заданного уравнением (4.1) ($\dot{M} < \dot{M}_{\text{cold}}$; [270]). Подставляя радиус магнитосферы вместо r в уравнение (4.1), мы получаем еще одно условие для стабильной аккреции из холодного диска:

$$L < L_{\text{cold}} = 9 \times 10^{33} k^{1.5} M_{1.4}^{0.28} R_6^{1.57} B_{12}^{0.86} \text{ эрг с}^{-1}. \quad (4.3)$$

Ниже этого уровня температура в аккреционном диске остается ниже 6500 К на всех радиусах $R > R_m$.

Если пороговая светимость для включения режима пропеллера выше, чем светимость, которая соответствует переходу в режим аккреции из холодного диска ($L_{\text{prop}} > L_{\text{cold}}$), то уменьшение темпа аккреции во время спада вспышки вызовет переход в режим пропеллера. В противоположном случае ($L_{\text{prop}} < L_{\text{cold}}$), аккреционный диск переключится в холодное состояние с низкой вязкостью, что позволит поддерживать стабильную аккрецию с низким темпом.

Интересно, что конечное состояние источника после вспышки определяется двумя фундаментальными параметрами нейтронной звезды: магнитным полем и периодом вращения. Приравнивая выражения для светимостей L_{cold} и L_{prop} , мы можем вывести критическое значение периода вращения как функцию магнитного поля нейтронной звезды:

$$P^* = 36.6 k^{6/7} B_{12}^{0.49} M_{1.4}^{-0.17} R_6^{1.22} \text{ с}. \quad (4.4)$$

Если период вращения нейтронной звезды $P < P^*$, пульсар в конце вспышки перейдет в режим пропеллера. В противном случае источник начнет стабильно аккрецировать из холодного диска.

Более аккуратное условие для аккреции из холодного диска

Условие, заданное уравнением (4.3), основано на предположении, что температура диска имеет наивысшее значение на внутреннем радиусе, заданном R_m . Однако распределение эффективной температуры по радиальной координате зависит от точных граничных условий и вязкого напряжения на магнитосферном радиусе. Условие (4.3) может быть выведено более аккуратно. Существует неопределенность в положении, где напряжение исчезает. Эта неопределенность описывается параметром β : $\beta = 1$ соответствует исчезновению напряжения на радиусе магнитосферы R_m , тогда как $\beta = 0$ соответствует случаю, когда напряжение исчезает при $r \ll R_m$. Тогда распределение эффективной температуры T_{eff} по радиальной координате дается [143]

$$\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff}}^4 = \frac{3}{8\pi} \frac{L}{r^3} R \left[1 - \beta \left(\frac{R_m}{r} \right)^{1/2} \right], \quad (4.5)$$

где σ_{SB} — постоянная Стефана-Больцмана. Максимальная эффективная температура,

$$\sigma_{\text{SB}} T_{\text{eff,max}}^4 = A \frac{3}{8\pi} \frac{L}{R_m^3} R, \quad (4.6)$$

достигается на радиусе

$$r_{\text{max}} = \begin{cases} \frac{49}{36} \beta^2 R_m, & \text{если } \beta \geq \frac{\sqrt{3}}{2}, \\ R_m, & \text{если } \beta < \frac{\sqrt{3}}{2}, \end{cases} \quad (4.7)$$

где

$$A = \begin{cases} 0.057 \beta^{-6}, & \text{если } \beta \geq \frac{\sqrt{3}}{2}, \\ 1 - \beta, & \text{если } \beta < \frac{\sqrt{3}}{2}. \end{cases} \quad (4.8)$$

В результате условие (4.3) может быть переписано более точно. В этом подходе максимальная эффективная температура падает ниже 6500 К по всему диску когда аккреционная светимость

$$L \leq L_{\text{cold}}^{(2)} \simeq 7 \times 10^{33} A^{-7/13} k^{21/13} M_{1.4}^{3/13} R_6^{23/13} B_{12}^{12/13} T_{6500}^{28/13} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (4.9)$$

где $T_{6500} = T_{\text{eff}}/6500$ К. Эта оценка более точна, чем уравнение (4.3), поскольку она учитывает взаимодействие диска с магнитосферой. В случае, когда напряжение исчезает на R_m , условие (4.9) дает значение L_{cold} в несколько раз выше, чем уравнение (4.3).

Как видно из уравнения (4.9), наше предсказание перехода к аккреции из холодного диска ($L_{\text{cold}}^{(2)} \sim 7 \times 10^{34}$ эрг с⁻¹) очень хорошо совпадает с наблюдаемым значением, несмотря на существующие неопределенности (расстояние до системы, физику связи между диском и звездой, ширину области связи и неопределенность в переходной температуре). Еще один источник неопределенности может быть связан с облучением аккреционного диска центральным объектом. Некоторые теоретические модели действительно объясняли большую продолжительность вспышек от мягких рентгеновских транзиентов облучением внешних областей аккреционного диска, что удерживает их в горячем ионизированном состоянии дольше (см., например, [232]). Существуют также модели вспышек мягких рентгеновских транзиентов, которым не требуется внешнее облучение для объяснения динамики аккреционных дисков [см., например, 282, и ссылки в ней], что может быть более подходящим для нашего случая.

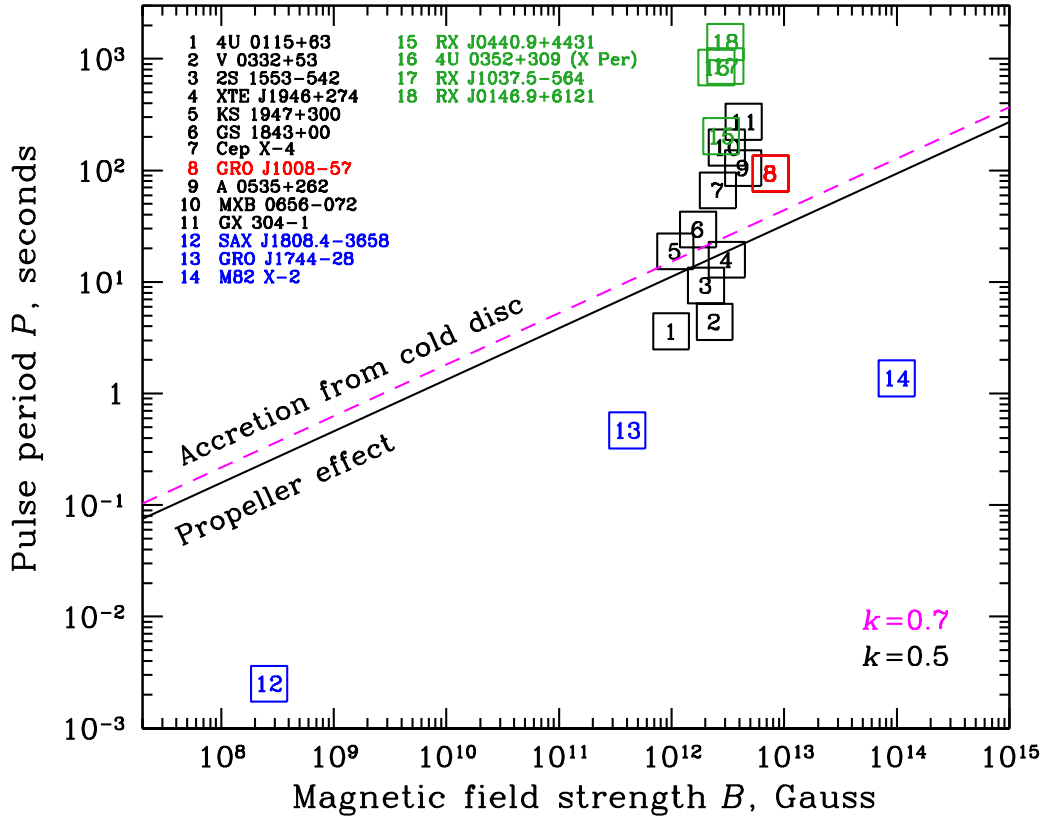


Рис. 4.3: Набор некоторых известных рентгеновских пульсаров в двойных системах с Ве компаньонами (показаны черным), а также аккрецирующий миллисекундный пульсар SAX J1808.4–3658, промежуточный пульсар GRO J1744–28 и пульсирующий ультра-яркий рентгеновский источник M82 X-2 (все три показаны синим) на плоскости $B - P$. Сплошная и штриховая линии соответствуют предсказанию $P^*(B)$ из уравнения (4.10) для $\beta = 1$ и двух различных значений параметра k : 0.5 и 0.7 соответственно. Эта линия разделяет источники, где режим пропеллера возможен, от источников со стабильной аккрецией из холодного диска. Постоянные пульсары низкой светимости показаны зеленым. GRO J1008–57 показан красным и находится в области, соответствующей источникам с аккрецией из холодного диска.

Используя обновленное уравнение (4.9) для критической светимости перехода к аккреции из холодного диска $L_{\text{cold}}^{(2)}$, мы можем вывести обновленное уравнение для критического значения периода вращения нейтронной звезды P^* , которое, как описано выше, определяет финальное состояние пульсара при очень низком темпе аккреции вещества. Теперь вместо уравнения (4.4) мы имеем

$$P^* = 40.7 k^{21/23} B_{12}^{6/13} M_{1.4}^{-5/13} R_6^{18/13} A^{3/13} T_{6500}^{-12/13} \text{ с.} \quad (4.10)$$

Это уравнение может быть использовано для предсказания поведения любого рентгеновского пульсара (с известным магнитным полем), ожидаемого в случае транзитной активности. Это особенно важно для пульсаров в двойных системах с компаньонами класса Ве, которые, как известно, являются транзитными источниками (см., например, [398]) с магнитными полями, надежно измеренными по циклотронным линиям в их спектрах [514].

Для иллюстрации мы показываем некоторые известные источники данного класса, а также аккрецирующий миллисекундный пульсар SAX J1808.4–3658, промежуточный пульсар GRO J1744–28 и пульсирующий ультра-яркий рентгеновский источник M82 X-2 на плоскости $B - P$ на Рис. 4.3. Все источники на этой плоскости разделены предсказанием из уравнения (4.10) на две группы: (i) те, которые переходят в режим пропеллера при низком темпе аккреции (ниже линии), и (ii) источники, где стабильная аккреция из холодного диска продолжается при любом темпе аккреции. Постоянные источники данного класса с низкой светимостью [403] показаны зеленым цветом. Очевидно, что GRO J1008–57 находится в области, соответствующей источникам с аккрецией из холодного диска. Интересно, что большинство источников, находящихся ниже линии $P^*(B)$, ранее уже демонстрировали переходы в режим пропеллера (см. главу 3). Важно отметить, что пиковые светимости во вспышках транзитных рентгеновских пульсаров варьируются от 10^{37} до 10^{39} эрг с^{-1} , превышая все возможные значения L_{cold} и L_{prop} . Во время спада вспышки такие источники, таким образом, неизбежно оказываются в одном из вышеупомянутых состояний.

4.4 Низкие состояния выборки рентгеновских пульсаров: эффект пропеллера против аккреции из холодного диска

Как было обсуждено выше, транзитные рентгеновские пульсары в двойных системах с оптическими компаньонами типа Ве являются уникальными лабораториями, позволяющими нам проверять различные теории аккреции на замагниченные нейтронные звезды. Это возможно благодаря чрезвычайно широкому динамическому диапазону светимостей, демонстрируемому такими системами: от $\sim 10^{32-33}$ эрг с^{-1} в состоянии покоя до более чем 10^{38-39} эрг с^{-1} во время мощных вспышек. Значительная выборка рентгеновских пульсаров, покрывающих широкий диапазон физических параметров, может помочь верифицировать модель перехода пульсара в режим аккреции из холодного диска, примененную к источнику GRO J1008–57 выше. Для пульсаров, переключающихся в режим пропеллера, одним из интереснейших вопросов является источник излучения таких систем в состоянии покоя между вспышками.

Одним из наиболее вероятных источников излучения нейтронных звезд в рентгеновских пульсарах в режиме пропеллера является их тепловая энергия, накопленная во время эпизодов аккреции. Авторы работы [45] предложили модель, в которой ядро звезды поддерживается при температурах около 10^8 К за счет ядерных реакций в коре, которые происходят при ее сжатии свежааккрецированным материалом; так называемый глубокий нагрев коры. Получаемое в результате тепловое излучение с поверхности звезды пропорционально среднему (за тысячи или десятки тысяч лет) темпу аккреции вещества $\langle \dot{M} \rangle$ и может достигать $\sim 6 \times 10^{32}$ эрг с^{-1} для $\langle \dot{M} \rangle \simeq 10^{-11} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Эта теория хорошо подтверждается наблюдениями ряда рентгеновских двойных систем, содержащих нейтронные звезды со слабым магнитным полем в маломассивных рентгеновских двойных системах, в состоянии покоя, хотя для многих систем необходимо предполагать усиленные процессы нейтринного охлаждения в ядре звезды, чтобы объяснить их низкие температуры (см., например, [45, 534, 189, 188, 526]).

Рентгеновские пульсары же в этом контексте могут быть интересны тем, что сильные магнитные поля могут влиять на процессы нагрева и охлаждения нейтронной звезды во время эпизодов аккреции и между ними. В отличие от звезд со слабым магнитным полем в маломассивных двойных системах, аккреция в рентгеновских пульсарах происходит на малую долю поверхности звезды, составляющую всего ~ 0.01 процента [338]. В настоящее

время неясно, как такой неоднородный процесс аккреции влияет на нагрев звезды. Кроме того, исходная кора нейтронной звезды в транзиентных пульсарах, возможно, еще не была полностью заменена аккрецированным веществом (так называемая гибридная кора), что может привести к изменению или даже отсутствию некоторых реакций глубокого нагрева коры (см., например, [526]). Кроме того, наличие сильного магнитного поля может вызвать анизотропию теплопроводности в коре и, следовательно, анизотропное распределение температуры по поверхности, что влияет на историю охлаждения нейтронной звезды (см., например, [437, 150, 2]). На данный момент систематических исследований охлаждения нейтронных звезд с сильными магнитными полями не проводилось, и поэтому доступна лишь ограниченная информация (см. обсуждение в [56, 57, 526, 125]). В данной главе делается первый шаг в этом направлении путем систематического исследования временных и спектральных свойств большой выборки рентгеновских пульсаров с оптическими компаньонами типа Ве в их состояниях покоя.

Исследование основано главным образом на данных обсерваторий *Chandra*, *XMM-Newton*, а также телескопа XRT на борту обсерватории *Swift*. Выборка из 16 источников, исследованных в этой главе, представлена в Таблице 4.1 и содержит информацию об их периодах пульсации и орбитальных периодах, расстояниях, оптических компаньонах и энергиях циклотронных линий. Стоит обратить внимание, что для оценки расстояний до нескольких источников существует довольно большая неопределенность, особенно для 2S 1417–624. В таких случаях использовались усредненные значения для расчетов светимости, а именно 9 кпк для XTE 1946+274, 12.5 кпк для GS 1843+00 и 6 кпк для 2S 1417–624. Также расстояния до некоторых источников могли быть уточнены в более поздних работах.

Чтобы отследить долгосрочную историю источников и оценить средние темпы аккреции за как можно более долгий срок, использовались данные мониторов всего неба *RXTE*/ASM и *Swift*/BAT. На Рис. 4.4 представлены кривые блеска, полученные с помощью указанных инструментов в случае наличия данных. Времена использованных нами точечных наблюдений обозначены вертикальными линиями с указанием названия соответствующей обсерватории.

4.4.1 Спектральный анализ

Для аппроксимации спектров каждого источника мы использовали две модели: степенную модель и модель излучения черного тела. Нормализация последней дает размер области излучения для известного расстояния до источника. В обе модели было включено поглощение межзвездной средой.

Результаты спектрального анализа сведены в Таблице 4.2. Таблица включает: название источника; колонковую плотность водорода N_H , зафиксированную на межзвездном значении в направлении на источник; температуру черного тела T_{bb} и радиус R_{bb} излучающей области для модели черного тела и фотонный индекс Γ для степенной модели; непоглощенный поток в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ (отметим, что он рассчитан по наилучшей модели и, следовательно, зависит от нее); непоглощенную светимость в том же энергетическом диапазоне; значение C -статистики для обеих моделей и соответствующее количество степеней свободы. Спектры источников представлены на Рис. 4.5.

Таблица 4.1: Выборка рентгеновских пульсаров в двойных системах с Ве компаньонами.

Название источника	Период пульсаций (с)	Орбитальный период (д)	Расстояние (кпк)	Циклотронная энергия (кэВ)	Оптический компаньон
4U 0115+63	3.6	24.3 ¹	7.0 ²	11.5 ³	B0.2Ve ²
V 0332+53	4.375	34.25 ⁴	7.0 ⁵	28 ⁶	O8–9Ve ⁵
MXB 0656–072	160.4	101.2 ⁷	3.9 ⁸	36 ⁹	O9.7Ve ¹⁰
4U 0728–25	103	34.5 ¹¹	6.1 ¹²	–	O8–9Ve ¹²
RX J0812.4–3114	31.9	81.3 ¹³	9.2 ¹⁴	–	B0.5V–IIIe ¹⁴
GS 0834–430	12.3	105.8 ¹⁵	5.0 ¹⁶	–	B0–2 V–IIIe ¹⁶
GRO J1008–57	93.8	249.5 ¹⁷	3.6 ¹⁸	88 ¹⁹ , 75.5 ²⁰	B0e ²¹
2S 1417–624	17.6	42.1 ²²	(1.4–11.1) ²³	–	B1 Ve ²³
2S 1553–542	9.3	30.6 ²⁴	20 ^{25,26}	23.5 ²⁵	–
Swift J1626.6–5156	15.377	132.9 ²⁷	10 ²⁸	10 ²⁹	B0Ve ²⁸
GS 1843+00	29.5	–	(10–15) ³⁰	20 ³¹	B0–B2IV–Ve ³⁰
XTE J1946+274	15.8	169.2 ³²	(8–10) ³³	36 ³⁴	B0–B1 IV–Ve ³³
KS 1947+300	18.8	40.4 ³⁵	10 ^{36,37}	12.5 ³⁸	B0Ve ³⁶
SAX J2103.5+4545	351	12.7 ³⁹	6.5 ⁴⁰	–	B0Ve ⁴⁰
Cep X-4	66.3	21 ⁴¹	3.8 ⁴²	30 ⁴³	B1V–B2Ve ⁴²
SAX J2239.3+6116	1247	262 ⁴⁴	4.4 ⁴⁴	–	(B0–2 V–IIIe) ⁴⁴
(1) [82], (2) [352], (3) [524], (4) [455], (5) [355], (6) [302], (7) [538], (8) [310],					
(9) [184], (10) [367], (11) [87], (12) [354], (13) [88], (14) [327], (15) [529], (16)					
[210], (17) [252], (18) [142], (19) [438], (20) [536], (21) [77], (22) [135], (23)					
[170], (24) [223], (25) [492], (26) [291], (27) [26], (28) [402], (29) [100], (30)					
[211], (31) [320], (32) [528], (33) [509], (34) [187], (35) [148], (36) [351], (37)					
[488], (38) [144], (39) [27], (40) [401], (41) [309], (42) [37], (43) [319], (44)					
[208].					

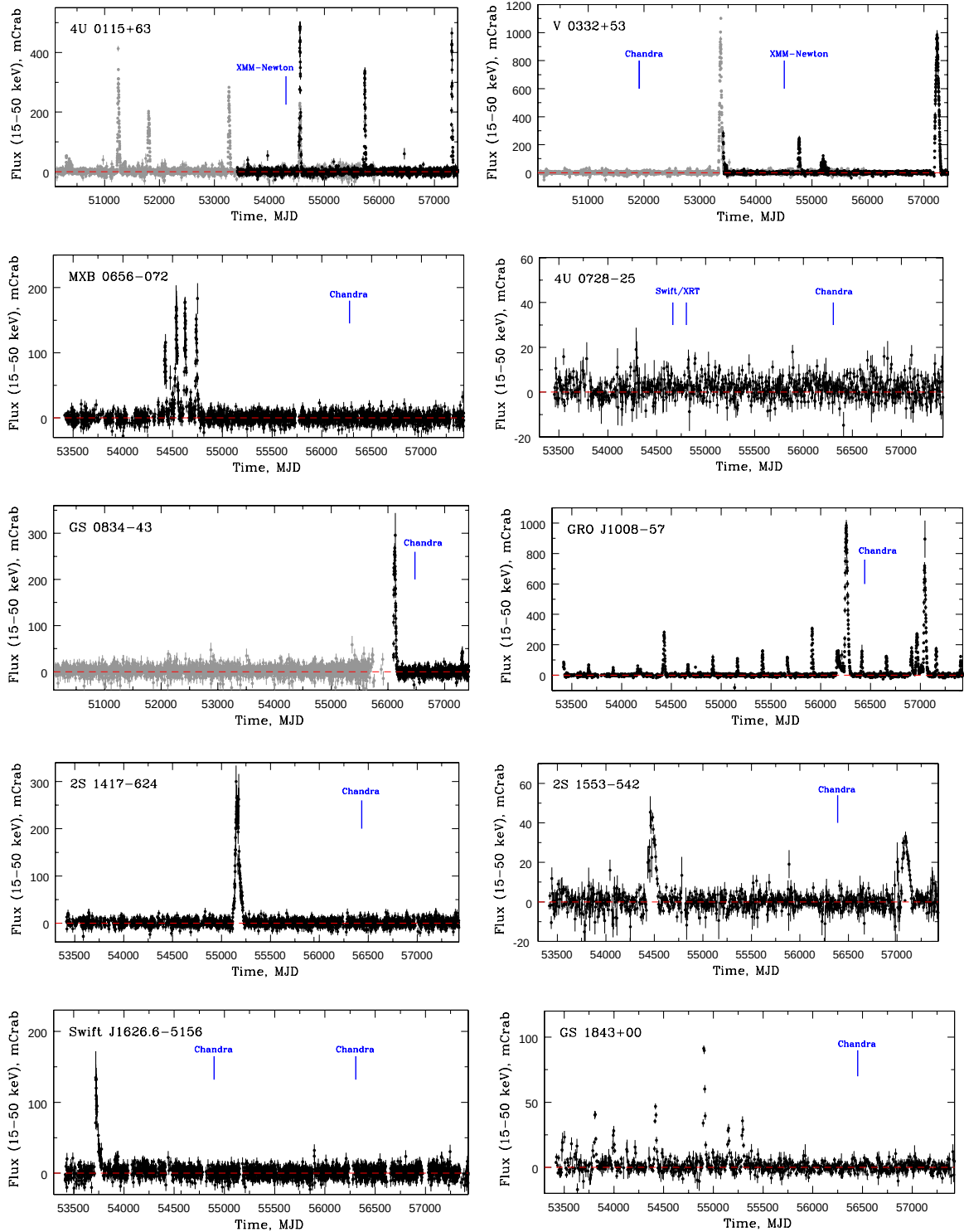


Рис. 4.4: Кривые блеска транзитных рентгеновских пульсаров, полученные телескопом *Swift*/BAT в энергетическом диапазоне 15–50 кэВ. Времена использованных наблюдений обсерваторий *Chandra*, *XMM-Newton* и *Swift*/XRT обозначены вертикальными линиями. Кривые блеска с телескопа *RXTE*/ASM (серые точки) в энергетическом диапазоне 2–10 также показаны для нескольких источников.

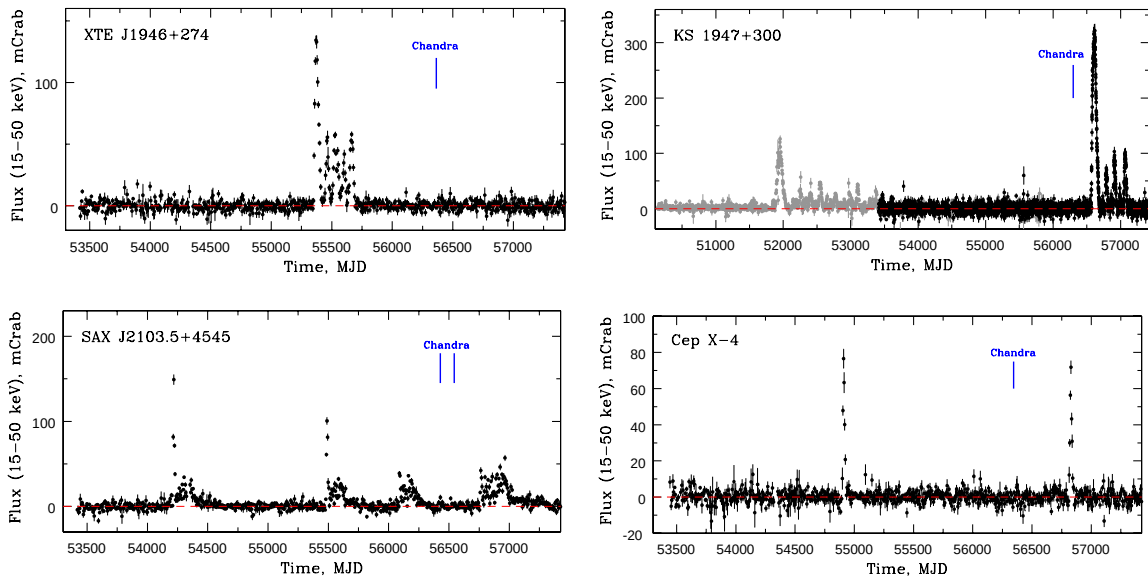


Рис. 4.4: Кривые блеска транзиентных рентгеновских пульсаров, полученные телескопом *Swift*/BAT в энергетическом диапазоне 15–50 кэВ. Времена использованных наблюдений обсерваторий *Chandra*, *XMM-Newton* и *Swift*/XRT обозначены вертикальными линиями. Кривые блеска с телескопа *RXTE*/ASM (серые точки) в энергетическом диапазоне 2–10 также показаны для нескольких источников.

Таблица 4.2: Спектральные параметры выборки пульсаров в низком состоянии

Источник	N_H (10^{22} см^{-2})	kT_{bb} (кэВ)	R_{bb} (км)	Γ	Поток (0.5–10 кэВ) ($\text{эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$)	$L_{0.5-10 \text{ кэВ}}$ (эрг с^{-1})	C-value (dof)
4U 0115+63	0.86	$0.31^{+0.03}_{-0.02}$	$0.76^{+0.19}_{-0.15}$	— $3.5^{+0.3}_{-0.3}$	$1.00^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{-13}$ $1.95^{+0.34}_{-0.25} \times 10^{-13}$	$5.86^{+0.72}_{-0.64} \times 10^{32}$ $1.14^{+0.20}_{-0.15} \times 10^{33}$	161.7(188) 171.1(188)
V 0332+53	0.70	$0.38^{+0.09}_{-0.07}$	$0.32^{+0.21}_{-0.12}$	— $3.2^{+0.7}_{-0.6}$	$4.37^{+1.13}_{-1.05} \times 10^{-14}$ $9.12^{+4.68}_{-2.66} \times 10^{-14}$	$2.56^{+0.66}_{-0.62} \times 10^{32}$ $5.35^{+2.75}_{-1.56} \times 10^{32}$	14.6(12) 12.7(12)
	0.70	$0.43^{+0.05}_{-0.04}$	$0.29^{+0.08}_{-0.06}$	—	$5.75^{+0.70}_{-0.74} \times 10^{-14}$	$3.37^{+0.41}_{-0.44} \times 10^{32}$	124.0(155)
	0.70	—	—	$2.7^{+0.3}_{-0.3}$	$1.00^{+0.15}_{-0.13} \times 10^{-13}$	$5.86^{+0.87}_{-0.76} \times 10^{32}$	124.0(155)
MXB 0656–072	0.60	$0.97^{+0.04}_{-0.04}$	$0.18^{+0.01}_{-0.01}$	—	$2.09^{+0.15}_{-0.14} \times 10^{-12}$	$3.80^{+0.27}_{-0.25} \times 10^{33}$	213.0(284)
	0.60	—	—	$1.2^{+0.1}_{-0.1}$	$3.09^{+0.22}_{-0.21} \times 10^{-12}$	$5.62^{+0.40}_{-0.38} \times 10^{33}$	221.5(284)
4U 0728–25	0.54	$1.00^{+0.05}_{-0.04}$	$0.25^{+0.02}_{-0.02}$	—	$1.78^{+0.13}_{-0.08} \times 10^{-12}$	$7.91^{+0.57}_{-0.36} \times 10^{33}$	276.4(282)
	0.54	—	—	$1.3^{+0.1}_{-0.1}$	$2.51^{+0.12}_{-0.17} \times 10^{-12}$	$1.12^{+0.05}_{-0.07} \times 10^{34}$	239.7(282)
	0.54	$1.33^{+0.50}_{-0.29}$	$0.10^{+0.05}_{-0.04}$	—	$8.71^{+3.59}_{-2.54} \times 10^{-13}$	$3.88^{+1.60}_{-1.13} \times 10^{33}$	13.3(18)
RX J0812.4–3114	0.48	—	—	$0.8^{+0.5}_{-0.5}$	$1.20^{+0.42}_{-0.33} \times 10^{-12}$	$5.35^{+1.87}_{-1.47} \times 10^{33}$	11.5(18)
	0.48	$0.13^{+0.03}_{-0.02}$	10.0^a	—	$1.58^{+0.81}_{-0.61} \times 10^{-13}$	$1.60^{+0.82}_{-0.62} \times 10^{33}$	8.3(18)
GS 0834–43	1.00	$1.92^{+4.04}_{-0.72}$	$0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$5.6^{+1.1}_{-1.1}$	$2.51^{+1.56}_{-1.03} \times 10^{-13}$	$2.54^{+1.58}_{-1.05} \times 10^{33}$	8.5(18)
	1.00	—	—	$0.2^{+0.8}_{-0.8}$	$8.91^{+9.71}_{-4.01} \times 10^{-14}$	$2.67^{+2.90}_{-1.20} \times 10^{32}$	9.4(16)
GRO J1008–57	1.40	$1.22^{+0.02}_{-0.02}$	$0.49^{+0.02}_{-0.02}$	—	$1.23^{+0.91}_{-0.52} \times 10^{-13}$	$3.68^{+2.71}_{-1.56} \times 10^{32}$	9.3(16)
	1.40	—	—	$1.05^{+0.04}_{-0.04}$	$1.66^{+0.04}_{-0.04} \times 10^{-11}$	$2.57^{+0.16}_{-0.15} \times 10^{34}$	658.2(484)
2S 1417–624	1.30	$1.57^{+0.34}_{-0.24}$	$0.05^{+0.01}_{-0.01}$	—	$2.34^{+0.05}_{-0.05} \times 10^{-11}$	$3.62^{+0.22}_{-0.21} \times 10^{34}$	450.1(484)
	1.30	—	—	$0.6^{+0.3}_{-0.3}$	$4.68^{+1.08}_{-0.88} \times 10^{-13}$	$2.01^{+0.46}_{-0.38} \times 10^{33}$	80.9(68)
2S 1553–542	1.70	$0.66^{+0.65}_{-0.25}$	$0.20^{+0.56}_{-0.14}$	—	$6.17^{+1.25}_{-0.92} \times 10^{-13}$	$2.66^{+0.54}_{-0.40} \times 10^{33}$	76.84(68)
	1.70	—	—	$2.4^{+1.8}_{-1.4}$	$2.19^{+1.36}_{-0.93} \times 10^{-14}$	$1.05^{+0.65}_{-0.44} \times 10^{33}$	5.8(3)
					$4.68^{+16.70}_{-2.28} \times 10^{-14}$	$2.24^{+7.99}_{-1.09} \times 10^{33}$	4.8(3)

Таблица 4.2: Спектральные параметры выборки пульсаров в низком состоянии

Источник	N_{H} (10^{22} см^{-2})	kT_{bb} (кэВ)	R_{bb} (км)	Γ	Поток (0.5–10 кэВ) ($\text{эрг с}^{-1} \text{ см}^{-2}$)	$L_{0.5-10 \text{ кэВ}}$ (эрг с^{-1})	C-value (dof)
Swift J1626.6–5156	1.00	$1.20^{+0.04}_{-0.04}$	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$	–	$1.05^{+0.05}_{-0.05} \times 10^{-12}$	$1.25^{+0.06}_{-0.06} \times 10^{34}$	420.0(359)
	1.00	–	–	$1.05^{+0.07}_{-0.07}$	$1.45^{+0.07}_{-0.07} \times 10^{-12}$	$1.73^{+0.08}_{-0.08} \times 10^{34}$	315.9(359)
	1.00	$1.22^{+0.23}_{-0.17}$	$0.10^{+0.03}_{-0.02}$	–	$2.40^{+0.55}_{-0.40} \times 10^{-13}$	$2.87^{+0.66}_{-0.48} \times 10^{33}$	53.4(46)
	1.00	–	–	$1.0^{+0.3}_{-0.3}$	$3.47^{+0.70}_{-0.58} \times 10^{-13}$	$4.15^{+0.84}_{-0.70} \times 10^{33}$	50.6(46)
GS 1843+00	1.00	$2.20^{+6.80}_{-0.92}$	$0.03^{+0.03}_{-0.03}$	–	$8.32^{+7.17}_{-3.53} \times 10^{-14}$	$1.55^{+1.34}_{-0.66} \times 10^{33}$	8.1(7)
	1.00	–	–	$0.2^{+1.1}_{-1.1}$	$1.07^{+0.71}_{-0.41} \times 10^{-13}$	$2.00^{+1.32}_{-0.77} \times 10^{33}$	8.6(7)
XTE J1946+274	0.90	$1.11^{+0.09}_{-0.08}$	$0.21^{+0.03}_{-0.02}$	–	$8.32^{+0.80}_{-0.73} \times 10^{-13}$	$8.06^{+0.78}_{-0.71} \times 10^{33}$	122.8(148)
	0.90	–	–	$1.1^{+0.2}_{-0.2}$	$1.20^{+0.12}_{-0.11} \times 10^{-12}$	$1.16^{+0.11}_{-0.10} \times 10^{34}$	108.0(148)
KS 1947+300	0.90	$1.32^{+0.07}_{-0.06}$	$0.30^{+0.02}_{-0.02}$	–	$2.75^{+0.20}_{-0.12} \times 10^{-12}$	$3.29^{+0.24}_{-0.15} \times 10^{34}$	256.7(302)
	0.90	–	–	$0.8^{+0.1}_{-0.1}$	$3.89^{+0.28}_{-0.18} \times 10^{-12}$	$4.65^{+0.33}_{-0.21} \times 10^{34}$	241.6(302)
SAX J2103.5+4545	0.66	$0.88^{+0.09}_{-0.08}$	$0.14^{+0.02}_{-0.02}$	–	$2.95^{+0.44}_{-0.32} \times 10^{-13}$	$1.49^{+0.22}_{-0.16} \times 10^{33}$	79.9(72)
	0.66	–	–	$1.3^{+0.2}_{-0.2}$	$4.79^{+0.71}_{-0.62} \times 10^{-13}$	$2.42^{+0.36}_{-0.31} \times 10^{33}$	75.6(72)
Сер X-4	0.80	$0.88^{+0.08}_{-0.07}$	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	–	$7.08^{+0.86}_{-0.62} \times 10^{-13}$	$1.22^{+0.15}_{-0.11} \times 10^{33}$	108.6(153)
	0.80	–	–	$1.4^{+0.2}_{-0.2}$	$1.12^{+0.11}_{-0.12} \times 10^{-12}$	$1.94^{+0.19}_{-0.21} \times 10^{33}$	101.0(153)
SAX J2239.3+6116	0.85	$1.62^{+0.43}_{-0.30}$	$0.04^{+0.01}_{-0.01}$	–	$4.37^{+1.26}_{-0.98} \times 10^{-13}$	$1.01^{+0.29}_{-0.23} \times 10^{33}$	56.5(83)
	0.85	–	–	$0.4^{+0.3}_{-0.3}$	$6.31^{+1.45}_{-1.18} \times 10^{-13}$	$1.46^{+0.34}_{-0.27} \times 10^{33}$	56.4(83)

^a 1 σ верхний предел на радиус излучающей области для RX J0812.4–3114.

Из Рис. 4.5 и Таблицы 4.2 видно, что для большинства источников обе спектральные модели обеспечивают более или менее удовлетворительное качество аппроксимации. Чтобы получить количественный вывод о предпочтении одной из моделей для конкретного источника, мы использовали информационный критерий Акаике (AIC; [3, 50]). В нашем случае используется стандартная формула, $AIC = 2n + C$, где C — значение статистики из спектральной аппроксимации, n — количество параметров модели, равная 2 для обеих рассматриваемых спектральных моделей. Разница $\Delta C = C_{PL} - C_{BB} = 10$ между значениями C , полученными из двух моделей, означает, что одна из них в $\exp(10/2) \approx 150$ раз менее вероятна, чем другая.

Разница в значениях C для моделей степенного закона и черного тела в зависимости от наилучшего значения фотонного индекса показана на Рис. 4.6. Из рисунка ясно видно, что $\Delta C = 10$ достигается только для пяти пульсаров, где одна из спектральных моделей может быть статистически обоснована по сравнению с другой. Однако, основываясь на спектральных параметрах и значении AIC, мы можем грубо разделить все источники из нашей выборки на несколько групп. Первая состоит из источников со спектрами, которые предпочтительно описываются степенной моделью: 4U 0728–25, GRO J1008–57, Swift J1626.6–5156, ХТЕ J1946+274, KS 1947+300, и, возможно, GS 0834–43, Сер X-4 и SAX J2239.3+6116. Эта группа содержит самые яркие объекты из нашей выборки со светимостью около 10^{34} эрг с^{–1}, а также несколько более слабых систем (вплоть до нескольких на 10^{33} эрг с^{–1}). Типичное значение фотонного индекса для этих источников составляет около $\Gamma \sim 1$. Вторая группа включает источники с тепловыми спектрами: 4U 0115+63, V 0332+53 (для обоих источников значение ΔC лишь немного ниже 10) и, вероятно, RX J0812.4–3114 и MXB 0656–072. Температура излучения в этих системах (с использованием модели черного тела) составляет $kT \simeq 0.1 - 0.4$ кэВ, а светимость очень низкая — несколько на $10^{32} - 10^{33}$ эрг с^{–1}. Отметим, что радиусы излучающих областей для 4U 0115+63 и V 0332+53 составляют несколько сотен метров, что хорошо согласуется с ожидаемыми размерами полярных шапок нейтронной звезды (см., например, [338]). Из-за очень ограниченной статистики мы не смогли ограничить размер излучающей области для RX J0812.4–3114, который имеет самый мягкий спектр. Третья группа включает два источника с умеренной светимостью $(2 - 5) \times 10^{33}$ эрг с^{–1}, для которых трудно однозначно определить их спектральную форму: 2S 1417–624 и SAX J2103.5+4545.

Отметим, что SAX J2103.5+4545 наблюдался обсерваторией *Chandra* в сентябре 2013 года (MJD 56544) с очень длинной экспозицией (~ 45 кс) в состоянии с немного меньшей интенсивностью по сравнению с нашими наблюдениями. Спектр источника хорошо описывался моделью поглощенного черного тела с температурой $kT \simeq 1$ кэВ и радиусом $R = 0.11$ км [400], что хорошо согласуется с результатами наших измерений (Таблица 4.2). Поэтому вероятно, что и во время нашего наблюдения этот источник действительно имел спектр, который лучше всего описывался моделью черного тела. Скорости счета для двух последних источников, 2S 1553–542 и GS 1843+00, чрезвычайно низкие, что не позволяет нам провести детальный спектральный анализ, а также поместить их в какую-либо из вышеупомянутых групп.

4.4.2 Временной анализ

Наряду со спектральным анализом мы также провели временной анализ, чтобы найти пульсации излучения от источников в нашей выборке. В качестве первого шага все кри- вые блеска были скорректированы к барицентру Солнечной системы. Скорректированные

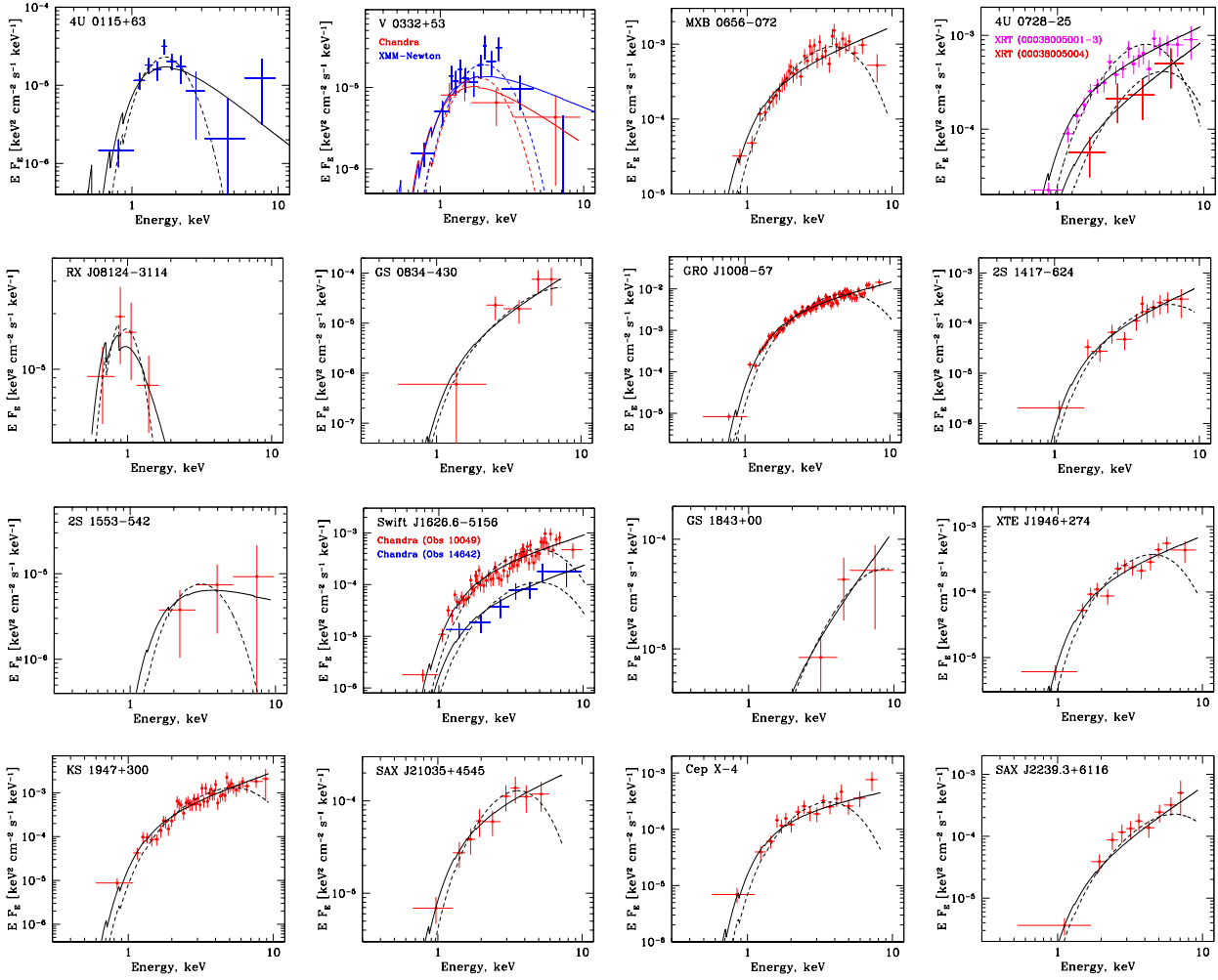


Рис. 4.5: Энергетические спектры для всех источников в нашей выборке. Сплошные и пунктирные линии показывают наилучшие аппроксимации моделями степенного закона и черного тела (обе с поправкой на поглощение) соответственно. Данные, полученные обсерваториями *Chandra*, *XMM-Newton* и *Swift/XRT*, показаны красными кругами, синими крестами и фиолетовыми квадратами соответственно, если не указано иное.

кривые блеска в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ были исследованы с помощью инструмента EFSEARCH на предмет наличия когерентного сигнала. В результате мы обнаружили пульсации от пяти источников: Swift J1626.6–5156, XTE J1946+274, KS 1946+300, SAX J2103.5+4545 и Cep X-4. Для четырех из них (кроме SAX J2103.5+4545) пульсации при таких низких светимостях были обнаружены впервые. Соответствующие профили импульсов показаны на Рис. 4.7. Интересно отметить, что все источники показывают довольно высокую долю пульсирующего излучения¹ — от 50 до 70 процентов с характерной неопределенностью ~15 процентов. Такие высокие значения типичны для рентгеновских пульсаров как при низком темпе аккреции (см., например, [292]), так и в состоянии покоя (см., например, [353, 400]). Поэтому трудно сделать какие-либо окончательные выводы о происхожде-

¹Она была определена как $PF = (F_{\max} - F_{\min}) / (F_{\max} + F_{\min})$, где $F_{\max}$ и $F_{\min}$ — максимальный и минимальный потоки в профиле импульса соответственно.

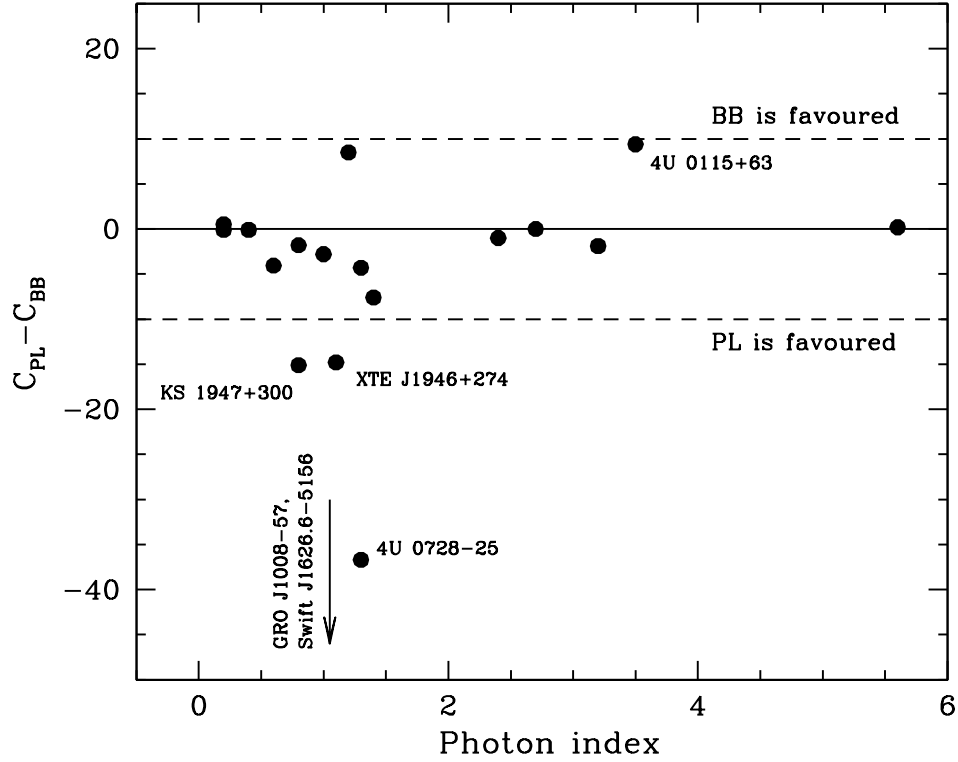


Рис. 4.6: Сравнение качества аппроксимации моделями степенного закона (PL) и черного тела (BB) спектров всех источников из нашей выборки. Две горизонтальные пунктирные линии указывают на разницу $\Delta C = \pm 10$, которую можно считать статистически значимой для предпочтения одной из моделей над другой. Для двух источников GRO J1008–57 и Swift J1626.6–5156, $|\Delta C| > 100$, поэтому они обозначены стрелкой.

нии излучения в низком состоянии, основываясь только на значении доли пульсирующего излучения.

4.4.3 Индивидуальные источники из выборки

В этом разделе мы описываем наблюдательные свойства каждого источника и сравниваем их с предсказаниями соответствующих моделей, представленных в разделе 4.4.4 (соответствующие предсказания для предельной светимости перехода в режим пропеллера, среднего темпа аккреции и ожидаемой светимости в состоянии покоя приведены в разделе 4.4.4 и перечислены в Таблице 4.3). Также представлены ссылки на результаты предыдущих наблюдений в состоянии покоя (если таковые имеются).

4U 0115+63

Обсерватория *XMM-Newton* наблюдала 4U 0115+63 в низком состоянии несколько раз, в основном после вспышек типа I. Многие из этих наблюдений обсуждаются в данной диссертации. В этой главе мы анализируем данные, полученные примерно через три года после мощной вспышки типа II, произошедшей в сентябре-октябре 2004 года. Источник имеет

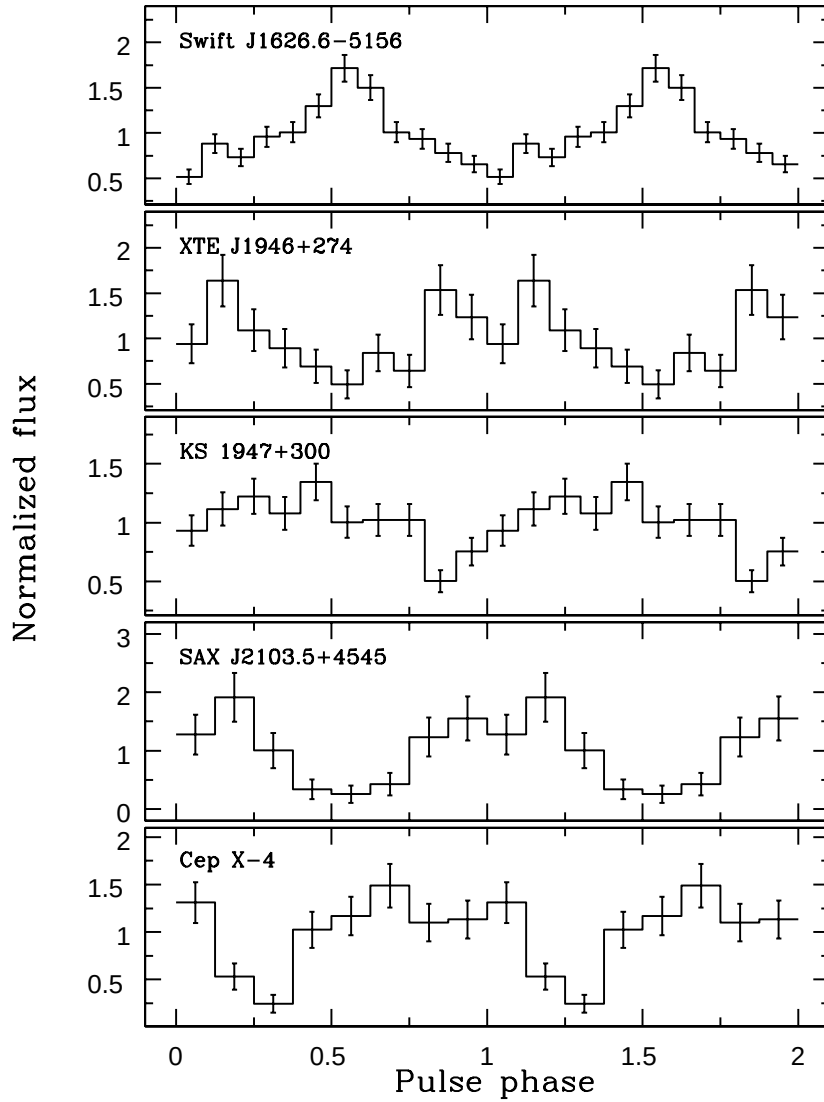


Рис. 4.7: Профили импульсов пяти источников с обнаруженными пульсациями в энергетическом диапазоне 0.5–10 кэВ.

тепловой спектр (см. Рис. 4.5) с температурой около 0.3 кэВ и светимостью около 6×10^{32} эрг с^{-1} . Эта светимость примерно в 10 раз ниже, чем наблюдалась телескопом *Swift*/XRT сразу после другой гигантской вспышки в 2015 году и последующего перехода источника в режим пропеллера с типичной температурой 0.5–0.9 кэВ [491, 525]. Светимость в анализируемом здесь наблюдении согласуется (в пределах неопределенностей) с той, что была обнаружена в работе [57] во время наблюдения источника с помощью обсерватории *BeppoSAX*.

Из-за длительного периода покоя перед наблюдением обсерваторией *XMM-Newton* вполне возможно, что кора нейтронной звезды уже находилась в тепловом равновесии с ядром [419]. Однако, как видно из Рис. 4.4, вспышки типа II от этого источника наблюдаются каждые несколько лет, и неясно, может ли равновесие быть достигнуто на таком временном масштабе. Тем не менее, 4U 0115+63 наблюдался *XMM-Newton* в данном случае с самым низким значением температуры черного тела.

V0332+53

И *Chandra*, и *XMM-Newton* наблюдали V0332+53 в очень низком состоянии. Наблюдение *Chandra* было выполнено по крайней мере через пять лет после какой-либо сильной вспышечной активности. Однако период покоя мог быть гораздо длиннее, поскольку монитор всего неба *RXTE*/ASM начал работать только в 1996 году (до этого яркая вспышка наблюдалась в 1989 году). Спектр источника хорошо описывается моделью черного тела с температурой ~ 0.4 кэВ и светимостью $\sim 3 \times 10^{32}$ эрг с^{-1} . Как и в случае с 4U 0115+63, эта светимость примерно в 10 раз ниже, чем наблюдалась от нагретой поверхности нейтронной звезды сразу после его перехода в режим пропеллера [491, 525] (см. главу 3).

Отметим, что во время анализируемого наблюдения *XMM-Newton*, выполненного примерно через три года после вспышки типа II в декабре 2004 - январе 2005 года, светимость источника и температура его чернотельного излучения были примерно такими же, как и во время наблюдения *Chandra*. Спектральные параметры, полученные в нашем анализе, согласуются в пределах неопределенностей с результатами независимого анализа в работах [125, 57].

Наши измерения можно использовать для грубой оценки характерного времени, необходимого коре для достижения теплового равновесия с ядром (предполагая, что аккреция вещества во время предшествующей вспышки типа II действительно вывела кору из равновесия). Поскольку светимости и температуры излучения источника во время наблюдений *Chandra* и *XMM-Newton* были согласующимися, мы можем предположить, что кора нейтронной звезды действительно находилась в равновесии с ядром (в противном случае весьма вероятно, что после наблюдения *XMM-Newton* источник продемонстрировал бы более горячую кору). Отметим, что, вероятно, последняя вспышка, предшествовавшая наблюдению *Chandra*, была обнаружена в 1989 году, т.е. примерно за 15 лет до этого. В то же время наблюдение *XMM-Newton* было выполнено примерно через 3 года после предшествующей вспышки типа II, так что это будет верхний предел характерного времени установления равновесия.

MXB 0656–072

Наблюдение обсерватории *Chandra* было выполнено примерно через четыре года после серии вспышек, которые начались в октябре 2008 года. Основываясь на вышеизложенных аргументах, касающихся временного масштаба установления равновесия для V0332+53, в MXB 0656–072 кора могла находиться в равновесии с ядром во время нашего наблюдения (это предполагает, что временной масштаб установления равновесия не сильно варьируется между источниками). Это подтверждается спектральным анализом, выявившим тепловую форму спектра с температурой черного тела около 1 кэВ и светимостью 3.8×10^{33} эрг с^{-1} . В то же время она примерно в 10 раз выше по сравнению с предельной светимостью для перехода в режим пропеллера (см. раздел 4.4.4 и Таблицу 4.3). Это расхождение можно понять в рамках парадигмы аккреции из холодного аккреционного диска, которая введена в данной главе. Действительно, если предположить тот же закон спада светимости, что наблюдался в случае GRO J1008–57, а именно $L \propto t^{-0.7}$, переход в режим аккреции из холодного диска около 10^{35} эрг с^{-1} , и отсутствие кратковременной активности после вспышки 2008 года, то можно ожидать светимость MXB 0656–072 на момент нашего наблюдения обсерваторией *Chandra* около нескольких на 10^{32} эрг с^{-1} , что ниже наблюдаемой. В этом случае светимость в состоянии покоя, оцененная по модели глубокого нагрева коры нейтронной звезды ($\sim 1.4 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} ; см. раздел 4.4.4) должна быть доминирующим источником излучения

и естественно объясняет мягкую форму энергетического спектра.

4U 0728–25

Этот источник не демонстрировал сильных вспышек ни в данных *RXTE*/ASM, ни в данных *Swift*/BAT. Однако наблюдения как *Swift*/XRT, так и *Chandra* выявили яркий источник с жестким спектром, который хорошо описывается степенной моделью. Вероятно, 4U 0728–25 относится к классу квазипостоянных рентгеновских пульсаров, которые никогда не достигают истинного состояния покоя. Также длинный период вращения пульсара делает его хорошим кандидатом для аккреции из холодного диска. Неизвестная напряженность магнитного поля нейтронной звезды в этой системе делает невозможной оценку предельной светимости для эффекта пропеллера, которая должна быть намного меньше наблюдаемой светимости в случае стандартного магнитного поля.

RX J0812.4–3114

Ярких вспышек типа II от этого источника никогда не наблюдалось, однако в декабре 1997 года произошла серия нормальных (типа I) вспышек [88]. Мониторы *RXTE*/ASM и *Swift*/BAT не обнаружили источник на протяжении всего охватываемого периода времени. Наблюдение *Chandra* выявило тепловой спектр с очень низкой температурой ~ 0.1 кэВ, что является самой низкой температурой среди источников из нашей выборки. Однако очень низкая скорость счета не позволяет нам надежно ограничить спектральные параметры этого источника. Наблюдаемая светимость $\sim 2 \times 10^{33}$ эрг с^{-1} согласуется с оценками модели глубокого нагрева коры нейтронной звезды.

GS 0834–430

Наблюдение *Chandra* было выполнено чуть менее чем через год после яркой вспышки от этого источника, произошедшей в середине 2012 года. Другой значительной активности от источника на его кривой блеска не видно, начиная с 1996 года (см. Рис. 4.4). Небольшое количество фотонов, зарегистрированных от этого источника, не позволяет нам однозначно различить спектральные модели степенного закона или черного тела. Однако довольно высокая температура черного тела около 2 кэВ и малый радиус излучающей области намекают на нетепловое происхождение спектра. В то же время наблюдаемая светимость является очень низкой ($\sim 3 \times 10^{32}$ эрг с^{-1}). Это означает, что либо кора вообще не нагревается, либо время охлаждения коры очень короткое (< 1 года).

GRO J1008–57

Источник наблюдался с помощью *Chandra* через четыре месяца после гигантской вспышки типа II и всего через две недели после вспышки типа I в середине 2013 года. И высокая светимость источника ($\sim 10^{34-35}$ эрг с^{-1}), и его спектральная форма (степенной закон) указывают на нетепловое происхождение излучения. Этот вывод подтверждается нашим мониторингом источника с помощью *Swift*/XRT, который указывает на переход источника в режим квазистабильной аккреции из холодного диска после каждой транзиентной активности.

2S 1417–624

Обсерватория *Chandra* наблюдала 2S 1417–624 примерно через 3.3 года после его яркой вспышки, произошедшей в ноябре 2009 года. Спектр источника может быть одинаково хорошо аппроксимирован либо степенным законом, либо моделью черного тела с довольно высокой температурой около 1.5 кэВ. Длительный временной промежуток между вспышкой и наблюдением позволяет предположить, что кора нейтронной звезды могла находиться в равновесии с ядром. Однако в этом случае высокая наблюдаемая температура (при использовании модели черного тела) неожиданна (если только охлаждение действительно не идет через очень маленькие горячие пятна радиусом всего 50 м; Таблица 4.2), что указывает на возможность продолжающейся аккреции на низком уровне. Подобно MХВ 0656–072, эта аккреция скорее всего происходит из холодного диска, истощенного после вспышки 2009 года.

2S 1553–542

На момент выполнения нашей работы, этот источник демонстрировал только три известные вспышки в истории рентгеновских наблюдений (в 1975, 2007 и 2015 годах). Данные *Chandra* были получены примерно через 5 лет после второй вспышки в 2007–2008 годах. Учитывая, что 2S 1553–542 является самым удаленным источником (20 кпк) в нашей выборке [492, 291], наблюдаемая от него скорость счета очень низкая и не позволяет нам различить степенной закон и модель черного тела. Однако температура, полученная с использованием последней модели, составляет ~ 0.7 кэВ и может указывать на тепловое происхождение излучения, которое, возможно, можно отнести к тепловому излучению с поверхности нейтронной звезды. Наблюдаемая светимость намного ниже ожидаемой предельной светимости перехода в режим пропеллера, что подтверждает этот вывод.

Swift J1626.6–5156

Источник наблюдался с помощью обсерватории *Chandra* дважды: через 3 и 7 лет после яркой вспышки излучения от этого источника (произошедшей в начале 2006 года). Оба наблюдения показывают, вероятно, нетепловой спектр, и прямое излучение коры не наблюдается. Несмотря на то, что светимость снизилась в ~ 4 раза между двумя наблюдениями, спектральные параметры очень похожи и согласуются в пределах неопределенностей. Стоит упомянуть, что ожидаемая предельная светимость для перехода в режим пропеллера находится примерно посередине между светимостями этих двух наблюдений. Такое поведение согласуется с непрерывной аккрецией из холодного диска.

Аккреция во время самого яркого наблюдения подтверждается обнаружением пульсаций с периодом 15.3360(6) с и долей пульсирующего излучения 54 ± 7 процентов. Во втором наблюдении пульсации не были обнаружены, и был получен только верхний предел на долю пульсирующего излучения ~ 60 процентов. Этот предел согласуется с обнаруженным значением во время первого наблюдения. Значения периода пульсаций и доли пульсирующего излучения, полученные для первого наблюдения *Chandra*, согласуются со значениями, опубликованными в работе [203], и являются типичными для этого источника в периоды его вспышечной активности [399].

GS 1843+00

Большое расстояние до источника (10–15 кпк) и его низкая светимость привели к очень низкой статистике в наших наблюдениях, что не позволяет нам сделать уверенные выводы о природе наблюдаемого излучения. Наблюдение *Chandra* было выполнено примерно через 3 года после последней вспышки, обнаруженной в данных *Swift*/BAT. Наблюдаемая светимость немного ниже предела на переход в режим пропеллера, что неудивительно, потому что источник с таким длинным периодом вращения, вероятно, аккрецирует из холодного диска.

XTE J1946+274

Источник продемонстрировал серию мощных вспышек в апреле 2011 года. Два года спустя, используя данные *Chandra*, измеренная светимость источника составляла около 10^{34} эрг с^{-1} , что значительно ниже ожидаемой предельной светимости для перехода в режим пропеллера (см. Таблицу 4.3). Однако мы обнаружили довольно жесткий спектр (фотонный индекс $\simeq 1.1$) и пульсации, что предполагает продолжающуюся аккрецию на поверхность нейтронной звезды. Период вращения был измерен как 15.760(3) с, а доля пульсирующего излучения 55 ± 17 процентов, что типично для состояния с низкой светимостью. Наши спектральные и временные параметры согласуются с результатами независимого анализа тех же данных, выполненного в работе [365]. Наиболее вероятное объяснение жесткого спектра XTE J1946+274 ниже светимости перехода в режим пропеллера — это аккреция из холодного диска.

KS 1947+300

Обсерватория *Chandra* наблюдала KS 1947+300 примерно через 6 лет после интенсивной вспышечной активности, наблюдавшейся в 2001–2006 годах, и за девять месяцев до другой яркой вспышки в октябре 2013 года (Рис. 4.4). Источник был примерно в 10 раз ярче ожидаемой пороговой светимости для перехода в режим пропеллера и демонстрировал пульсации с высокой долей пульсирующего излучения (45 ± 12 процентов). В сочетании с жестким спектром это указывает на продолжающуюся аккрецию, вероятно, из холодного диска.

SAX J2103.5+4545

Источник наблюдался дважды с помощью обсерватории *Chandra* в течение одного и того же периода покоя (в середине мая и сентября 2013 года). Результаты второго наблюдения были опубликованы в работе [400] и указывали на то, что источник находится в глубоком состоянии покоя. Мы обнаружили схожие значения потока от источника и спектральные параметры в обоих наблюдениях. Мы также обнаружили пульсации в рентгеновском потоке с сопоставимыми долями пульсирующего излучения 76 ± 25 и 55 ± 8 процентов для первого и второго наблюдений соответственно. Интересно, что аналогично высокая доля (хотя и с другой формой импульса) была также зарегистрирована для этого источника в наблюдении *XMM-Newton*, когда светимость была на три порядка больше [207].

Есть по крайней мере два способа объяснить наблюдаемые результаты: (1) кора нейтронной звезды не сильно нагрелась во время предыдущей вспышки и уже находилась в равновесии с ядром во время первого наблюдения *Chandra*, и поэтому температура не снизилась к моменту второго наблюдения. Если действительно наблюдается излучение осты-

вающей нейтронной звезды, то оно происходит через горячие пятна; (2) в другом сценарии мы имеем дело с довольно стабильным низким темпом аккреции вещества на поверхность звезды. В этом случае пульсации могут быть вызваны аккрецией на магнитные полюса, например, из холодного диска.

Сер X-4

Наблюдение *Chandra* было выполнено почти через 4 года после вспышки в марте 2009 года. Однако источник демонстрировал переменность потока на низком уровне даже между крупными вспышками, что объясняет явно нетепловой спектр и обнаруженные пульсации (доля пульсирующего излучения 70 ± 15 процентов). Скорее всего, наблюдаемое излучение со степенным спектром возникает за счет аккреции из холодного диска.

SAX J2239.3+6116

Источник был обнаружен как относительно слабый транзиентный источник и никогда не демонстрировал сильных вспышек типа II. Качество имеющихся данных не позволяет нам различать спектральные модели степенного закона или черного тела. Однако наблюдаемая светимость около 10^{33} эрг с^{-1} типична для рентгеновских пульсаров в состоянии покоя, и кора нейтронной звезды, вероятно, находится в равновесии с ядром. Отметим, что мы не показываем на Рис. 4.4 его кривые блеска, потому что источник не был обнаружен в данных мониторов всего неба *Swift*/BAT и *RXTE*/ASM.

4.4.4 Возможная природа излучения в спокойном состоянии

Наблюдаемая светимость в состоянии покоя в транзиентных рентгеновских пульсарах потенциально может быть объяснена несколькими механизмами излучения или их комбинацией: (i) аккреция на магнитосферу нейтронной звезды в режиме пропеллера, (ii) продолжающаяся аккреция на саму нейтронную звезду из холодного диска, (iii) охлаждение поверхности нейтронной звезды, которая нагревается из-за аккреции вещества пока источник находится во вспышке, (iv) корональная активность звезды-компаньона. Ниже мы обсуждаем эти возможные объяснения излучения и рассуждаем о роли магнитного поля нейтронной звезды.

Эффект пропеллера и аккреция на магнитосферу нейтронной звезды

Эффект пропеллера детально обсуждается в главе 3. Пороговое значение аккреционной светимости для перехода в режим пропеллера можно оценить из уравнения (3.1). Эффект пропеллера не позволяет веществу проникать в магнитосферу и высвобождать свою гравитационную энергию на поверхности нейтронной звезды. Однако даже в таких обстоятельствах можно ожидать обнаружения излучения, высвобожденного на радиусе магнитосферы [84]. Таким образом, максимальная светимость в режиме пропеллера может быть достигнута, если $R_m = R_c$ (см., например, [57]):

$$L_{\text{prop}}(R_c) = \frac{GM\dot{M}_{\text{prop}}}{R_c} \simeq 2.4 \times 10^{35} k^{7/2} B_{12}^2 P^{-3} M_{1.4}^{-1} R_6^6 \quad \text{эрг с}^{-1}. \quad (4.11)$$

Однако, как уже обсуждалось в главе 3, оценки светимости, сделанные с использованием уравнения (4.11), не учитывают точный спектр, который возник бы в результате магнитосферной аккреции. Для нейтронной звезды с сильным магнитным полем ($\sim 10^{12}$ Гс) аккреционный диск разрушается магнитосферой на больших расстояниях и что для типичного темпа аккреции 10^{16} г с $^{-1}$ можно ожидать температуру диска на внутреннем крае ~ 10 эВ. При такой температуре основная часть излучения должна испускаться в УФ-диапазоне, а не в рентгеновском. Таким образом, мы не ожидаем существенного вклада в наблюдаемый поток от аккреции на магнитосферу.

В отличие от $L_{\text{rgr}}(R_c)$, ожидается, что предельная светимость $L_{\text{rgr}}(R)$, рассчитанная по уравнению (3.1), не будет сильно затронута какими-либо систематическими эффектами и может быть сравнена с наблюдениями. Значения $L_{\text{rgr}}(R)$ для всех источников в нашей выборке с известными расстояниями и напряженностью магнитного поля перечислены в Таблице 4.3 (предполагая дисковую аккрецию и $k=0.5$). Как видно, большинство источников (за исключением MXB 0656–072, GRO J1008–57 и KS 1947+300) излучают значительно ниже пороговой светимости $L_{\text{rgr}}(R)$. Более того, для нескольких источников мы четко обнаружили пульсации (см. Таблицу 4.3), демонстрирующие компактность излучающих областей.

Стабильная аккреция из холодного диска

До недавнего времени считалось, что все рентгеновские пульсары переходят в режим пропеллера, как только их светимость падает до значения L_{rgr} , определяемого уравнением (3.1). Однако выше в данной главе было показано, что такие переходы можно наблюдать только в тех источниках, где нейтронная звезда вращается быстрее некоторого критического значения для данной напряженности магнитного поля. В противном случае пульсар начнет стабильно аккрецировать из холодного рекомбинированного аккреционного диска.

Для типичного рентгеновского пульсара с магнитным полем около 2×10^{12} Гс критическая светимость перехода в состояние аккреции из холодного диска составляет $L_{\text{cold}} \sim 3 \times 10^{34}$ эрг с $^{-1}$ [495]. Если на фазе спада вспышки эта светимость достигается раньше, чем предельная светимость пропеллера L_{rgr} , что имеет место для всех пульсаров с периодом вращения более ~ 15 с, источник прекратит свой спад и перейдет к стабильной аккреции из полностью рекомбинированного диска. В модели холодного диска ожидается наличие пульсаций, поскольку внутренняя часть диска всегда имеет локальную (эффективную) температуру около 6500 К, что позволяет веществу взаимодействовать с магнитным полем, направляя его к полюсам нейтронной звезды. Остальные наблюдательные свойства также ожидаются очень похожими на состояние аккреции из стандартного ионизованного диска.

Глубокий прогрев коры нейтронной звезды

Еще одним возможным источником излучения от транзиентных рентгеновских пульсаров в состоянии покоя является поверхность нейтронной звезды, остывающая после нагрева аккрецированным веществом во время вспышек. Данный сценарий требует накопления значительного количества вещества на поверхности в ходе вспышки. Это оседающее вещество сжимает первоначальную кору звезды и обогащает ее легкими элементами [174]. Это приводит к неравновесным реакциям (захват электронов, испускание нейтронов и пикноядерные реакции; см., например, [175, 176, 172, 177, 454]), хотя основным источником генерации

Таблица 4.3: Измеренные характеристики исследуемых источников.

Источник	Период ^a	$L_{\text{проп}}(R)^b$	$\langle \dot{M} \rangle^c$	L_q^d	L_{bb}^e	L_{pl}^f
4U 0115+63	—	174	0.7	4.3	$0.59^{+0.07}_{-0.06}$	$1.14^{+0.20}_{-0.15}$
V 0332+53	—	991	1.0	5.5	$0.26^{+0.07}_{-0.06}$	$0.54^{+0.28}_{-0.16}$
V 0332+53 (XMM)	—	991	1.0	5.5	$0.34^{+0.04}_{-0.04}$	$0.59^{+0.09}_{-0.08}$
MXB 0656–072	—	0.3	0.2	1.3	$3.80^{+0.27}_{-0.25}$	$5.62^{+0.40}_{-0.38}$
4U 0728–25 (XRT aver)	—	<i>g</i>	0.2	1.3	$7.91^{+0.57}_{-0.36}$	$11.2^{+0.5}_{-0.7}$
RX J0812.4–3114	—	<i>g</i>	0.4	2.2	$1.60^{+0.82}_{-0.62}$	$2.54^{+1.58}_{-1.05}$
GS 0834–430	—	<i>g</i>	0.3	1.9	$0.27^{+0.29}_{-0.12}$	$0.37^{+0.27}_{-0.16}$
GRO J1008–57	—	2.2	1.0	2.2	$25.7^{+1.6}_{-1.5}$	$36.3^{+2.2}_{-2.1}$
2S 1417–624	—	<i>g</i>	0.3	2.1	$2.01^{+0.46}_{-0.38}$	$2.66^{+0.54}_{-0.40}$
2S 1553–542	—	119	1.5	8.8	$1.05^{+0.65}_{-0.44}$	$2.24^{+7.99}_{-1.09}$
Swift J1626.6–5156 (Ha61)	15.3360(6)	5.9	0.7	4.3	$12.5^{+0.6}_{-0.6}$	$17.3^{+0.8}_{-0.8}$
Swift J1626.6–5156 (Ha62)	—	5.9	0.7	4.3	$2.87^{+0.66}_{-0.48}$	$4.15^{+0.84}_{-0.70}$
GS 1843+00	—	5.1	1.2	7.3	$1.55^{+1.34}_{-0.66}$	$2.00^{+1.32}_{-0.77}$
XTE J1946+274	15.760(3)	67	0.3	1.9	$8.06^{+0.78}_{-0.71}$	$11.6^{+1.1}_{-1.0}$
KS 1947+300	18.802(3)	3.7	1.8	10.5	$32.9^{+2.4}_{-1.5}$	$46.5^{+3.3}_{-2.1}$
SAX J21035+4545	350.7(1.1)	<i>g</i>	0.5	3.2	$1.49^{+0.22}_{-0.16}$	$2.42^{+0.36}_{-0.31}$
Cep X-4	66.38(3)	1.7	0.05	0.3	$1.22^{+0.15}_{-0.11}$	$1.94^{+0.19}_{-0.21}$
SAX J2239.3+6116	—	<i>g</i>	0.06	0.4	$1.01^{+0.29}_{-0.23}$	$1.46^{+0.34}_{-0.27}$

^aПериод пульсаций в секундах, если был измерен в данных.

^bПредельная светимость перехода в режим пропеллера. В единицах 10^{33} эрг с^{–1}.

^cДолговременный усредненный темп аккреции вещества. В единицах 10^{-10} $M_{\odot}$ год^{–1}.

^dОжидаемая светимость в спокойном состоянии в сценарии остывающей нейтронной звезды. В единицах 10^{33} эрг с^{–1}.

^eНепоглощенная светимость в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ, предполагая модель черного тела. В единицах 10^{33} эрг с^{–1}.

^fНепоглощенная светимость в диапазоне энергий 0.5–10 кэВ, предполагая модель степенного закона. В единицах 10^{33} эрг с^{–1}.

^gМагнитное поле неизвестно.

тепла являются пикноядерные реакции, протекающие глубоко в коре при высоких плотностях ($> 10^{12}$ г см^{–3}). Большая часть этого тепла передается внутрь к ядру, которое теряет свою энергию через нейтринное излучение, но небольшая часть излучается с поверхности нейтронной звезды в виде тепловых фотонов. Этот глубокий прогрев будет медленно нагревать кору [45]. С помощью этого процесса усредненный за длительное время темп аккреции вещества связан с поверхностным тепловым излучением (которое является прямым индикатором температуры ядра нейтронной звезды). В частности, усредненный темп аккреции $\langle \dot{M} \rangle = 10^{-11}$ $M_{\odot}$ год^{–1} обеспечит усредненную тепловую светимость нейтронной звезды на уровне около 6×10^{32} эрг с^{–1}.

Отметим, что это предполагает, что в ядре происходят только стандартные, медленные, нейтринные процессы охлаждения (например, модифицированный Урка, тормозное излучение). Если в ядре происходят быстрые нейтринные процессы охлаждения (напри-

мер, прямой Урка-процесс или нейтринные процессы, которые возникают, если в ядре присутствуют экзотические частицы, такие как мезоны, гипероны или свободные кварки), то тепловая светимость с поверхности может быть значительно снижена [45, 534, 189, 188, 526]. Однако мы отмечаем, что эти усиленные нейтринные процессы в ядре в основном становятся активными, когда нейтронная звезда имеет относительно высокую массу [81]. Поскольку нейтронные звезды в рентгеновских пульсарах, возможно, еще не нааккрецировали большое количество вещества (из-за относительно молодого возраста этих систем), неясно, могут ли действительно усиленные нейтринные процессы в ядре быть активированы в этих системах.

Таким образом, усредненный темп аккреции вещества является решающим параметром для оценки светимости остывающей нейтронной звезды, предсказываемой моделью глубокого нагрева коры. Большинство классических транзиентных рентгеновских пульсаров проводят большую часть своей жизни в состоянии покоя, показывая яркие вспышки лишь эпизодически. К сожалению, в общем случае нет строгого времени повторения (за исключением тех, которые показывают повторяющиеся вспышки типа I при каждом прохождении периастра) между периодами активности Ве-компаньонов, и, следовательно, единственный способ оценить усредненный темп аккреции — это прямые наблюдения. В нашей работе мы использовали для этих оценок данные, полученные мониторами всего неба *RXTE*/ASM и *Swift*/BAT, охватывающие ~ 19 лет (1996–2015). Чтобы рассчитать усредненный поток, мы следовали процедуре, описанной в работе [125]. А именно, в энергетическом диапазоне 2–10 кэВ усредненная скорость счета, полученная из данных *RXTE*/ASM, была преобразована в поток с использованием спектра Крабовидной туманности со стандартными параметрами (фотонный индекс 2.1 и нормировка 10 фот кэВ $^{-1}$ см $^{-2}$ с $^{-1}$ на энергии 1 кэВ), а выше 15 кэВ поток был получен таким же образом, но с использованием данных *Swift*/BAT. Принимая во внимание разницу между спектрами Крабовидной туманности и типичного рентгеновского пульсара (мы приняли модель степенного закона с фотонным индексом $\Gamma = 1.0$ и завалом на энергии $E_{cut} = 15$ кэВ; [134]), результирующий поток должен быть уменьшен на $\sim 30\%$. Мы преобразовали его в светимость и, следовательно, в темп аккреции, используя простое уравнение $\langle \dot{M} \rangle = L R / G M$ (см. Таблицу 4.3). Ожидаемые светимости в состоянии покоя от остывающей коры нейтронной звезды были рассчитаны как $L_q = (\langle \dot{M} \rangle / 10^{-11} \text{М}_\odot \text{год}^{-1}) \times 6 \times 10^{32}$ эрг с $^{-1}$ и представлены в той же таблице. Стоит отметить, что из-за очень ограниченной истории наблюдений наши оценки следует рассматривать как очень приблизительные, с точностью не лучше порядка величины.

Другая потенциальная проблема заключается в том, что из-за относительно низкой чувствительности вышеупомянутых мониторов всего неба рассчитанные усредненные темпы аккреции вещества в основном определяются потоками от источников во время их вспышечной активности, в то время как потоки ниже порога обнаружения игнорируются. В случае пульсаров, способных переходить в режим пропеллера, можно не ожидать значительного нагрева во время покоя, так как аккреция будет подавлена. Однако, как следует из модели аккреции из холодного диска и нашего анализа, аккреция низкого уровня все еще может продолжаться для источников с относительно длинными периодами вращения. Таким образом, усредненный темп аккреции, оцененный с использованием только периодов вспышечной активности, следует рассматривать как нижний предел. Однако, даже если наблюдаемая светимость в состоянии покоя во всех наших источниках обусловлена аккрецией и всегда имеет один и тот же уровень в состоянии покоя, это не сильно сдвинет наши оценки. Например, светимость 1×10^{34} эрг с $^{-1}$ соответствует темпу аккреции вещества около $9 \times 10^{-13} \text{М}_\odot \text{год}^{-1}$, что по крайней мере на два порядка ниже значений, полученных из данных мониторов всего неба (см. Таблицу 4.3).

Некоторые пульсары из нашей выборки имеют наблюдаемую светимость L значительно выше предсказанной L_q (например, MXB 0656–072, 4U 0728–25, GRO J1008–57, Swift J1626.6–5156, XTE J1946+274, KS 1947+300). Большинство из них также имеют жесткие рентгеновские спектры и демонстрируют явные пульсации потока. В совокупности это говорит о том, что в этих системах продолжается аккреция (скорее всего, из холодного диска). С другой стороны, ряд других пульсаров имеют наблюдаемую светимость, которая сопоставима с предсказанной в рамках модели глубокого нагрева коры на основе наблюдаемых свойств всплесков (например, 4U 0115+63, V 0332+53, RX J0812.4–3114, GS 0834–430, 2S 1417–624, 2S 1553–542, GS 1843+00, SAX J2103.5+4545). Первые три из них также демонстрируют мягкие тепловые спектры. Это может указывать на то, что мы наблюдаем тепловое излучение остывающей нейтронной звезды в этих объектах. Для некоторых источников наблюдаемая светимость значительно ниже, чем предсказанная моделью глубокого нагрева коры (L_q). Для этого расхождения может быть несколько причин (см. также обсуждение в [125] относительно V 0332+53). Мы могли значительно переоценить усредненный за длительное время темп аккреции вещества. Это может произойти, если история всплесков от источников из нашей выборки за последние 19 лет не является репрезентативной для их активности за последние несколько тысячелетий (временной масштаб тепловой эволюции ядра; [81, 526]). Если в прошлом источники были менее активны, усредненные темпы аккреции были бы значительно ниже, а оценочные светимости в состоянии покоя стали бы более сопоставимы с наблюдаемыми.

В качестве альтернативы, ядро звезды могло остывать значительно быстрее, чем предполагается в стандартной модели, что потенциально указывает на возможное наличие усиленных процессов охлаждения в ядре. Это потребовало бы относительно массивных нейтронных звезд [534]. Хотя некоторые звезды могли родиться массивными (см. обсуждение в [125]), неясно, может ли это быть основной причиной для всех кандидатов на такое охлаждение из нашей выборки.

Другая возможность заключается в том, что процесс нагрева коры в этих источниках менее эффективен, чем предполагалось. Как обсуждалось в [526], значительное количество вещества должно быть аккрецировано, прежде чем первоначальная кора нейтронной звезды будет заменена новой, обогащенной легкими элементами. Чтобы аккрецировать $10^{-4} M_\odot$, оцененные средние темпы аккреции (см. Таблицу 4.3) должны быть постоянными в течение $\sim 10^5$ – 10^7 лет, что сопоставимо со временем жизни массивных рентгеновских двойных. Поэтому у некоторых нейтронных звезд в нашей выборке может быть кора, которая еще не полностью заменена. В настоящее время неясно, чем ядерный нагрев такой "гибридной" коры отличается от нагрева полностью аккрецированной коры (что предполагается в стандартных моделях нагрева, например, в [177]). Если у некоторых наших объектов есть такая гибридная кора, то реакции глубоко в коре могут быть затронуты и, возможно, в некоторых источниках даже подавлены. Поскольку мы не знаем точный состав коры нейтронных звезд в какой-либо системе, это добавляет еще одну неопределенность в нашу интерпретацию данных.

Наконец, при аппроксимации спектров источников моделью черного тела, радиусы излучающих областей оказываются очень малы, намного меньше радиуса звезды (это также верно, если спектры аппроксимируются моделью атмосферы нейтронной звезды; см. [125]). Это может указывать на то, что охлаждение происходит через горячие пятна на магнитных полюсах (см. обсуждение в [525]). Это вызывает пульсации потока в кривых блеска некоторых пульсаров даже при отсутствующей аккреции [533]. Однако, как было показано в работе [125] для источника V 0332+53, остальная часть поверхности звезды также мо-

жет излучать. Хотя температура остальной части поверхности должна быть значительно ниже, чем наблюдается от горячих пятен, излучающая область намного больше, и общая светимость, излучаемая от остальной части поверхности звезды, может быть значительной. Поэтому такие источники все еще могут быть согласованы со стандартными моделями нагрева и охлаждения (см., например, Рисунок 3 в [125]). К сожалению, используемые нами данные не позволяют наложить какие-либо ограничения на возможное излучение от остальной части поверхности звезды. Однако этот потенциальный вклад должен быть учтен при аккуратном моделировании излучения охлаждения нейтронных звезд с сильным магнитным полем.

Кроме того, возможно, что во время некоторых наиболее мощных вспышек (т.е. гигантских вспышек) в коре генерировалось достаточно тепла, чтобы она вышла из теплового равновесия с ядром. В таких случаях тепловая светимость будет отражать тепловое состояние коры, а не ядра, и потенциально мы могли бы наблюдать (используя несколько наблюдений одного и того же источника) охлаждение коры до тех пор, пока не восстановится равновесие [см. 525, для этой возможности]. Источник GS 0834–430 наблюдался в течение одного года после его вспышки типа II в 2012 году при довольно низкой светимости 3×10^{32} эрг с⁻¹. Такая светимость указывает на то, что кора уже находилась в тепловом равновесии с ядром во время нашего наблюдения, если только ядро не очень холодное. Если это действительно равновесие, это ограничило бы временной масштаб охлаждения коры менее чем одним годом. Это согласуется с тем, что сообщается в работе [415], где временной масштаб охлаждения коры менее 250 дней был оценен для пульсара 4U 0115+63. Все остальные источники в нашей выборке наблюдались намного позже их последних гигантских вспышек. Несмотря на то, что неясно, должны ли временные масштабы охлаждения коры во всех нейтронных звездах иметь одинаковую продолжительность, вероятно, что для всех наших кандидатов на охлаждение кора находилась в равновесии с ядром во время наших наблюдений.

Вклад оптического компаньона

Большинство предыдущих исследований, посвященных тепловому излучению нейтронных звезд в состоянии покоя, были основаны на наблюдениях маломассивных двойных систем. Однако, в отличие от них, рентгеновские пульсары обычно имеют массивные и горячие оптические компаньоны классов O и B, которые, как известно, излучают некоторую не пренебрежимо малую часть своей болометрической светимости в рентгеновских лучах [62, 432].

Систематические исследования рентгеновских свойств звезд O и B были выполнены с использованием различных обсерваторий (см., например, [32] для данных *ROSAT*, [348] для данных *XMM-Newton*, [349] для данных *Chandra*, и ссылки там). В частности, было показано, что спектры звезд O могут быть хорошо аппроксимированы моделью черного тела с температурой от ~ 0.2 до ~ 0.6 кэВ. Звезды класса B имеют более жесткие спектры с температурами около 1 кэВ и обычно не требуют дополнительного локального поглощения.

Рентгеновская светимость звезд класса O явно коррелирует с болометрической, тогда как для звезд B такая корреляция не очевидна и имеет большой разброс. Помимо собственного разброса, дополнительный может быть внесен магнитным полем звезды и ее двойной природой.

Используя Рис. 3 из работы [349], мы можем грубо оценить ожидаемые рентгеновские светимости для оптических компаньонов пульсаров в нашей выборке. Как видно из Табли-

цы 4.1, спектральные типы компаньонов охватывают относительно узкий диапазон от O8 до B2. Согласно вышеупомянутой статье, такие звезды излучают около 10^{-7} своей болометрической светимости в рентгеновских лучах, что составляет несколько на 10^{31} эрг с^{-1} . Это значение примерно на два порядка ниже, чем светимость, измеренная в наших наблюдениях для большинства источников. Самые низкие светимости демонстрируют 4U 0115+63 и V 0332+53, и в то же время эти системы являются одними из тех, у которых самые горячие оптические компаньоны. Поэтому эти источники являются единственными объектами из выборки, где может присутствовать некоторый вклад от оптической звезды, но он не ожидается значительным.

4.5 Заключение к четвертой главе

В четвертой главе анализируются долговременные мониторинговые наблюдения рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции. В результате:

- Предложена модель квази-стабильной аккреции на замагниченные нейтронные звезды из холодного (рекомбинированного) диска с низкой вязкостью. Данная модель обладает сильной предсказательной способностью. В частности, переход в режим аккреции из холодного диска ожидается у всех рентгеновских пульсаров с определенным сочетанием периода пульсаций и напряженности магнитного поля.
- Предсказания модели успешно верифицированы на значительной выборке рентгеновских пульсаров, наблюдавшихся в низком состоянии.

Глава 5

Спектры рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции

5.1 Введение

Энергетические спектры астрофизических объектов отражают физические процессы, ответственные за наблюдаемое от них излучение. Экстремальные условия вблизи сильно замагниченных нейтронных звезд приводят к очень сложному взаимодействию различных физических и геометрических эффектов, происходящих в областях основного энерговыделения и на некотором удалении от самой звезды. Как следствие, до сих пор не появилось физически обоснованной спектральной модели, способной описать спектры различных рентгеновских пульсаров при различных темпах аккреции. Более того, существующие модели фокусируются на описании рентгеновского спектра при высоких светимостях (см., например, [30, 131]), поскольку высококачественные наблюдения при низких светимостях не были доступны до недавнего времени. С наблюдательной точки зрения, спектры всех ярких рентгеновских пульсаров довольно схожи и могут быть грубо описаны континуумом типа степенного закона с завалом на высоких энергиях. Именно эта форма до недавних пор считалась классической для случая аккрецирующих рентгеновских пульсаров.

Но есть по крайней мере одно исключение из этого правила: постоянный пульсар X Persei, входящий в состав двойной системы с Ве-компаньоном и демонстрирующий относительно низкую светимость. Спектр этого источника в рентгеновском диапазоне значительно отличается от стандартной картины и демонстрирует два отчетливых горба с максимумами около 10 и 60 кэВ. В литературе было предложено несколько интерпретаций для описания наблюдаемого спектра. Авторами работы [104] предложили модель континуума, состоящую из двух компонент степенного закона с завалом. Мягкая компонента была приписана частично термализованному излучению из атмосферы нейтронной звезды, тогда как жесткая компонента была предположительно связана с оптически тонким циклотронным излучением в сильном магнитном поле. Альтернативная интерпретация была предложена в работе [112], авторы которой связали две спектральные компоненты с тепловой и динамической (bulk) комптонизацией вблизи нейтронной звезды. С другой стороны, спектр источника может быть описан одной компонентой континуума, например, в форме степенного закона, модифицированного завалом на высоких энергиях, что типично для ярких рентгеновских пульсаров. Однако в этом случае требуется включение глубокой широкой циклотронной линии поглощения на энергии ~ 30 кэВ [75, 289].

Основное отличие X Persei от других рентгеновских пульсаров, наблюдаемых в широком

энергетическом диапазоне, заключается в значительно более низкой светимости порядка 10^{34} эрг с^{-1} . К сожалению, данный пульсар является постоянным источником с незначительными вариациями темпа аккреции, поэтому не было возможности наблюдать этот источник также при более высоких светимостях и проверить, похож ли его спектр на спектры других источников данного класса, аккрецирующих при более высоких темпах. С другой стороны, наблюдения более удаленных источников при сравнительно низких уровнях светимости были невозможны до недавнего времени, поэтому их поведение при низких темпах аккреции оставалось в значительной степени неизученным.

Однако ситуация изменилась с запуском обсерватории *NuSTAR* [182]. В частности, стали возможны детальные исследования транзиентных систем с Ве-компаньонами, которые, как известно, демонстрируют гигантские вспышки, охватывающие диапазон светимостей до 5 порядков величины (см., например, [398]). В результате, в течение нескольких лет нам впервые удалось получить широкополосные спектры рентгеновских пульсаров в состояниях, характеризующихся низким темпом аккреции.

5.2 Результаты наблюдений рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции

5.2.1 GX 304–1

Одним из первых транзиентных пульсаров с Ве компаньоном, который был исследован нами в состоянии с низким темпом аккреции, является источник GX 304–1. Наблюдения проводились с помощью обсерватории *NuSTAR* в состоянии со светимостью около 10^{34} эрг с^{-1} , что является самым низким значением, когда-либо наблюдавшимся для этого источника в широком энергетическом диапазоне. Источник демонстрирует регулярные вспышки типа I почти при каждом прохождении периастра [254], охватывая широкий диапазон светимостей. GX 304–1 имеет относительно длинный период пульсаций ~ 272 с [312] и орбитальный период ~ 132.5 д [387]. Магнитное поле нейтронной звезды в системе известно по энергии циклотронной линии ~ 54 кэВ [537]. Отметим, что циклотронная энергия также демонстрирует четкую положительную корреляцию со светимостью источника [234]. Расстояние до источника известно с высокой точностью благодаря результатам обсерватории *Gaia* ($d = 2.01 \pm 0.15$ кпк; [478]).

Широкополосный спектр источника, полученный обсерваториями *NuSTAR* и *Swift*/XRT, показан на Рис. 5.1 (нижние точки). Спектр демонстрирует два максимума около 5 и 40 кэВ примерно одинаковой интенсивности. Это существенно отличается от спектров, полученных при более высоких светимостях 2.2×10^{37} и 0.2×10^{37} эрг с^{-1} по данным обсерватории *INTEGRAL* (два верхних спектра на Рис. 5.1, [340]), которые хорошо описываются стандартной моделью для рентгеновских пульсаров — степенным законом с завалом на высоких энергиях, эмиссионной линией железа и линией циклотронного поглощения на ~ 60 и ~ 50 кэВ для двух наблюдений соответственно.

Для аппроксимации спектра низкого состояния были рассмотрены несколько моделей, сочетающих физически обоснованные и феноменологические компоненты. В частности, чтобы описать второй максимум спектра как отдельную компоненту излучения, были использованы: (i) комбинация двух компонентов комптонизации (модель $\text{COMPTT} + \text{COMPTT}$; [474]); (ii) комбинация комптонизации для низкоэнергетического максимума и гауссовой эмиссионной линии для высокоэнергетического ($\text{COMPTT} + \text{GAU}$). Альтернативно, спектр может быть описан однокомпонентным континуумом, модифицированным линией поглощения около

Таблица 5.1: Параметры наилучшего описания широкополосного спектра источника GX 304–1, полученного по данным *NuSTAR*+*Swift*/XRT.

Параметр ^a	Низкоэнергетическая часть	Высокоэнергетическая часть
COMPTT+COMPTT		
T_0 , кэВ	0.46 ± 0.07	
T_p , кэВ	$1.72^{+0.05}_{-0.08}$	$8.7^{+0.9}_{-0.4}$
τ_p	$8.4^{+1.3}_{-0.9}$	$\gtrsim 10$
F_X , 10^{-12} эрг см ⁻² с ⁻¹	$13.3^{+0.3}_{-0.6}$	$7.2^{+1.0}_{-0.5}$
C-statistic (d.o.f.)	1813.3 (1875)	
COMPTT+GAU		
T_0 , кэВ	0.45 ± 0.07	
T_p , кэВ	$1.72^{+0.08}_{-0.07}$	
τ_p	8.3 ± 0.5	
F_X , 10^{-12} эрг см ⁻² с ⁻¹	$13.2^{+0.2}_{-0.3}$	$6.6^{+0.7}_{-0.5}$
E_{gau} , кэВ		18^{+3}_{-5}
σ_{gau} , кэВ		16^{+3}_{-2}
C-statistic (d.o.f.)	1810.3 (1875)	
COMPTT+GABS		
T_0 , кэВ	0.63 ± 0.04	
T_p , кэВ	15 ± 6	
τ_p	$1.6^{+0.9}_{-1.5}$	
E_{gabs} , кэВ	14.9 ± 0.3	
σ_{gabs} , кэВ	$4.9^{+0.6}_{-0.5}$	
Depth _{gabs}	$13.3^{+3.5}_{-2.4}$	
F_X , 10^{-12} эрг см ⁻² с ⁻¹	$25.7^{+1.8}_{-1.1}$	
C-statistic (d.o.f.)	1826.4 (1877)	

^a Здесь T_p , τ_p и T_0 — температура плазмы, её оптическая толщина и температура затравочных фотонов для модели COMPTT. Потоки приведены в диапазоне энергий 0.5–100 кэВ. Колонковая плотность водорода зафиксирована на галактическом значении в направлении на источник $N_H = 1.1 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$.

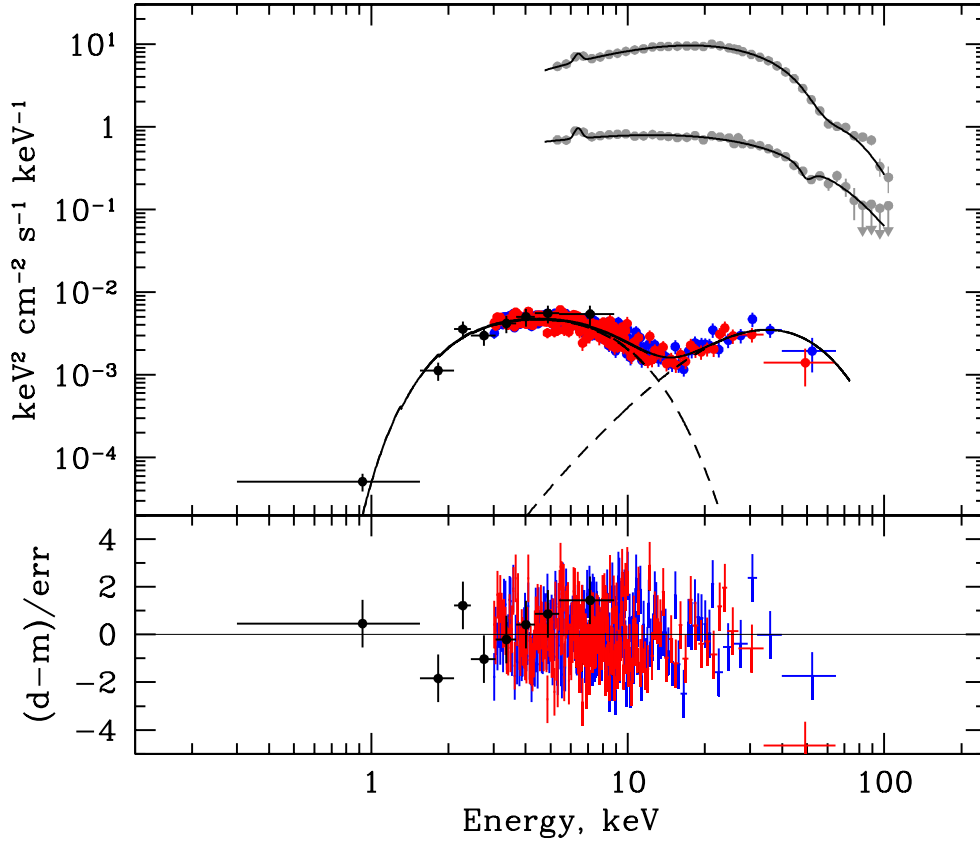


Рис. 5.1: Энергетические спектры источника GX 304–1 в различных состояниях, при изменении светимости более чем на три порядка: от 2.2×10^{37} эрг s^{-1} и 0.2×10^{37} эрг s^{-1} (два верхних спектра) до $\sim 10^{34}$ эрг s^{-1} (нижний). Спектры яркого состояния (серые кружки) взяты из работы [340]. Чёрные, красные и синие точки соответствуют данным телескопов *Swift*/XRT и детекторов FPMA и FPMB на борту обсерватории *NuSTAR* в низком состоянии источника. Сплошная линия показывает наилучшую аппроксимацию моделью, состоящей из двух комптонизационных компонентов СОМРТТ, показанных пунктирными линиями. Соответствующие отклонения от модели представлены на нижней панели.

15 кэВ (СОМРТТ+GABS). Также была протестирована модель СОМРТВ [132], описывающая излучение, формируемое за счёт динамической (bulk) комптонизации. Однако, как показано в разделе 5.3.2, вклад динамического рассеяния должен быть незначителен из-за малой оптической толщины потока при низких темпах аккреции. Следует отметить, что параметры моделей комптонизации физически интерпретируемы только для слабых магнитных полей и требуют осторожности при применении к рентгеновским пульсарам с сильным полем. На Рис. 5.1 показана аппроксимация модели с двумя компонентами комптонизации и соответствующие отклонения от нее.

Результаты подгонки спектральных параметров приведены в Таблице 5.1 и сводятся к следующему: (i) все рассмотренные модели описывают спектр одинаково хорошо; (ii) в случае двух независимых компонент поток высокоэнергетической части примерно вдвое меньше низкоэнергетической; (iii) в модели с двумя компонентами комптонизации температура плазмы высокоэнергетического компонента примерно в 5 раз выше, чем низкоэнергетического.

5.2.2 A 0535+262

Вторым представителем класса транзиентных рентгеновских пульсаров, который мы исследовали в состоянии с низким темпом аккреции является A 0535+262. Источник содержит медленно вращающуюся нейтронную звезду ($P_{\text{spin}} \approx 104$ с; [412]), в двойной системе со звездой класса B0IIIe HDE 245770 на расстоянии около 2 кпк от Солнца [453]. Относительно длинный орбитальный период $P_{\text{orb}} \approx 110$ дней [136] означает, что источник остается в состоянии покоя в течение длительного периода времени между прохождениями периастро. Ранее источник несколько раз наблюдался в состоянии глубокого покоя со светимостью около или ниже $\sim 10^{34}$ эрг с $^{-1}$ с помощью различных инструментов [353, 364, 413, 111]. Однако низкая чувствительность доступных данных выше 10 кэВ не позволила изучить широкополосный спектр A 0535+262 при этой светимости. Для этой цели мы провели глубокие наблюдения источника на обсерватории *NuSTAR* между двумя вспышками типа I, когда светимость была всего $\sim 7 \times 10^{34}$ эрг с $^{-1}$.

Для определения физического происхождения спектральных компонент крайне важно знать напряженность магнитного поля нейтронной звезды. В случае A 0535+262 (как, впрочем, и в случае GX 304–1) она известна из энергии линии циклотронного поглощения около 45 кэВ и ее первой гармоники около 100 кэВ [224, 171, 249].

Конкретно для данного исследования использовались три наблюдения обсерватории *NuSTAR*, выполненные в широком диапазоне светимостей источника. Два более ярких наблюдения были сделаны на фазе спада вспышки в начале 2015 года [20], а третье — 26 декабря 2018 года, в состоянии глубокого минимума, примерно через 3 месяца после вспышки, закончившейся в октябре 2018 года.

Во всех трех наборах данных обсерватории *NuSTAR* мы обнаружили значительные пульсации потока от A 0535+262 с долей пульсирующего излучения, уменьшающейся с ~ 50 до ~ 20 процентов вслед за уменьшением потока. Профиль импульса также эволюционирует со светимостью, становясь более однопиковым при более низком потоке. Ни в каком состоянии источника мы не обнаружили значительных фазовых запаздываний между относительно мягкими (3–13 кэВ) и жесткими (13–79 кэВ) энергетическими диапазонами, ожидаемых в случае различных геометрических структур, ответственных за излучение на этих энергиях.

В отличие от временных свойств, спектр источника сильно зависит от темпа аккреции. Спектры в двух более ярких наблюдениях уже обсуждались ранее в литературе [20]. В частности, было показано, что спектр яркого состояния при светимости 2×10^{36} эрг с $^{-1}$ может быть аппроксимирован единой эмпирической или физически обоснованной моделью континуума. Однако, когда светимость упала до 0.6×10^{36} эрг с $^{-1}$, начали появляться сильные отклонения на энергии около 30 кэВ, в зависимости от предполагаемой формы континуума. Авторы упомянутой работы утверждали, что требовалась дополнительная широкая гауссова эмиссионная компонента с центром на энергии ~ 26 кэВ. Как показано ниже, это не единственный способ описания широкополосного континуума, однако он наглядно иллюстрирует, что некоторый избыток жесткого излучения появляется уже при промежуточных светимостях.

В нашем наблюдении *NuSTAR* светимость источника упала еще на порядок до $\sim 7 \times 10^{34}$ эрг с $^{-1}$, и его спектр резко изменился (см. Рис. 5.2). Следуя нашему подходу в спектральном анализе источника GX 304–1 [497] и чтобы облегчить сравнение спектров во всех трех наблюдениях и между разными источниками, мы аппроксимировали все три спектра двухкомпонентным континуумом, состоящим из двух компонент комптонизации (COMPTT), модифицированных межзвездным поглощением, флуоресцентной линией железа и линией циклотронного поглощения с гауссовым профилем. Наилучшие параметры аппроксимации

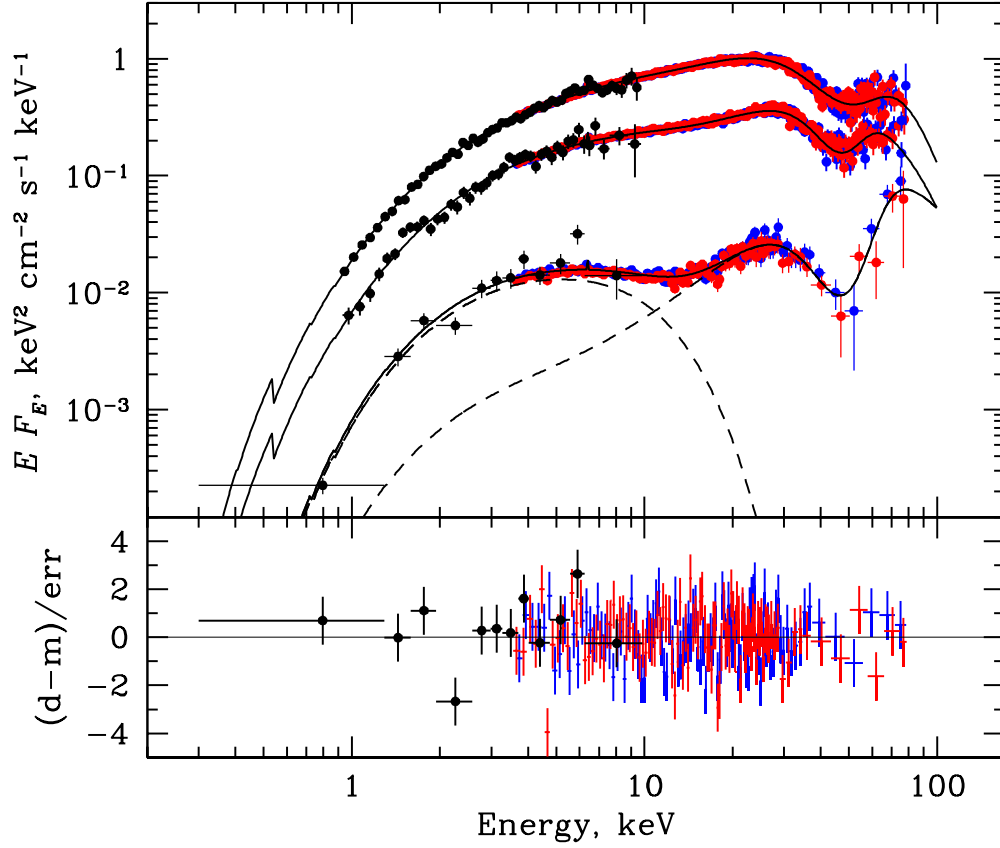


Рис. 5.2: Энергетические спектры A 0535+262 в различных состояниях со светимостью, изменяющейся почти на два порядка, от 2×10^{36} и 0.6×10^{36} эрг s^{-1} для двух верхних спектров до $\sim 7 \times 10^{34}$ эрг s^{-1} для нижнего. Черные, красные и синие точки соответствуют данным *Swift*/XRT и *NuSTAR* FPMA и FPMB соответственно. Сплошные линии представляют собой наилучшие аппроксимирующие модели, перечисленные в Таблице 5.2. Пунктирные линии показывают две компоненты СОМРТТ, составляющие континуум излучения. Соответствующие отклонения от модели для состояния с самой низкой светимостью представлены на нижней панели.

представлены в Таблице 5.2. Температура затравочных фотонов была связана для низко- и высокоэнергетических компонент.

5.2.3 GRO J1008–57

Очередным объектом со светимостью в низком состоянии порядка $10^{34} - 10^{35}$ эрг s^{-1} из нашей выборки оказался GRO J1008–57 — долгопериодический ($P \sim 94$ с) транзистный рентгеновский пульсар, основные параметры которого уже были представлены в предыдущих главах.

Таблица 5.2: Результаты наилучшей аппроксимации моделью, состоящей из двух комптонизационных компонент, линии нейтрального железа и циклотронной линии поглощения (RНАВС(GAU+COMPTT+COMPTT)GABS), широкополосных спектров A 0535+262 в различных состояниях, полученных с помощью инструментов *NuSTAR* и *Swift*/XRT.

Параметр ^a	Низкое состояние		Среднее состояние		Высокое состояние	
	Низ.-энерг.	Выс.-энерг.	Низ.-энерг.	Выс.-энерг.	Низ.-энерг.	Выс.-энерг.
N_H , 10^{22} см ⁻²		0.08 ± 0.07		0.06 ± 0.05		0.08 ± 0.02
T_0 , кэВ		0.79 ± 0.05		0.80 ± 0.02		0.74 ± 0.01
T_p , кэВ	2.4 ± 0.3	14.5 ± 1.1	2.9 ± 0.3	9.8 ± 0.3	2.4 ± 0.4	10.4 ± 0.2
τ_p	6.8 ± 0.2	> 10	7.4 ± 0.2	> 10	> 10	4.5 ± 0.6
E_{cyc} , кэВ		47.7 ± 0.8		45.8 ± 0.4		46.1 ± 0.2
W_{cyc} , кэВ		12.6 ± 1.5		9.6 ± 0.5		11.3 ± 0.3
τ_{cyc}		2.4 ± 0.5		1.1 ± 0.1		0.94 ± 0.03
F_X , 10^{-10} эрг см ⁻² с ⁻¹		1.4 ± 0.2		13 ± 3		36 ± 5
χ^2_{red} (d.o.f.)		0.96 (431)		1.04 (485)		1.17 (511)

^a Здесь T_p , τ_p и T_0 — температура плазмы, оптическая толщина плазмы и температура затравочных фотонов для модели COMPTT соответственно; E_{cyc} , W_{cyc} и τ_{cyc} — параметры циклотронной линии. Потoki даны в энергетическом диапазоне 0.5–100 кэВ. Параметры эмиссионной линии железа с профилем Гаусса были зафиксированы на энергии $E_{\text{Fe}} = 6.4$ кэВ и ширине 0.1 кэВ.

GRO J1008–57 демонстрирует как гигантские нерегулярные вспышки II типа, так и регулярные вспышки I типа, связанные с прохождением нейтронной звезды через периастр двойной системы. Типичная продолжительность вспышки I типа составляет около 30 дней с максимальной светимостью $L_X \sim 10^{37}$ эрг с^{-1} и временем спада в несколько дней. Переход в режим аккреции из холодного диска (подробнее см. главу 4) происходит примерно через месяц после пика вспышки, когда светимость падает до $L_X \sim 10^{35}$ эрг с^{-1} и затем остается почти постоянной, медленно уменьшаясь до следующей вспышки [495]. Форма спектра излучения данного источника в широком диапазоне энергий в этом состоянии была неизвестна.

Нами были проведены целенаправленные наблюдения GRO J1008–57 в режиме аккреции из холодного диска, выполненные с помощью телескопа имени Михаила Павлинского ART-XC на борту обсерватории *SRG*, а также обсерватории *NuSTAR*. Источник был обнаружен в состоянии с потоком $\sim 3 \times 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1} в энергетическом диапазоне 4 – 12 кэВ, что соответствует светимости несколько единиц 10^{34} эрг с^{-1} и близко к минимальным зарегистрированным значениям [495]. Пульсации с периодом 93.24 с были обнаружены как с помощью ART-XC, так и *NuSTAR*.

Наблюдаемый спектр GRO J1008–57 в ярком состоянии обычно описывался феноменологическими моделями, являющимися классическими для рентгеновских пульсаров (см., например, [76, 535]). Следуя предыдущим работам, мы попытались описать континуум источника в широком диапазоне светимостей комбинацией двух компонентов. Все эти комбинации были модифицированы фотопоглощением на низких энергиях и линией циклотронного поглощения с энергией и шириной, фиксированными на значениях, полученных в работе [149]. Мы аппроксимировали спектры континуума источника различными комбинациями моделей, ранее использовавшихся другими авторами: $\text{VBODY} + \text{HIGHCUT}$, $\text{VBODY} + \text{CUTOFFPL}$, $\text{HIGHCUT} + \text{GAUSSIAN}$, $\text{HIGHCUT} + \text{COMPTT}$, $\text{VBODY} + \text{COMPTT}$, $\text{COMPTT} + \text{COMPTT}$. Было обнаружено, что аналогично другим пульсарам в состоянии низкой светимости, комбинация двух комптонизационных компонентов наилучшим образом описывает спектр источника во всех состояниях. Окончательные параметры наилучшей аппроксимации (включая поток модели) приведены в Таблице 5.3. Энергетические спектры GRO J1008–57 показаны на Рис. 5.3.

5.2.4 2SXPS J075542.5–293353

Еще одним низкосветимостным рентгеновским пульсаром, природа которого была неизвестна, является 2SXPS J075542.5–293353. После обнаружения всплеска излучения от него с помощью телескопа *Swift*/BAT в марте 2016 года, SGR 0755–2933 был классифицирован как новый кандидат в магнетары. Это открытие инициировало серию наблюдений источника с помощью инструментов *NuSTAR*, *Chandra* и *Swift*/XRT с целью локализации объекта, поиска периода вращения нейтронной звезды и характеристики широкополосного спектра источника. Пульсации с периодом ~ 308 с были обнаружены с помощью данных *NuSTAR*. Профиль импульса характеризуется одиночным широким пиком, аналогичным профилю низкосветимостных аккрецирующих рентгеновских пульсаров, например, X Persei. Объект обнаружен обсерваторией *Gaia* (источник DR2 5597252305589385984) на расстоянии 3.5(2) кпк [18]. На основе оценки расстояния и наблюдаемого рентгеновского потока светимость источника может быть оценена как $L_x \sim 10^{34}$ эрг с^{-1} .

Широкополосный континуум источника может быть описан несколькими моделями, используемыми для описания спектров других пульсаров с низким темпом аккреции. В част-

Таблица 5.3: Результаты наилучшей аппроксимации широкополосных спектров GRO J1008–57 в различных состояниях светимости

Параметр ^a	Низкоэнергетическая часть	Высокоэнергетическая часть
Яркое состояние (80001001002)		
T_0 , кэВ	0.30 ± 0.05	3.19 ± 0.15
T_p , кэВ	1.89 ± 0.05	8.87 ± 0.15
τ_p	12.8 ± 0.3	3.73 ± 0.12
N_H , 10^{22} см^{-2}		1.14 ± 0.10
E_{Fe} , кэВ		6.55 ± 0.01
σ_{Fe} , кэВ		0.28 ± 0.01
τ_{cyc}		1.23 ± 0.18
C_B		1.030 ± 0.001
$C_{\text{ХРТ}}$		1.132 ± 0.005
F_X , эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$		2.08×10^{-8}
χ^2 (d.o.f.)		1.07 (3236)
Среднее состояние (90001003004)		
T_0 , кэВ	0.28 ± 0.06	4.28 ± 0.25
T_p , кэВ	2.22 ± 0.06	12.0 ± 1.4
τ_p	11.87 ± 0.30	2.24 ± 0.41
N_H , 10^{22} см^{-2}		1.36 ± 0.09
E_{Fe} , кэВ		6.59 ± 0.01
σ_{Fe} , кэВ		0.28 ± 0.01
τ_{cyc}		2.14 ± 0.36
C_B		1.015 ± 0.001
$C_{\text{ХРТ}}$		1.297 ± 0.006
F_X , эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$		1.50×10^{-8}
χ^2 (d.o.f.)		1.10 (2702)
Низкое состояние (90501357002)		
T_0 , кэВ	0.25 ± 0.53	> 5
T_p , кэВ	3.5 ± 3.1	23 ± 19
τ_p	4.4 ± 1.6	> 5.5
N_H , 10^{22} см^{-2}		2.5 ± 1.5
C_B		1.042 ± 0.022
$C_{\text{ХРТ}}$		0.84 ± 0.11
$C_{\text{АРТ-ХС}}$		0.65 ± 0.02
F_X , эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$		1.50×10^{-11}
χ^2 (d.o.f.)		1.01 (1592)

^a Здесь T_p , τ_p и T_0 — температура плазмы, оптическая толщина плазмы, температура затравочных фотонов для модели СОМРТТ; C_B , $C_{\text{ХРТ}}$, $C_{\text{АРТ-ХС}}$ — нормировочные коэффициенты для разных приборов относительно FRMA; положение и ширина циклотронной линии были зафиксированы [290]. Потоки даны в энергетическом диапазоне 0.5 – 100 кэВ.

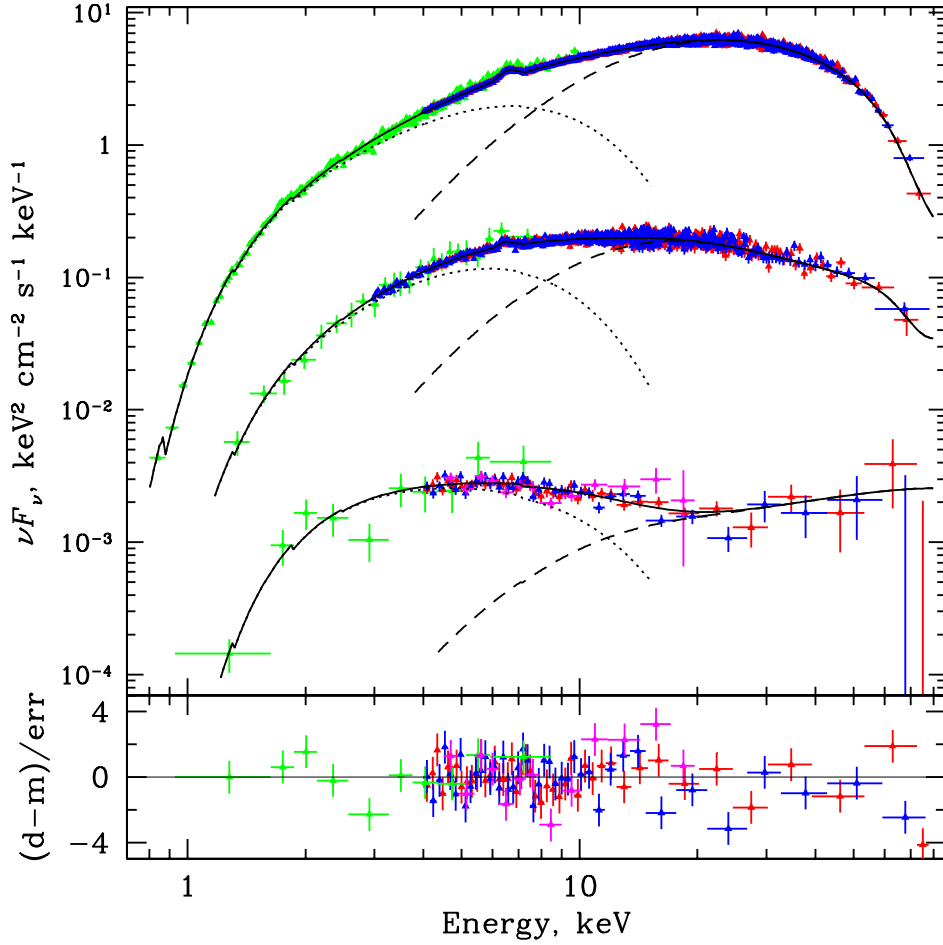


Рис. 5.3: Энергетические спектры GRO J1008–57, полученные по данным *NuSTAR* (черные и красные точки), *Swift*/XRT (зеленые точки) и *SRG*/ART-XC (фиолетовые точки) в различных состояниях светимости (наблюдения 80001001002, 90001003004, 90501357002; см. Таблицу 5.3). Соответствующие отклонения от наилучшей модели для состояния самой низкой светимости показаны на нижней панели.

ности, как показано на Рис. 5.4, двухкомпонентная модель комптонизации [112, 497, 485] обеспечивает хорошую аппроксимацию. Как и в описанных выше случаях, мы использовали модель, состоящую из двух компонентов COMPTT со связанными температурами затравочных фотонов и независимыми температурами электронов, нормировками и оптическими толщинами. Результаты аппроксимации представлены в Таблице 5.4 и Рис. 5.4. Мы отмечаем, что количество отсчетов на высоких энергиях недостаточно для надежного обнаружения или исключения присутствия возможных дополнительных особенностей, таких как линия циклотронного поглощения.

5.3 Обсуждение наблюдательных результатов

Как было показано выше, спектры всех изученных нами рентгеновских пульсаров в состоянии с низкой светимостью демонстрируют поразительное сходство (см. Рис. 5.5). В

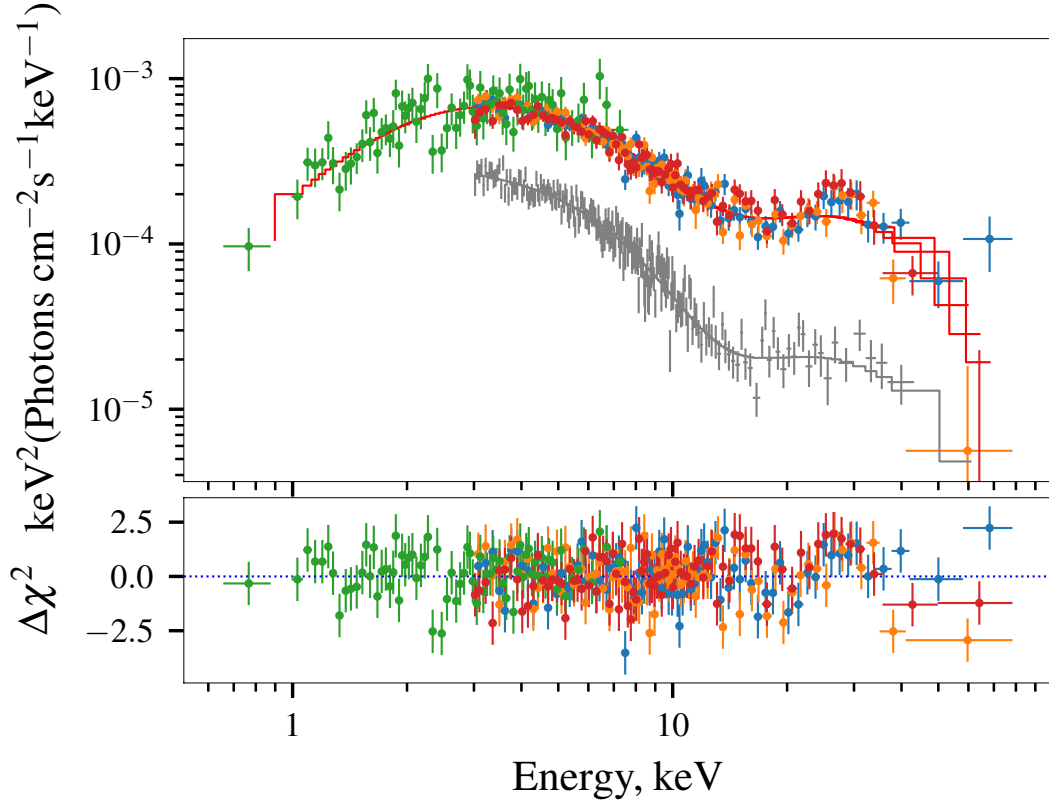


Рис. 5.4: Энергетический спектр 2SXPS J075542.5–293353, полученный по данным обсерваторий *Chandra* (зеленый) и *NuSTAR* (другие цвета), вместе с отклонениями от модели наилучшей аппроксимации (нижняя панель). Для сравнения также показан спектр GX 304–1 (показан серым цветом; масштабирован произвольно).

Таблица 5.4: Результаты наилучшей аппроксимации широкополосного спектра 2SXPS J075542.5–293353 при помощи двухкомпонентной модели комптонизации

Параметр ^a	Низкоэнергетическая часть	Высокоэнергетическая часть
T_0 , кэВ		0.75 ± 0.05
T_p , кэВ	2.1 ± 0.1	8.4 ± 0.3
τ_p	17 ± 2	≥ 10
N_H , 10^{22} см^{-2}		≤ 0.15
F_X , эрг $\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$		$(14.4 \pm 0.2) \times 10^{-12}$
χ^2 (d.o.f.)		429.6 (419)

^a Здесь T_p , τ_p и T_0 — температура плазмы, оптическая толщина плазмы, температура затравочных фотонов для модели СОМРТТ. Поток даны в энергетическом диапазоне 3 – 80 кэВ.

частности, во всех рассмотренных случаях спектр может быть описан как смесь двух широких компонент, достигающих максимума около 5–7 кэВ и 30–50 кэВ соответственно. Это сходство указывает на то, что физические процессы, ответственные за формирование спектра при низких темпах аккреции в разных источниках, вероятно, аналогичны. Ниже мы обсуждаем возможную природу излучения рентгеновских пульсаров в низком состоянии и причины наблюдаемых резких изменений их спектров.

5.3.1 Линия циклотронного поглощения

Наличие "горбов" в спектре излучения может быть вызвано как присутствием двух эмиссионных компонент, так и поглощением на промежуточных энергиях. Как уже упоминалось, в спектре GX 304–1 при высокой светимости наблюдается линия циклотронного поглощения [514]. Более того, отмечена положительная корреляция энергии линии со светимостью [234]. В частности, энергия линии уменьшается с ~ 60 кэВ при светимости $L = 2.2 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} до ~ 50 кэВ при десятикратно меньшей светимости [340]. Следовательно, можно предположить, что наблюдаемый двухкомпонентный спектр источника может быть обусловлен наличием линии поглощения около ~ 15 кэВ между двумя "горбами" спектра — то есть циклотронной линией, смещённой с исходных ~ 60 кэВ вследствие существенно более низкого темпа аккреции.

Однако экстраполяция наблюдаемой корреляции к низким потокам предсказывает значительно более высокую энергию циклотронной особенности $E_{\text{сус}} \approx 30$ кэВ. Кроме того, столь сильное уменьшение энергии линии выглядит нереалистичным в контексте двух моделей, предложенных ранее для объяснения зависимости энергии циклотронной линии от светимости (см. главу 1). В модели [340] наблюдаемая корреляция объясняется эффектом Доплера в потоке вещества, скорость которого зависит от давления излучения, более эффективного при высоких светимостях. Максимальный относительный сдвиг энергии здесь ограничен примерно фактором два, поскольку скорость потока изменяется от свободного падения $v \approx 0.5c$ до нуля. Так как наибольшая наблюдаемая энергия линии составляет ~ 60 кэВ, минимально возможная — около ~ 30 кэВ, что существенно выше наблюдаемых ~ 15 кэВ.

Вторая модель связывает изменение энергии циклотронной линии с изменением высоты ударной волны над полярной областью нейтронной звезды [414]. Для дипольного магнитного поля уменьшение энергии линии с ~ 60 до 15 кэВ соответствует увеличению высоты области формирования линии примерно на половину радиуса нейтронной звезды. При этом геометрическое ослабление излучения от полярного пятна размером < 100 м становится значительным: только около $\sim 1\%$ фотонов, исходящих от пятна, проходят через поперечное сечение аккреционного канала (которое на такой высоте лишь в 3–4 раза превышает площадь самого пятна). Следовательно, описание наблюдаемого спектра при низкой светимости GX 304–1 с помощью однокомпонентной модели с циклотронной линией на энергии ~ 15 кэВ представляется неправдоподобным.

Это заключение еще более верно для случая A 0535+262, где циклотронная линия непосредственно наблюдается поверх жесткой компоненты континуума, что полностью исключает интерпретацию смещенной линии для этого источника. Учитывая общее сходство спектров всех исследованных источников, мы заключаем, что жесткая компонента не является искусственно появляющейся из-за присутствия широкой циклотронной линии на промежуточных энергиях, а представляет собой физически независимую эмиссионную компоненту.

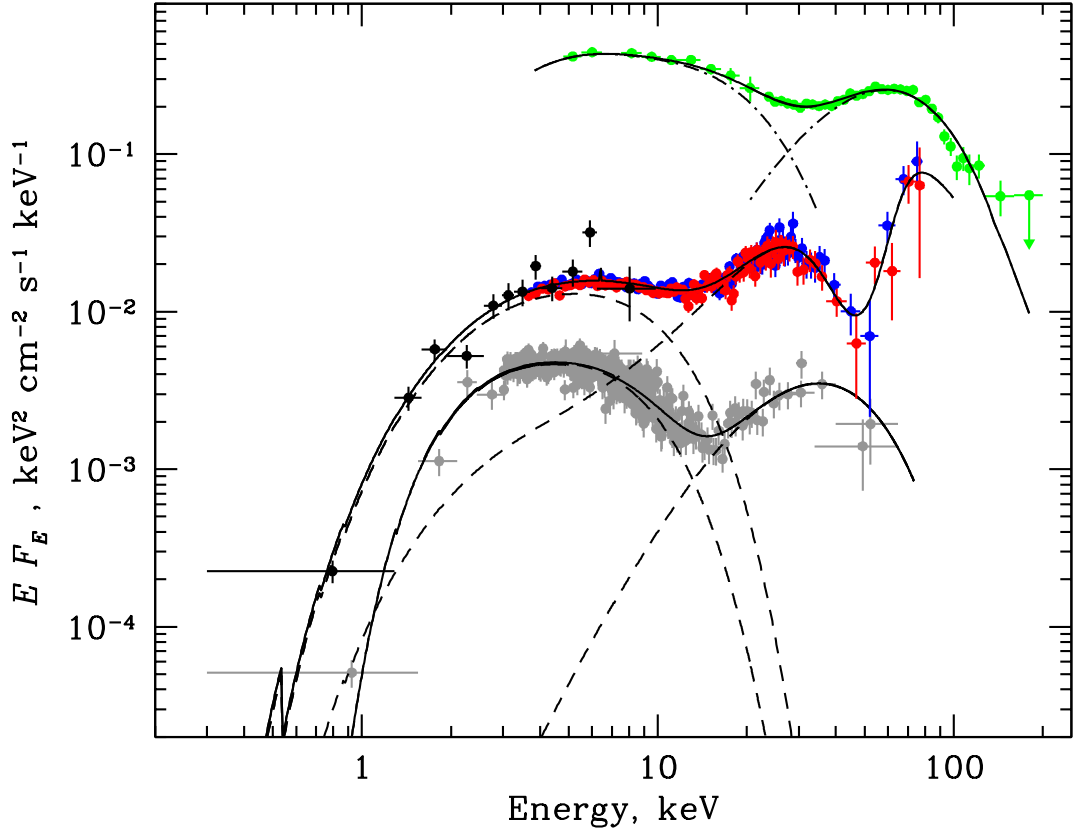


Рис. 5.5: Спектры источников X Persei (зеленые точки; [112]), GX 304–1 (серые точки; [497]) и A 0535+262 ([485]), наблюдаемые при низких темпах аккреции, вместе с наилучшими аппроксимирующими моделями, состоящими из двух компонент комптонизации (черные сплошные линии). Отдельные компоненты модели (СОМРТТ) показаны пунктирными линиями.

5.3.2 Природа высокоэнергетического компонента

Из приведённых выше соображений следует, что два "горба" в рентгеновском спектре рентгеновских пульсаров, вероятно, действительно соответствуют двум независимым компонентам излучения. Мягкая, подобная чёрнотельной, компонента с типичной температурой $kT \leq 2$ кэВ может быть естественно интерпретирована как излучение горячих пятен на поверхности нейтронной звезды, нагреваемых в процессе аккреции. Однако происхождение второй, более жёсткой компоненты, которая также может быть аппроксимирована чёрнотельным спектром с температурой $\approx 10 - 15$ кэВ или широкой гауссовой эмиссионной линией, остаётся менее очевидным. Ниже обсуждаются несколько возможных физических механизмов формирования этой спектральной компоненты:

1. *Динамическая комптонизация (bulk Comptonization)*. Как упоминалось во введении к данной главе, жёсткая спектральная компонента в источнике X Persei была интерпретирована некоторыми авторами в рамках модели динамического комптоновского рассеяния фотонов в аккреционном потоке [112]. Эффективное взаимодействие электронов и фотонов возможно лишь при достаточно большой оптической толщине области рассеяния ($\tau \sim 5-10$). Такая оптическая толщина поперёк аккреционного по-

тока реализуется только при высоких темпах аккреции, соответствующих формированию аккреционной колонки [338]. В случае наблюдаемых темпов аккреции верхний предел на томсоновскую оптическую толщину в области взаимодействия составляет $\tau_T \approx 0.01(L_X/10^{34} \text{ эрг с}^{-1}) \ll 1$ (см. уравнение (18) в работе [338]). Следовательно, динамическая комптонизация потоком, по-видимому, неэффективна в пульсарах со светимостью $L_X \leq 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$, включая X Persei. Этот вывод подтверждается и нашими спектральными аппроксимациями с использованием модели COMPTB, которая описывает тепловую и динамическую комптонизацию затравочного чернотельного спектра. В частности, в случае источника GX 304–1 при фиксации параметра эффективности динамической относительно тепловой комптонизации (δ) на нулевом значении удаётся получить качественное соответствие данным с параметрами, близкими к модели COMPTT+COMPTT.

2. *Бесстолкновительная ударная волна.* Жёсткая спектральная компонента может возникать в области бесстолкновительной ударной волны над поверхностью нейтронной звезды [435, 269], где кинетическая энергия аккрецирующих частиц переходит в их тепловую энергию, причём характерные температуры ионов и электронов близки к их вириальным значениям. В этом случае кулоновские взаимодействия могут быть достаточно эффективными для передачи тепловой энергии от ионов к электронам, которые затем интенсивно охлаждаются циклотронным излучением, что приводит к охлаждению области за ударной волной и оседанию плазмы на поверхность звезды. Высота этой области, определяемая скоростью охлаждения, сравнима с радиусом нейтронной звезды, а предсказанные спектры при темпе аккреции $\dot{M} = 6 \times 10^{14} \text{ г с}^{-1}$ качественно напоминают спектры X Persei и других пульсаров в состоянии с низкой светимостью [269]. Тем не менее эти расчёты выполнялись в предположении оптически тонкого циклотронного излучения, что не вполне корректно, а физический механизм формирования предполагаемой бесстолкновительной ударной волны остаётся неясным. Поэтому делать окончательные выводы в рамках этой интерпретации преждевременно.
3. *Циклотронное излучение.* Широкая жёсткая компонента спектра может быть связана с термически уширенным циклотронным излучением, как это обсуждалось для X Persei в работе [104] на основе модели из работы [356]. В рамках этой модели предполагается, что область формирования циклотронной линии расположена у поверхности нейтронной звезды, поэтому температура, определяющая уширение линии, должна быть близка к температуре мягкой компоненты ($\sim 2 \text{ кэВ}$). Однако это значение значительно меньше наблюдаемой ширины жёсткой компоненты. С другой стороны, верхние слои атмосферы нейтронной звезды, нагреваемые аккрецией, охлаждаются неэффективно и могут перегреваться до температур $\sim 10\text{--}100 \text{ кэВ}$ в зависимости от темпа аккреции и напряжённости магнитного поля [541, 103, 464]. В этом случае термическое уширение циклотронной линии, формирующейся в этих горячих слоях, может быть достаточно большим, чтобы объяснить наблюдаемую ширину жёсткой компоненты. Таким образом, наблюдаемая жёсткая компонента может быть объяснена циклотронным излучением в нагретой аккрецией атмосфере, переработанным магнитным комптоновским рассеянием. Данный механизм рассматривается более подробно ниже, в разделе 5.5.
4. *Тепловая комптонизация.* Наличие перегретых верхних слоёв атмосферы нейтронной звезды может также объяснить жёсткую часть спектра за счёт комптонизации фотонов в обыкновенной моде, для которых эффективное сечение рассеяния значительно

больше, чем для фотонов в необычной моде. Расчёты спектров, выполненные в работе [297], показывают существование двух компонент, которые должны существенно различаться по поляризации. Этот сценарий может быть проверен с помощью будущих наблюдений широкополосными рентгеновскими поляриметрами. Отметим, что комптоновизация необыкновенных фотонов также способствует уширению циклотронной линии, обсуждавшейся выше, то есть оба механизма являются взаимодополняющими и, вероятно, действуют одновременно. Эти эффекты необходимо учитывать при детальном моделировании энергетических спектров и поляризационных свойств излучения рентгеновских пульсаров.

5.4 Исключения из правила

Несмотря на то, что все большее число рентгеновских пульсаров показывает переход к двугорбой форме спектров при низких темпах аккреции, существуют и исключения из этого правила. В частности, по крайней мере два источника (SRGA J204318.2+443815 и MAXI J0903–531) сохраняют классическую пульсарную форму спектра при светимостях порядка нескольких 10^{35} эрг с^{-1} [295, 494].

Транзиентный пульсар SRGA J204318.2+443815 был открыт телескопом ART-XC на борту обсерватории *SRG* в ноябре 2020 года. В результате его последующих наблюдений в рентгеновском диапазоне с помощью инструментов *XMM-Newton*, *NuSTAR*, *Swift*/XRT и *NICER* и в оптическом диапазоне с помощью телескопов PTT-150 и NOT удалось выявить когерентные пульсации с периодом ~ 742 с и подтвердить Ве-природу оптического компаньона в системе [295].

Несмотря на относительно низкую светимость источника $L_X \simeq 4 \times 10^{35}$ эрг с^{-1} , предполагая расстояние из данных обсерватории *Gaia* $\simeq 8$ кпк, широкополосный спектр SRGA J204318.2+443815 типичен для аккрецирующих замагниченных нейтронных звезд при высоких светимостях и демонстрирует степенной закон с экспоненциальным завалом на высоких энергиях (Рис. 5.6).

Другим примером такого неожиданного поведения является транзиентный рентгеновский пульсар MAXI J0903–531, который был обнаружен системой оповещения о новых объектах MAXI/GSC 14 апреля 2021 года и находится на расстоянии примерно 10 кпк (по данным обсерватории *Gaia*; [17]). Наблюдения телескопом *NICER* позволили обнаружить когерентные пульсации с периодом $P = 14.055$ с [397], а наблюдения на Большом южноафриканском телескопе (SALT; [325]) позволили определить спектральный класс звезды компаньона B1.5–2 III-Ve.

Обсерватория *NuSTAR* наблюдала MAXI J0903–531 в двух состояниях, различающихся по потоку примерно в 30 раз: 3 мая и 10 июня 2021 года. Это позволили нам провести детальный спектральный анализ и сравнить форму спектра при существенно разных темпах аккреции вещества. Поскольку в низком состоянии MAXI J0903–531 наблюдался *NuSTAR* со светимостью около $\sim 10^{35}$ эрг с^{-1} , можно было ожидать трансформации спектра источника к двухпиковой форме. Однако, как видно из Рис. 5.7 и Табл. 5.5, спектр MAXI J0903–531 не демонстрирует каких-либо значительных изменений.

Объяснение данному феномену может заключаться в относительно низкой ($\lesssim (2 - 3) \times 10^{12}$ Гс) напряженности магнитного поля в обоих источниках. Действительно, как обсуждалось выше, высокоэнергетическая спектральная компонента обусловлена торможением аккреционного потока и последующей комптонизацией затравочных циклотронных фотонов в атмосфере нейтронной звезды. То есть положение этой компоненты находится в районе цик-

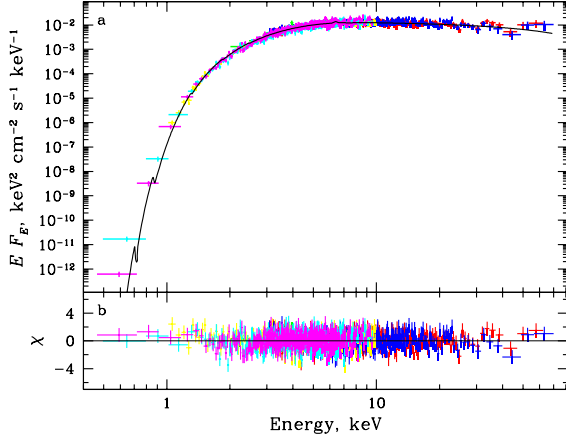


Рис. 5.6: (a) Энергетический спектр SRGA J204318.2+443815, полученный по данным *Swift*/XRT (зеленые точки), *XMM-Newton* (желтые, голубые и фиолетовые точки для инструментов PN, MOS1 и MOS2 соответственно) и *NuSTAR* (синие и красные точки для модулей FPMA и FPMB соответственно). Черная линия соответствует наилучшей аппроксимирующей модели на основе комптонизации излучения COMPTT. (b) Невязки относительно модели.

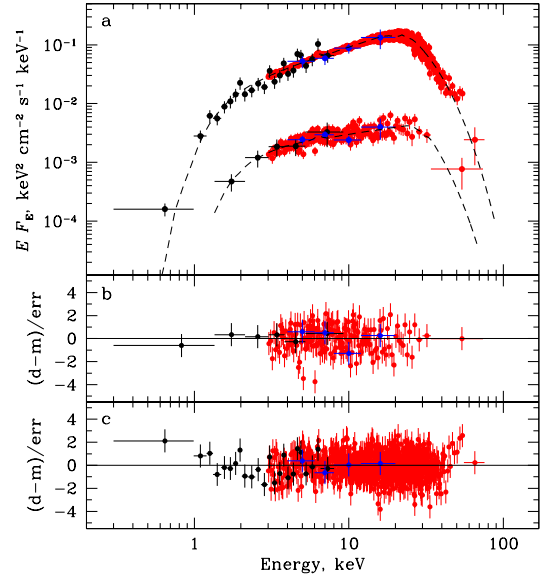


Рис. 5.7: Энергетические спектры MAXI J0903–531 в различных состояниях при изменении светимости примерно в 30 раз (панель a). Черные, красные и синие точки соответствуют данным *Swift*/XRT, *NuSTAR* и *SRG*/ART-XC соответственно. Штриховые линии представляют собой наилучшие аппроксимирующие модели, перечисленные в Табл. 5.5. Соответствующие невязки для состояний низкой и высокой светимости MAXI J0903–531 представлены на панелях b и c соответственно.

лотронной энергии. В случае относительно слабого магнитного поля высокоэнергетический горб спектра возникает на относительно низкой энергии и сливается с низкоэнергетическим горбом, вызванным тепловым излучением атмосферы. Кроме того, рентгеновское излучение, выходящее из атмосферы нейтронной звезды, испытывает резонансное комптоновское рассеяние на падающем веществе в аккреционном канале над горячими пятнами. Из-за эффекта Доплера в аккреционном канале [340] резонансное рассеяние затрагивает рентгеновские фотоны в широком диапазоне энергий: $0.6E_{\text{cyc}} \lesssim E \lesssim E_{\text{cyc}}$. Фотоны, испытавшие резонансное рассеяние над поверхностью звезды, подвергаются динамической комптонизации [30] и дают вклад в высокоэнергетический хвост спектра. В результате резонансная динамическая комптонизация вместе со слившимися горбами в спектрах в значительной степени определяет наблюдаемую форму спектра рентгеновских пульсаров при низком темпе аккреции. Таким образом, можно утверждать, что наблюдение классического пульсарного спектра в состоянии низкой светимости указывает на относительно слабое магнитное поле нейтронной звезды.

В случае MAXI J0903–531 данное предположение подтверждается косвенными ограничениями на магнитное поле. Первое ограничение можно сделать из факта отсутствия

Таблица 5.5: Результаты аппроксимации широкополосных спектров MAXI J0903–531 в различных состояниях, полученные по данным *NuSTAR*, *Swift*/XRT и *SRG*/ART-XC.

Параметр	Низкое состояние	Высокое состояние
$N_{\text{H}}, 10^{22} \text{ см}^{-2}$	3.3 ± 1.1	1.3 ± 0.2
Фот. индекс	1.64 ± 0.05	1.14 ± 0.01
$E_{\text{cut}}, \text{кэВ}$	$28.4^{+4.6}_{-5.1}$	22.2 ± 0.3
$E_{\text{fold}}, \text{кэВ}$	$7.8^{+6.0}_{-2.3}$	7.5 ± 0.2
$E_{\text{Iron}}, \text{кэВ}$	6.29^a	6.29 ± 0.04
$\sigma_{\text{Iron}}, \text{кэВ}$	0.33^a	0.33 ± 0.08
$Norm_{\text{Iron}}$	$(5.2 \pm 3.8) \times 10^{-6}$	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{-4}$
C_{XRT}	1.6 ± 0.3	1.05 ± 0.06
C_{FPMA}	1	1
C_{FPMB}	1.03 ± 0.03	1.047 ± 0.004
$C_{\text{ART-XC}}$	0.29 ± 0.02	0.98 ± 0.05
$F_{\text{X}}^b, 10^{-10} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	0.129 ± 0.0006	3.73 ± 0.02
C-stat (d.o.f.)	404.2 (409)	756.9 (703)

^a Параметры линии железа были зафиксированы на значениях, полученных из спектра в ярком состоянии.

^b Наблюдаемые потоки приведены в энергетическом диапазоне 0.5–100 кэВ.

перехода источника в состояние пропеллера при низких темпах аккреции (см. главу 3). MAXI J0903–531 не демонстрирует резких падений потока (см. кривую блеска в работе [494]) и имеет жесткий рентгеновский спектр в спокойном состоянии (с фотонным индексом 1.3 ± 0.3) со светимостью около $3 \times 10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$ (в предположении расстояния 10 кпк и коэффициента болометрической поправки, равного 2). Используя эту светимость в качестве верхнего предела критической светимости L_{prop} и формулу (3.1), мы можем получить верхний предел дипольной компоненты магнитного поля нейтронной звезды, равный $2 \times 10^{12} \text{ Гс}$, в предположении стандартной массы $1.4 M_{\odot}$ и радиуса 10^6 см . Предположение радиуса звезды равным 12 км уменьшило бы значение магнитного поля примерно вдвое.

В то же время наблюдаемая стабильность источника в спокойном состоянии на уровне нескольких $10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$ свидетельствует о переходе источника в состояние квазистабильной аккреции из холодного диска (см. главу 4). Используя уравнение (4.9) и светимость перехода $L_{\text{cold}} \sim 3 \times 10^{34} \text{ эрг с}^{-1}$, можно получить значение магнитного поля $\sim 3 \times 10^{12} \text{ Гс}$, что близко к значению, полученному выше на основе эффекта пропеллера. Эти оценки указывают на довольно низкое магнитное поле у MAXI J0903–531 и косвенно подтверждают сделанное нами предположение о природе классической пульсарной формы спектра у этого источника при низких темпах аккреции.

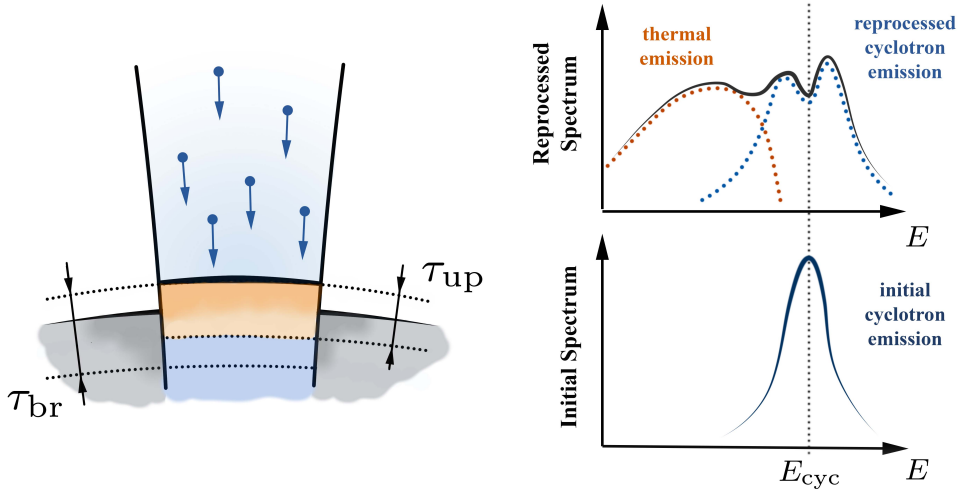


Рис. 5.8: Схематическое изображение предложенной модели. Энергетический спектр рентгеновского излучения генерируется атмосферой нейтронной звезды с верхним слоем, перегретым аккрецией. Аккреционный поток тормозится в атмосфере из-за столкновений, которые в свою очередь приводят к возбуждению электронов на верхние уровни Ландау. Последующая радиационное снятие возбуждения электронов производит циклотронные фотоны, частично перерабатываемые магнитно-комптоновским рассеянием и частично поглощаемые в атмосфере. Переработанные фотоны формируют высокоэнергетический компонент спектра, в то время как поглощенная энергия высвобождается в виде теплового излучения и формирует низкоэнергетическую часть спектра.

5.5 Численная модель формирования спектров рентгеновских пульсаров с низким темпом аккреции

В данном разделе приведены основные результаты моделирования формирования спектров рентгеновских пульсаров при очень низких темпах аккреции, основанного на методе Монте-Карло для переноса излучения в сильном магнитном поле. Рассматривается простейшая геометрия в виде горячих пятен на поверхности нейтронной звезды. Данная геометрия реализуется в случае докритических темпов аккреции [23, 338], когда влиянием излучения на динамику аккреционного потока можно пренебречь [340].

В случае аккреции на слабо замагниченные нейтронные звезды, протоны аккреционного потока тормозятся в звездной атмосфере из-за кулоновских взаимодействий с электронами (см. главу 3 в работе [143]). В случае сильно замагниченных атмосфер физическая картина аналогична, но значительная часть кинетической энергии протонов переходит в возбуждение электронов на верхние уровни Ландау [357]. Дальнейшее снятие возбуждения электронов приводит к образованию циклотронных фотонов с энергией $E_{cyc} \approx 11.6 B_{12}$ кэВ (это справедливо при $B \lesssim 10^{13}$ Гс, см., например, [181]). Ожидается, что источники циклотронных фотонов экспоненциально убывают с оптической глубиной $\propto e^{-\tau/\tau_{br}}$, где τ_{br} — типичная оптическая глубина, соответствующая томсоновскому рассеянию, на которой аккреционный поток тормозится вследствие столкновений.

Температурную структуру аккреционно нагретой слабо замагниченной атмосферы мож-

но разделить на два качественно разных слоя. Большая часть энергии выделяется в глубоких оптически толстых слоях (если $\tau_{\text{br}} > 1$), где массовая плотность плазмы достаточно высока, и охлаждение за счет свободно-свободного излучения может компенсировать нагрев из-за торможения аккреционного потока. Глубокий нагретый слой близок к изотермическому, с температурой, близкой к эффективной [336]:

$$T_{\text{eff}} = \frac{L}{2\sigma_{\text{SB}}S} = 6.6 k^{7/32} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{13/80} R_6^{-19/40} B_{12}^{1/8} L_{37}^{3/20} \text{ кэВ}. \quad (5.1)$$

Однако верхние разреженные слои атмосферы имеют слишком низкую плотность, чтобы эффективно охлаждаться свободно-свободным излучением. В результате верхние слои охлаждаются комптоновским рассеянием и перегреваются до десятков и даже сотни кэВ (см., например, [464]). Мы предполагаем, что сильно замагниченные аккреционно нагретые атмосферы имеют схожую качественную структуру. Таким образом, мы рассматриваем плоскопараллельную замагниченную полубесконечную атмосферу с тонким перегретым верхним слоем и изотермическим более глубоким слоем (см. Рис. 5.8). Температуры обеих частей являются свободными параметрами нашей модели, равно как и оптическая толщина перегретого слоя. Магнитное поле принимается перпендикулярным к поверхности нейтронной звезды, что является хорошим приближением для областей, расположенных вблизи магнитных полюсов. Полученный спектр рассчитывается путем решения уравнения переноса излучения с использованием метода Монте-Карло.

Более подробное описание деталей модели и метода моделирования приведены в работе [336]. Здесь же мы приводим только основные результаты моделирования.

5.5.1 Влияние условий атмосферы нейтронной звезды на рентгеновские спектры

В случае фиксированной локальной напряженности магнитного поля существует пять основных параметров численного моделирования и результирующих спектров. Это (i) оптическая толщина верхнего слоя τ_{up} , перегретого за счет томсоновского рассеяния, (ii) типичная длина торможения аккреционного потока в атмосфере τ_{br} , измеренная в единицах оптической толщины за счет томсоновского рассеяния, (iii) температура атмосферы под перегретым верхним слоем T_{bot} , (iv) температура перегретого верхнего слоя T_{up} , и (v) химический состав атмосферы, заданный атомным числом Z . Ниже показано как эти параметры влияют на результирующий спектр. Чтобы разделить эффекты, вызванные разными причинами, мы сравниваем результаты численного моделирования с результатами, основанными на следующем наборе реперных параметров: $T_{\text{bot}} = 3 \text{ кэВ}$, $T_{\text{up}} = 80 \text{ кэВ}$, $\tau_{\text{up}} = 0.1$, $\tau_{\text{br}} = 1$, $Z = 1$, $\theta_B = 0$ (угол между линиями магнитного поля и нормали к поверхности нейтронной звезды). Реперная модель показана красной линией на Рис. 5.9(a-f).

В большинстве случаев мы видим, что энергетический спектр рентгеновского излучения состоит из двух компонентов. Низкоэнергетический компонент является результатом излучения черного тела, комптонизированного электронами в атмосфере. Высокоэнергетический компонент является результатом первоначального испускания циклотронных фотонов и их дальнейшей комптонизации электронами. Многократное рассеяние циклотронных фотонов сильно зависит от резонанса на циклотронной энергии, уширенного тепловым движением. Рентгеновские фотоны с трудом покидают атмосферу при энергиях, близких к циклотронной, и из-за этого фотоны стремятся выйти в красном и синем крыльях циклотронной линии. Отметим, что тепловое излучение также вносит вклад в начальные фотоны

на циклотронной энергии, поскольку свободно-свободное поглощение является резонансным на циклотронной энергии $E_{\text{сус}}$ в X-моде.

Сравнивая результаты различных численных моделирований, мы можем сделать некоторые выводы:

- (a) Большая оптическая толщина верхнего слоя τ_{up} не сильно влияет на низкоэнергетическую часть спектров, но влияет на высокоэнергетический компонент (см. Рис. 5.9a), воздействуя на перераспределение фотонов вокруг циклотронной линии.
- (b) Меньшая оптическая глубина торможения аккреционного потока τ_{br} приводит к более сильной высокоэнергетической компоненте спектра (см. Рис. 5.9b). Это естественно, поскольку при меньшей τ_{br} циклотронным фотонам становится легче покинуть атмосферу, начиная свою диффузию с меньшей оптической глубины. Кроме того, меньшая оптическая глубина торможения аккреционного потока приводит к меньшей доле поглощенных циклотронных фотонов, вносящих вклад в тепловую низкоэнергетическую часть спектров.
- (c) Перегретый верхний слой атмосферы влияет на высокоэнергетическую часть спектров. Более низкая температура верхнего слоя T_{up} делает синее крыло циклотронной линии слабее (см. Рис. 5.9c). Если температура верхнего слоя значительно меньше циклотронной энергии $E_{\text{сус}}$, большая часть циклотронных фотонов рассеивается в красное крыло линии и покидает атмосферу на энергии $E \lesssim E_{\text{сус}}$.
- (d) Температура T_{bot} атмосферы под перегретым верхним слоем формирует тепловое излучение атмосферы и влияет на низкоэнергетическую часть спектров. Повышение температуры нижней атмосферы приводит к соответствующему сдвигу низкоэнергетической компоненты (см. Рис. 5.9d).
- (e) Химический состав атмосферы влияет на сечение свободно-свободного поглощения: чем больше атомное число Z , тем больше сечение свободно-свободного поглощения. Поскольку низкоэнергетический компонент доминируется тепловым излучением атмосферы, этот компонент сильнее зависит от вариаций коэффициента свободно-свободного поглощения. В частности, мы видим, что энергетические спектры имеют тенденцию быть слегка подавленными на низких энергиях для больших эффективных атомных чисел Z (см. Рис. 5.9e).
- (f) Направление магнитного поля относительно поверхности нейтронной звезды не сильно влияет на результирующие спектры, проинтегрированные по телесному углу (см. Рис. 5.9f). В представленном моделировании видно лишь небольшое уменьшение ширины абсорбционной особенности на энергии $E \sim E_{\text{сус}}$. Это уменьшение, вероятно, связано с тем, что тепловое уширение циклотронных резонансов в сечении комптоновского рассеяния слабее для фотонов, распространяющихся поперек направления поля.

Интенсивность рентгеновского излучения, покидающего атмосферу, зависит от направления распространения фотона (см. Рис. 5.10). В частности, ожидается сильная угловая зависимость интенсивности в красном и синем крыльях циклотронной линии. Интенсивность, проинтегрированная по энергиям, формирует карандашную диаграмму направленности, которая слегка подавлена в направлении, ортогональном поверхности звезды. Это явление естественно для случая атмосферы с перегретым верхним слоем: вклад перегретого верхнего слоя в интенсивность меньше в направлении, перпендикулярном поверхности звезды.

Рентгеновское излучение из атмосферы зависит от поляризации (см. Рис. 5.11). Зависимость от поляризации особенно сильна вблизи циклотронной энергии, что естественно, поскольку сила циклотронного резонанса и даже его существование зависят от состояния поляризации фотона. При низких энергиях $E \ll E_{\text{сус}}$ поток доминируется фотонами X-моды, поскольку сечение рассеяния меньше для этого состояния поляризации [190, 98, 333].

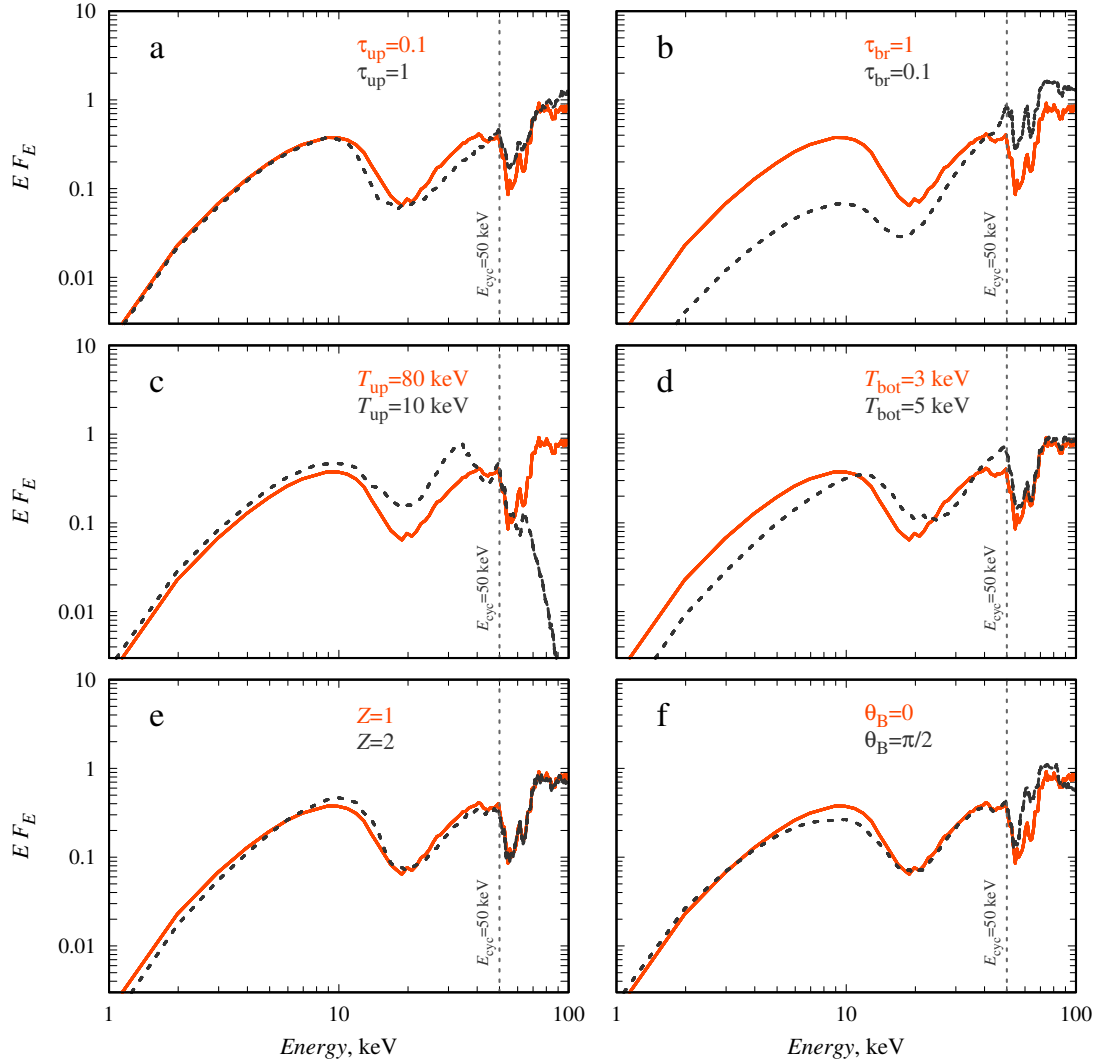


Рис. 5.9: Энергетический спектр (в произвольных единицах) рентгеновского излучения, покидающего атмосферу нейтронной звезды при низких темпах аккреции. Реперный спектр показан красной сплошной линией и соответствует случаю атмосферы, описываемой следующим набором параметров: $E_{\text{cyc}} = 50$ кэВ, $T_{\text{bot}} = 3$ кэВ, $T_{\text{up}} = 80$ кэВ, $\tau_{\text{up}} = 0.1$, $\tau_{\text{br}} = 1$, $Z = 1$. Различные панели показывают влияние разных параметров на конечный энергетический спектр излучения. (a) Влияние оптической толщины τ_{up} перегретого верхнего слоя. (b) Влияние эффективной глубины τ_{br} , на которой аккреционный поток останавливается столкновениями. (c) Влияние температуры T_{up} перегретого верхнего слоя. (d) Влияние температуры T_{bot} атмосферы под перегретым верхним слоем. (e) Влияние химического состава Z атмосферы. (f) Влияние угла θ_B между линиями магнитного поля и нормалью к поверхности звезды. Результат получен на основе моделирования 2×10^6 фотонов, покидающих атмосферу.

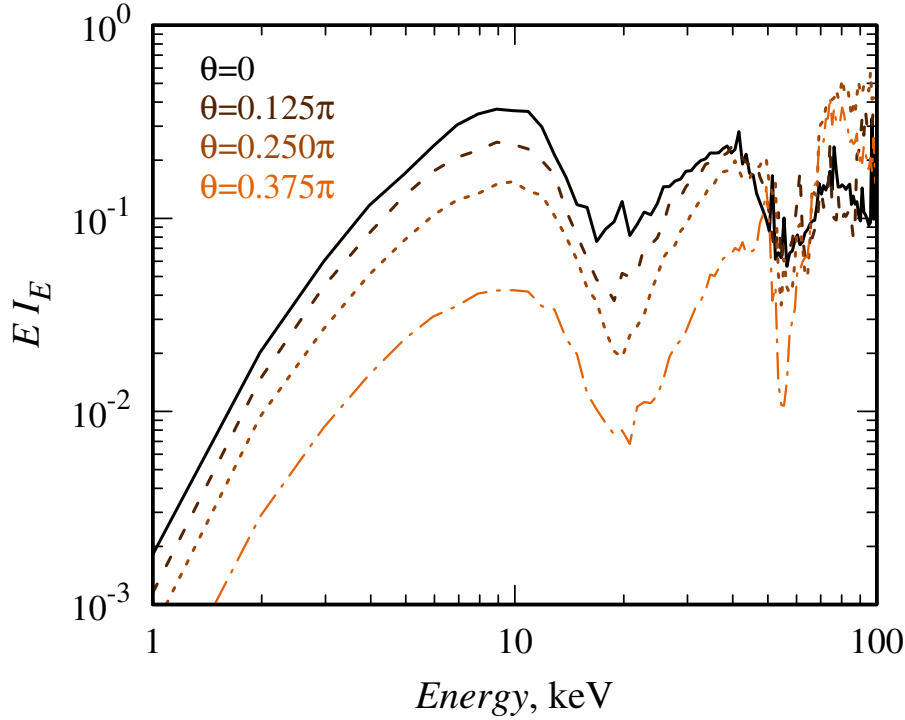


Рис. 5.10: Интенсивность I_E на поверхности звезды в различных направлениях, заданных углом θ между локальным магнитным полем и импульсом фотона. Различные линии даны для разных углов: $\theta = 0$ (сплошная), 0.125π (штриховая), 0.25π (пунктирная), 0.375π (штрихпунктирная). Отметим, что интенсивность в красном и синем крыльях циклотронной линии сильно варьируется. Параметры для модельного спектра: $E_{\text{cyc}} = 50$ кэВ, $T_{\text{bot}} = 3$ кэВ, $T_{\text{up}} = 80$ кэВ, $\tau_{\text{up}} = 0.1$, $\tau_{\text{br}} = 1$, $Z = 1$.

Однако разница в рентгеновском потоке при разных состояниях поляризации не является драматичной из-за инвертированного температурного профиля в атмосфере: предполагается, что верхний слой гораздо горячее нижележащей атмосферы. Однако, отметим, что точные предсказания поляризации требуют детального анализа эффектов, возникающих из-за поляризации вакуума и сложного поведения диэлектрического тензора плазмы в условиях высоких температур. Детальный анализ этих эффектов требует дополнительного моделирования.

5.5.2 Сравнение с наблюдательными данными

Для проверки модели мы сравнили результаты моделирования с данными наблюдений рентгеновского пульсара A 0535+262, полученными во время состояния низкой светимости $L_X = 7 \times 10^{34}$ эрг s^{-1} (см. раздел 5.2.2).

На Рис. 5.12 представлена модель, рассчитанная для следующего набора параметров (см. красную линию):

$$\begin{aligned} E_{\text{cyc}} &= 48 \text{ кэВ}, & Z &= 1, & \theta_B &= 0 \\ T_{\text{bot}} &= 3.5 \text{ кэВ}, & T_{\text{up}} &= 100 \text{ кэВ}, \\ \tau_{\text{up}} &= 0.1, & \tau_{\text{br}} &= 0.5. \end{aligned}$$

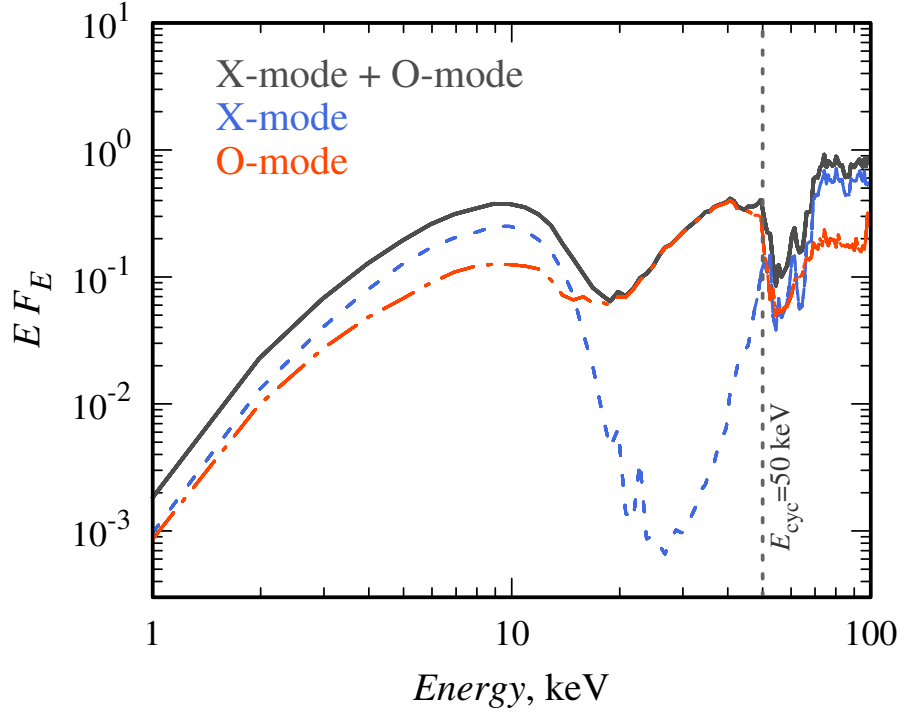


Рис. 5.11: Энергетические спектры рентгеновского излучения на поверхности нейтронной звезды в X-моде (синяя пунктирная линия) и O-моде (красная штрихпунктирная линия) и полный спектр (черная сплошная линия). Параметры для модельного спектра: $E_{\text{cyc}} = 50$ кэВ, $T_{\text{bot}} = 3$ кэВ, $T_{\text{up}} = 80$ кэВ, $\tau_{\text{up}} = 0.1$, $\tau_{\text{br}} = 1$, $Z = 1$.

Теоретическая модель представляет спектр, проинтегрированный по телесному углу на поверхности нейтронной звезды, и основана на моделировании методом Монте-Карло с 2×10^6 фотонов, покидающих атмосферу. Чтобы сравнить теоретическую модель с наблюдаемыми спектрами, были учтены спектральные изменения из-за гравитационного красного смещения. Предполагается, что энергия фотона, обнаруженная удаленным наблюдателем E^∞ , связана с энергией фотона на поверхности нейтронной звезды E как

$$E_\infty = E(1 - u)^{1/2}, \quad (5.2)$$

где $u = R_S/R$, и радиус Шварцшильда $R_S \approx 3 \frac{M}{M_\odot}$ км. Масса и радиус нейтронной звезды были приняты $M = 1.4 M_\odot$ и $R = 12$ км. Как видно, теоретические предсказания способны описать сложную форму спектра источника, включая все наблюдаемые особенности.

5.5.3 Возможные приложения

Определение природы излучения в спокойном состоянии

Как уже обсуждалось в главе 3, снижение темпа аккреции на рентгеновский пульсар до очень низких значений может приводить к переходу источника в состояние пропеллера, когда аккреционный поток не может проникнуть через центробежный барьер, создаваемый вращающейся магнитосферой нейтронной звезды. Одним из подтверждений такого перехода может служить изменение спектра пульсара. В некоторых источниках уже было

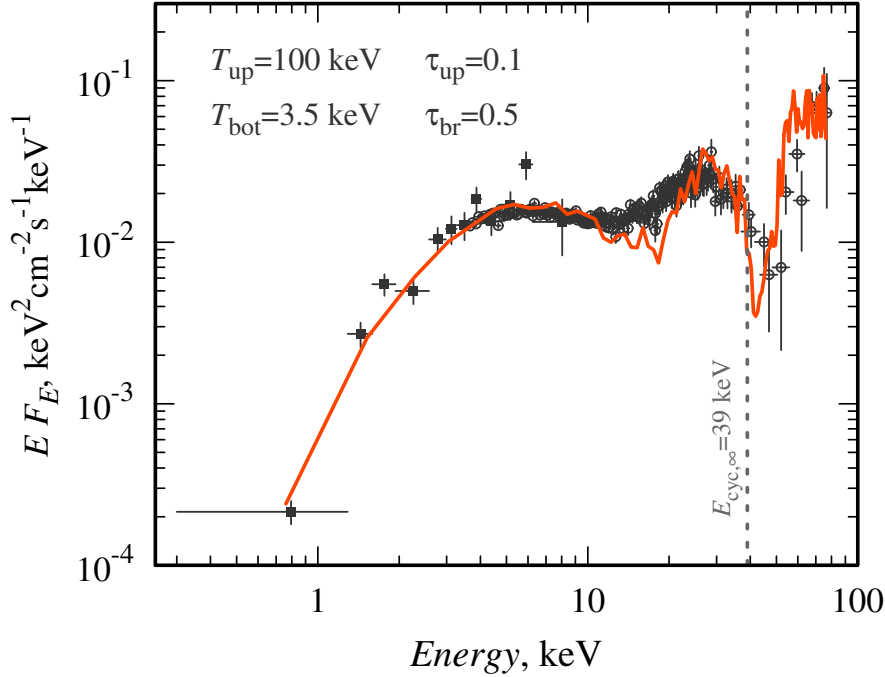


Рис. 5.12: Наблюдаемый энергетический спектр рентгеновского пульсара A 0535+262 в состоянии со светимостью $\sim 7 \times 10^{34}$ эрг s^{-1} показан черными кружками (данные *NuSTAR* FPMA и FPMB) и квадратами (*Swift*/XRT). Модельный спектр представлен красной линией. Параметры для модельного спектра: $E_{\text{cyc},\infty} = 39$ кэВ, $T_{\text{bot}} = 2.8$ кэВ, $T_{\text{up}} = 100$ кэВ, $\tau_{\text{up}} = 0.1$, $\tau_{\text{br}} = 0.5$, $Z = 1$.

обнаружено, что переход в состояние пропеллера сопровождается смягчением спектра ниже ~ 10 кэВ, когда его форма меняется со степенного закона на близкое к чернотельному с типичной температурой около 0.5 кэВ [491]. Однако до сих пор неизвестно, блокирует ли центробежный барьер аккреционный процесс полностью (и обнаруженные мягкие рентгеновские спектры являются наблюдательным свидетельством остывания поверхности звезды), или проникновение материи через барьер все еще возможна и ответственна за некоторую долю наблюдаемого излучения (как минимум сразу после переключения в низкое состояние) [525, 415].

Теоретическая модель формирования спектров, предложенная выше, предоставляет естественный способ отличить низкоуровневую аккрецию от остывающей поверхности нейтронной звезды. Жесткий компонент рентгеновских спектров на энергиях около циклотронного резонанса является прямым результатом и специфической особенностью процесса аккреции. В результате, низкоуровневая аккреция в случае проникновения через центробежный барьер должна привести к двухкомпонентным рентгеновским спектрам, в то время как состояние пропеллера должно привести к однокомпонентным мягким спектрам. Использование данного метода для определения природы излучения в низких состояниях рентгеновских пульсаров требует очень чувствительных широкополосных наблюдений.

Измерения напряженности магнитного поля

Двухкомпонентные энергетические спектры при низком темпе аккреции предоставляют также способ оценить напряженность магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Действительно, жесткий компонент формируется вокруг циклотронной энергии, которая напрямую связана с напряженностью поля: $E_{\text{сус}} \approx 11.6 B_{12}$ кэВ. Таким образом, обнаружение жесткого энергетического горба предоставляет способ оценить циклотронную энергию в случае, когда особенность циклотронного поглощения не видна в спектре источника.

Например, спектр X Persei [104], согласно нашей модели, предполагает циклотронную энергию $E_{\text{сус}} \gtrsim 100$ кэВ и соответствующую напряженность магнитного поля $B \gtrsim 10^{13}$ Гс. Отметим, что эта оценка согласуется с результатами, основанными на временном анализе и моделях крутящего момента, примененных к этому конкретному источнику [112].

5.6 Заключение к пятой главе

В пятой главе представлены результаты спектрального анализа рентгеновских пульсаров при низких темпах аккреции в широком диапазоне энергий. В результате:

- Была открыта новая спектральная форма данных объектов, состоящая из двух широких горбов с максимумами в районе нескольких кэВ и нескольких десятков кэВ. Эта форма резко отличается от классической пульсарной спектральной формы, состоящей из степенного закона с завалом на высоких энергиях.
- Для нескольких пульсаров удалось проследить эволюцию широкополосного спектра на масштабе трех порядков светимости. Было показано, что во всех состояниях он может быть адекватно описан двухкомпонентной моделью с четким разделением компонентов на мягкий и жесткий.
- Предложена физическая модель формирования данной спектральной формы. Два компонента в спектре соответствуют комптонизированному тепловому излучению (низкоэнергетический горб) и комптонизированным циклотронным фотонам (высокоэнергетический горб), возникшим в результате столкновений аккрецирующих частиц с электронами в атмосфере нейтронной звезды и последующих радиационных переходов электронов на основной уровень Ландау. Предложенная модель хорошо описывает наблюдательные данные.
- Показано, что положение жесткого горба согласуется с положением циклотронного резонанса, что дает возможность использовать измерение его положения для оценки напряженности магнитного поля нейтронной звезды в ситуациях когда линия циклотронного поглощения не наблюдается в спектре. Так же спектральная форма может быть использована для выявления процесса аккреции на нейтронную звезду в низком состоянии.

Глава 6

Поляриметрические свойства рентгеновских пульсаров

6.1 Введение

Понимание геометрии излучающих областей на поверхности замагниченных нейтронных звёзд и связанной с ней диаграммы направленности излучения остаётся одной из фундаментальных нерешённых задач исследований рентгеновских пульсаров, сохраняющей свою актуальность на протяжении уже нескольких десятилетий. Основные наблюдательные характеристики рентгеновских пульсаров, такие как энергетические спектры и кривые блеска, содержат информацию о геометрических свойствах данных систем, однако, эта информация сильно вырождена вследствие сложной и не до конца понятной физики механизмов излучения и переноса излучения в условиях чрезвычайно сильных магнитных полей. Дополнительные трудности в интерпретации создаёт также сильная зависимость геометрических параметров излучающих областей от темпа аккреции вещества. Для снятия этого вырождения требуется независимый инструмент, чувствительный к геометрии.

Таким инструментом является поляриметрия, активно применяемая в астрономических исследованиях в широком диапазоне длин волн (оптическом, радио, инфракрасном). До недавнего времени данная техника была недоступна в рентгеновском диапазоне, что изменилось совсем недавно, в 2021 году, с запуском космической поляриметрической миссии *IXPE* (см. раздел 6.2). Согласно теоретическим моделям, рентгеновские пульсары должны являться одними из наиболее поляризованных источников на рентгеновском небе. Это обусловлено эффектом двойного лучепреломления вакуума в сильном магнитном поле. В таких условиях распространение фотонов описывается двумя нормальными модами поляризации: обыкновенной (O) и необыкновенной (X) [162, 163]. Различие ориентаций векторов электрического поля этих мод относительно плоскости, определяемой направлением магнитного поля и импульсом фотона, приводит к резкому контрасту в их взаимодействии с веществом, в частности – к различию в эффективных сечениях рассеяния. А именно, ниже циклотронной частоты сечение комптоновского рассеяния для излучения в X-моду значительно меньше, чем в O-моду (см., например, [180, 333]). Поляризационные свойства рентгеновских пульсаров рассматривались во множестве работ [344, 343, 220, 315, 316, 227, 317], где нередко предсказывалась очень высокая степень поляризации (PD), вплоть до почти 100%. Современные модели охватывают широкий диапазон режимов аккреции: от низких [336, 444] до высоких [54] темпов, соответствующих геометриям тонкой шайбы и аккреционной колонки соответственно. Во всех этих случаях предсказывается существенная поляризация, пре-

вышающая 30% в стандартном рентгеновском диапазоне 2–10 кэВ. Относительно низкие значения степени поляризации возможны при низких темпах аккреции, что может быть связано с инвертированным температурным профилем в атмосфере аккрецирующей нейтронной звезды [166, 336].

В дополнение к излучению, производимому на магнитных полюсах, вклад в поляризованное излучение также возможен от отражения собственного излучения пульсара от поверхности нейтронной звезды, аккреционного диска, оттоков (ветра) из аккреционного диска, аккреционной занавески на магнитосфере звезды, звездного ветра и поверхности звезды-компаньона (см. Рисунок 6.1 и обсуждение в разделе 6.8). Некоторые из этих компонентов, как ожидается, будут пульсировать с частотой вращения нейтронной звезды, некоторые могут быть независимыми от фазы импульса, а некоторые могут зависеть от орбитальной фазы двойной системы. Разделение вклада этих компонентов является трудной задачей, и рентгеновская поляриметрия может предоставить путь для ее решения.

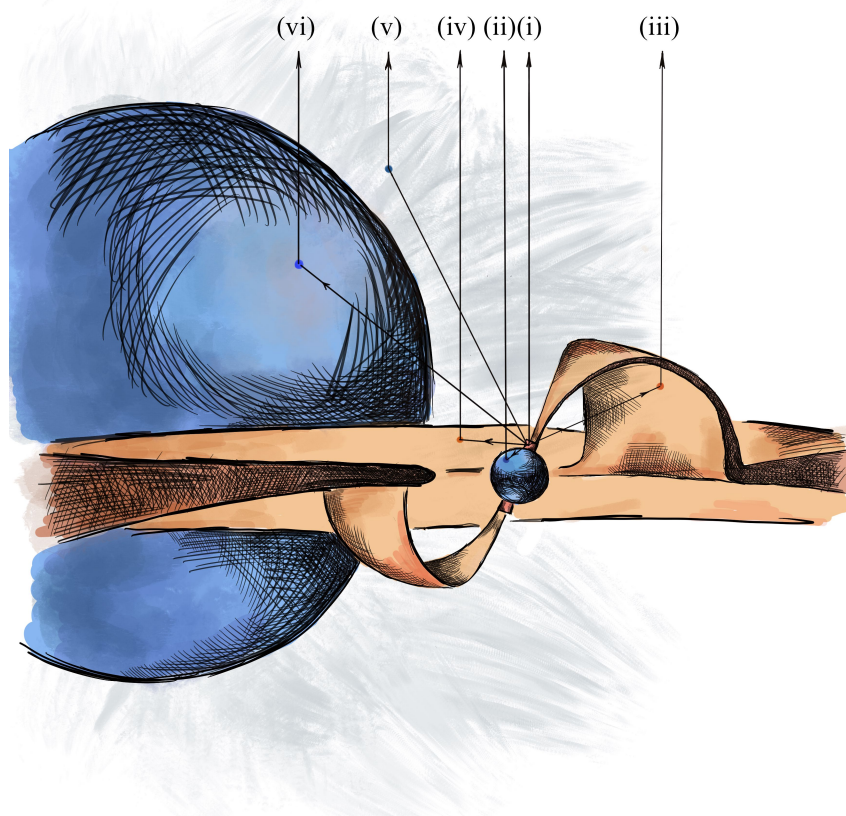


Рис. 6.1: Возможные источники поляризации излучения в рентгеновских пульсарах: (i) собственная поляризация от полярной шапки, (ii) отражение от поверхности нейтронной звезды, (iii) отражение от аккреционной занавески, (iv) отражение от аккреционного диска (и дискового ветра), (v) рассеяние на звездном ветре, и (vi) отражение от оптического компаньона.

С самого начала развития рентгеновской астрономии предпринимались попытки измерить поляризацию излучения от рентгеновских источников, включая пульсары. Первый орбитальный рентгеновский поляриметр OSO-8 уже в 1975 году провёл наблюдения пульсаров Cen X-3 и Her X-1 [439], однако ни в усреднённых по фазе, ни в фазо-разрешённых

данных значимого уровня поляризации обнаружено не было. Гораздо позднее поляриметр X-Calibur, функционирующий в диапазоне 15–35 кэВ, наблюдал GX 301–2, но также не выявил значимой поляризации [1]. Ситуация существенно изменилась после запуска в декабре 2021 года обсерватории *Imaging X-ray Polarimetry Explorer* (IXPE; [519]), обладающей чувствительностью, превышающей чувствительность OSO-8 как минимум на два порядка [443]. Это позволило впервые достоверно измерить поляризацию рентгеновского излучения у ряда пульсаров и приступить к тестированию теоретических моделей.

6.2 Обсерватория IXPE и основы рентгеновской поляриметрии

6.2.1 Архитектура обсерватории IXPE

Обсерватория IXPE состоит из трёх идентичных телескопов, каждый из которых представляет собой сложный комплекс для регистрации и анализа поляризованного рентгеновского излучения (см. Рисунок 6.2):

- **Зеркальная система (X-ray Mirror Assembly, XMA):** Каждая зеркальная система представляет собой телескоп типа Вольтер-I, состоящий из 24 вложенных друг в друга тонких, концентрических зеркал. Эти зеркала эффективно фокусируют рентгеновское излучение в диапазоне энергий 2–8 кэВ на фокальную плоскость, где расположен детектор.
- **Газоразрядный пиксельный детектор (Gas Pixel Detector, GPD):** детектор расположен в фокальной плоскости телескопа и отвечает за регистрацию рентгеновских фотонов и определение их поляризационных свойств. Принцип его работы основан на явлении фотоэффекта (см. ниже).
- **Раздвижная мачта:** Между зеркальной системой и детекторами находится 4-метровая раздвижная мачта. Она обеспечивает точное фокусное расстояние, необходимое для фокусировки рентгеновских лучей, и позволяет уменьшить общую длину спутника во время запуска.

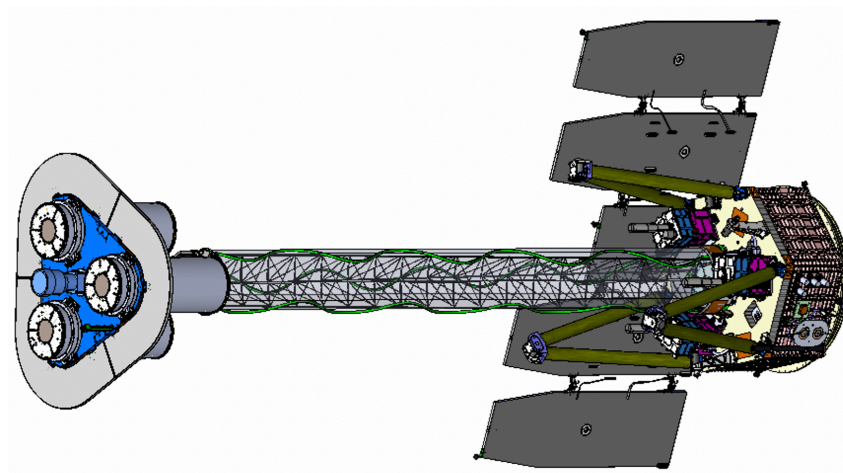


Рис. 6.2: Общая схема обсерватории IXPE. Показаны три идентичные системы телескопов с зеркальными (XMA) и детекторными (GPD) модулями, соединенные раздвижной мачтой.

6.2.2 Принцип работы газового пиксельного детектора и измерения поляризации

Газоразрядный пиксельный детектор (GPD) является ключевым элементом обсерватории *IXPE*, обеспечивающим измерение поляризации. Принцип его работы основан на анизотропии углового распределения фотоэлектронов, выбитых рентгеновскими фотонами. Когда рентгеновский фотон попадает в газовую камеру детектора, заполненную газом (диметиловый эфир, DME), он поглощается атомом газа, выбивая фотоэлектрон через эффект фотоионизации. Направление вылета этого фотоэлектрона не является случайным; оно имеет выраженную анизотропию относительно электрического вектора падающего фотона. Максимум вероятности вылета фотоэлектрона наблюдается вдоль направления электрического вектора фотона.

Выбитый фотоэлектрон движется в газе, ионизируя атомы и оставляя за собой ионизационный след (трек). Этот трек дрейфует под действием электрического поля к микропиксельной матрице (газовый умножитель электронов, GEM, Gas Electron Multiplier), где происходит его усиление за счёт лавинной ионизации. Затем заряды собираются на чувствительной матрице пикселей, расположенной в основании детектора. Эта пиксельная матрица регистрирует пространственное распределение заряда, позволяя восстановить форму и, что критически важно, начальное направление ионизационного трека (см. Рисунок 6.3). Начальное направление испускания фотоэлектрона содержит необходимую информацию для определения поляризации источника, тогда как начальная точка взаимодействия и полный заряд трека позволяют определить, соответственно, положение и энергию поглощённого рентгеновского кванта.

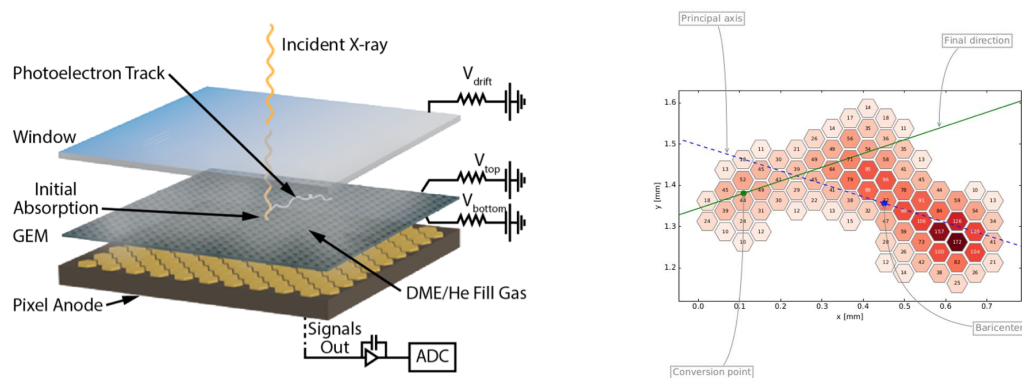


Рис. 6.3: Слева: Схема газоразрядного пиксельного детектора (GPD). Показаны основные компоненты: дрейфовая область, газовый умножитель электронов (GEM) и пиксельная матрица считывания. Справа: Пример трека фотоэлектрона в газовом детекторе. Показано, как рентгеновский фотон выбивает фотоэлектрон, который оставляет ионизационный след, дрейфующий к пиксельной матрице.

Каждое зарегистрированное событие (трек фотоэлектрона) анализируется для определения его начального направления ϕ . По совокупности большого числа таких событий (тысячи или миллионы фотонов от источника) строится модуляционная кривая (или азимутальное распределение; см. Рисунок 6.4) – распределение числа зарегистрированных фотоэлектронов в зависимости от угла их вылета ϕ :

$$N(\phi) = A + B \cos^2[(\phi - \psi)]$$

где:

- ϕ — измеренный угол трека фотоэлектрона (азимутальный угол), обычно отсчитываемый от некоторой фиксированной оси в плоскости детектора. Этот угол изменяется от 0° до 180° (или от 0 до π радиан) из-за двукратной симметрии модуляционной кривой для линейной поляризации.
- ψ — угол поляризации падающего рентгеновского излучения.
- A — среднее число зарегистрированных событий (связано с полной интенсивностью).
- B — амплитуда модуляции, характеризующая степень поляризации. Если излучение полностью неполяризовано, $B = 0$, и $N(\phi)$ является константой.

Эффективность детектора в измерении поляризации характеризуется коэффициентом модуляции (Modulation Factor, μ). Это максимальная наблюдаемая амплитуда модуляции для 100% поляризованного источника. Для IXPE μ зависит от энергии фотона и растет от примерно 0.2 на энергии 2 кэВ до примерно 0.8 на 8 кэВ. Измеренная степень поляризации P_{obs} связана с истинной степенью поляризации PD соотношением: $P_{\text{obs}} = PD \times \mu$.

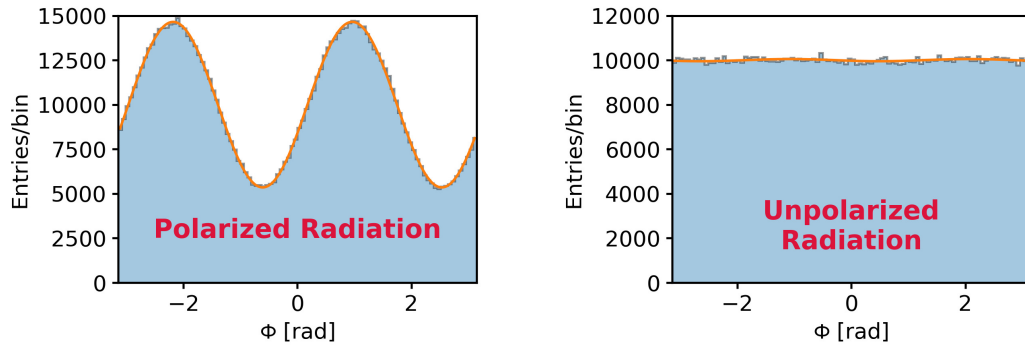


Рис. 6.4: Пример модуляционной кривой для линейно поляризованного (слева) и неполяризованного (справа) излучения. Показывает зависимость числа зарегистрированных фотоэлектронов $N(\phi)$ от угла вылета ϕ . Амплитуда модуляции характеризует наблюдаемую степень поляризации, а угол максимума распределения — угол поляризации излучения ψ .

6.2.3 Параметры Стокса и количественное описание поляризации

Хотя модуляционная кривая наглядно демонстрирует принцип измерения поляризации, для строгого и полного количественного описания поляризации излучения, а также для удобства анализа и сравнения данных, в астрономии и физике широко используются параметры Стокса (I, Q, U, V). Эти четыре параметра полностью характеризуют интенсивность и поляризацию электромагнитного излучения. Для рентгеновской поляриметрии по данным IXPE, которая измеряет только линейную поляризацию, актуальны первые три параметра:

- I — это полная интенсивность излучения, или общее число зарегистрированных фотонов, не зависящее от поляризации.

- Q и U – это параметры линейной поляризации. Они описывают предпочтительную ориентацию электрического вектора излучения относительно некоторой фиксированной оси отсчёта (например, оси детектора, а затем пересчитываются в стандартную небесную систему координат, такую как Север-Восток):
 - $Q = I_0 - I_{90}$: разность интенсивностей, измеренных с идеальным поляризатором, ориентированным под 0° и 90° к оси отсчёта.
 - $U = I_{45} - I_{135}$: разность интенсивностей, измеренных с идеальным поляризатором, ориентированным под 45° и 135° к той же оси.
- V – параметр, описывающий круговую поляризацию. Для *IXPE* V не измеряется, так как фотоэффект чувствителен только к линейной поляризации.

Измеренные параметры Q и U для каждого события могут быть получены из угла трека ϕ и других характеристик, учитывающих калибровочные факторы и энергию фотона. Например, для каждого k -го события можно вычислить

$$q_k = \cos(2\phi_k), \quad u_k = \sin(2\phi_k),$$

а затем усреднить их по всем N событиям:

$$Q_{\text{obs}} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \cos(2\phi_k), \quad U_{\text{obs}} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \sin(2\phi_k).$$

В некоторых случаях для повышения точности возможно применение энергетической коррекции, когда каждое событие взвешивается на индивидуальный коэффициент модуляции $\mu(E_k)$, характеризующий чувствительность детектора на данной энергии. Если такая коррекция выполняется на уровне событий, дополнительная нормировка на усреднённый коэффициент модуляции не требуется. В противном случае используется усреднённое значение μ_{avg} для выбранного энергетического диапазона.

На основе усреднённых параметров Стокса, полученных для всех зарегистрированных фотонов, вычисляются основные характеристики поляризации источника:

- **Наблюдаемая степень поляризации (P_{obs}):**

$$P_{\text{obs}} = \sqrt{Q_{\text{obs}}^2 + U_{\text{obs}}^2}.$$

Истинная степень поляризации PD определяется с учётом чувствительности детектора:

$$PD = \frac{P_{\text{obs}}}{\mu_{\text{avg}}} = \frac{\sqrt{Q_{\text{obs}}^2 + U_{\text{obs}}^2}}{\mu_{\text{avg}}}.$$

Поскольку Q_{obs} и U_{obs} усреднены по всем событиям, величина PD выражается в долях единицы (от 0 до 1) или в процентах (от 0% до 100%) и характеризует долю поляризованного излучения в общем потоке.

- **Наблюдаемый угол поляризации (PA_{obs}):**

$$PA_{\text{obs}} = \frac{1}{2} \arctan 2(U_{\text{obs}}, Q_{\text{obs}}).$$

Функция $\arctan 2(y, x)$ используется для корректного определения угла в диапазоне от $-\pi$ до π (или от -180° до 180°), учитывая знаки Q_{obs} и U_{obs} . Полученное значение затем приводится к стандартному диапазону 0° – 180° . Угол поляризации измеряется относительно оси детектора и, после учёта ориентации обсерватории, преобразуется в стандартную небесную систему координат (например, Север–Восток). Это критически важно для сопоставления с другими астрономическими данными, такими как изображения или ориентация джетов.

6.2.4 Ограничения измерения и минимальная детектируемая поляризация

Измерение поляризации является статистически более сложной задачей, чем измерение интенсивности, поскольку для определения степени и угла поляризации требуется не только зарегистрировать фотон, но и точно измерить его азимутальный угол. При низких потоках источника или низкой истинной степени поляризации наблюдаемый сигнал может быть неотличим от случайного шума.

Для количественной оценки чувствительности поляриметрических наблюдений вводится понятие *минимальной детектируемой поляризации* ($MDP_{99\%}$). Это такая степень поляризации (независимая от угла поляризации), которая имеет лишь 1% вероятность быть результатом статистических флуктуаций. $MDP_{99\%}$ обратно пропорциональна среднему коэффициенту модуляции μ_{avg} и квадратному корню из полного числа зарегистрированных фотонов N [233]:

$$MDP_{99\%} \approx \frac{4.29}{\mu_{\text{avg}} \sqrt{N}}.$$

Эта формула подчёркивает, что для обнаружения слабой поляризации или поляризации у слабых источников требуется длительная экспозиция, обеспечивающая накопление большого числа фотонов, а также высокая модуляционная чувствительность детектора.

6.3 Модель вращающегося вектора

В случае вращающейся нейтронной звезды мы наблюдаем области излучения под разными углами, что, очевидно, должно приводить к вариациям измеряемого угла поляризации с фазой пульса. Именно эта зависимость, как ожидается, содержит информацию о геометрии системы. Для успешной интерпретации измерений поляриметрических свойств рентгеновских пульсаров необходима относительно простая модель. Модель вращающегося вектора (RVM) была введена в 1960-х годах [391, 239] для описания поляризации от радиопульсаров. В этой модели эволюция угла поляризации РА с фазой пульсара связана с проекцией магнитного диполя на плоскость неба. Та же модель была предложена в работе [317] для использования в моделировании рентгеновской поляризации рентгеновских пульсаров. Основная причина, по которой модель вращающегося вектора должна работать для сильно замагниченных нейтронных звезд, заключается в том, что из-за двойного лучепреломления вакуума [163, 373] направление поляризации фотонов подстраивается под локальную геометрию магнитного поля до тех пор, пока не будет достигнут адиабатический радиус (например, [193, 194, 469]). Этот радиус оценивается примерно в ~ 20 радиусов нейтронной звезды для фотонов с энергией в диапазоне *IXPE* и типичной напряженности магнитного

поля в рентгеновских пульсарах [191, 468]:

$$R_{\text{ad}} \sim 2 \times 10^7 \left(\frac{E}{4 \text{ keV}} \right)^{1/5} \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}} \right)^{2/5} \left(\frac{R_{\text{NS}}}{12 \text{ km}} \right)^{6/5} \text{ см.} \quad (6.1)$$

На таких расстояниях магнитное поле, как ожидается, будет доминировано дипольной компонентой. В данной ситуации измеряемое направление поляризации либо параллельно, либо перпендикулярно мгновенной проекции магнитного диполя на плоскость неба, в зависимости от собственной моды поляризации. Фазовая вариация угла поляризации таким образом является чисто геометрическим эффектом и не зависит от поведения степени поляризации или потока.

Если излучение доминируется О-модой с направлением осцилляции в плоскости магнитного поля и импульса фотона, то поляризационный угол χ , измеренный от проекции оси вращения на небо против часовой стрелки, дается следующим уравнением [381]:

$$\tan(\chi - \chi_p) = \frac{-\sin \theta_p \sin \phi}{\sin i_p \cos \theta_p - \cos i_p \sin \theta_p \cos \phi}, \quad (6.2)$$

где χ_p — позиционный угол (измеренный от севера на восток) углового момента пульсара, i_p — наклон оси вращения пульсара относительно луча зрения, и θ_p — магнитное наклонение, т.е. угол между магнитным диполем и осью вращения (геометрию см. на Рисунке 6.5).

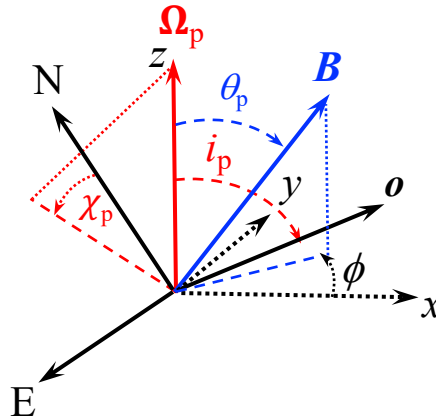


Рис. 6.5: Геометрия пульсара и основные параметры модели вращающегося вектора. Угловой момент пульсара Ω_p образует угол i_p относительно направления наблюдателя $\mathbf{o}$. Угол θ_p — это магнитное наклонение, т.е. угол между магнитным диполем $\mathbf{B}$ и осью вращения. Фаза пульсара ϕ — это азимутальный угол вектора $\mathbf{B}$ в плоскости (x, y) , перпендикулярной Ω_p , измеренный от проекции $\mathbf{o}$. Позиционный угол пульсара χ_p — это угол, измеренный против часовой стрелки между направлением на север (N) и проекцией Ω_p на плоскость неба (N-E).

Для излучения в Х-моды поляризационный угол χ повернут на 90° относительно О-моды. Отметим, что в медленно вращающихся рентгеновских пульсарах релятивистские эффекты не влияют на выражение для угла поляризации потому, что траектории фотонов являются плоскими в метрике Шварцшильда. Для нейтронных звезд, вращающихся с миллисекундными периодами, необходимо учитывать эффекты специальной теории относительности, а также становятся важными эффекты общей теории относительности [381, 284].

Рассмотрим теперь упрощенную модель для поляризации рентгеновских пульсаров. Мы рассматриваем излучение от двух точечных антиподальных горячих пятен на поверхности нейтронной звезды. Предполагается, что интенсивность и степень поляризации излучения, исходящего из горячего пятна, изменяются с зенитным углом α как

$$I(\alpha) = I_0 (1 + a \cos \alpha), \quad P = P_{\max}(1 - \cos \alpha)/(1 + b \cos \alpha). \quad (6.3)$$

Положительный a соответствует карандашной диаграмме излучения, тогда как отрицательный a — веерной диаграмме. Выражение для степени поляризации подразумевает, что поляризация равна нулю вдоль нормали к поверхности, $\alpha = 0$, из-за осевой симметрии и монотонно возрастает с зенитным углом. Угол между магнитным диполем (нормалью к основному горячему пятну) и направлением на наблюдателя ψ изменяется с фазой пульсара ϕ как:

$$\cos \psi_p = \cos i_p \cos \theta_p + \sin i_p \sin \theta_p \cos \phi. \quad (6.4)$$

Для вторичного горячего пятна в южном полушарии $\cos \psi_s = -\cos \psi_p$. Для медленно вращающейся нейтронной звезды можно использовать метрику Шварцшильда для описания гравитационного искривления света. Для расчетов используется точное аналитическое выражение для соотношения $\alpha(\psi)$, заданное уравнением (2) в работе [380]. Наблюдаемый поток тогда $F \propto \mathcal{D} I(\alpha) \cos \alpha$, с коэффициентом линзирования $\mathcal{D} \propto d \cos \alpha / d \cos \psi$, заданным уравнением (17) в работе [380]. Условие видимости для каждого горячего пятна выглядит как $\cos \alpha > 0$. Параметры Стокса для каждого горячего пятна даются произведениями $Q_i = F_i P_i \cos 2\chi$ и $U_i = F_i P_i \sin 2\chi$. Суммируя векторы Стокса для двух горячих пятен $F = F_1 + F_2$, $Q = Q_1 + Q_2$, и $U = U_1 + U_2$, получается полный вектор Стокса, описывающий линейно поляризованное излучение, наблюдаемое от рентгеновского пульсара. Нормированные параметры Стокса можно определить как $q = Q/F$ и $u = U/F$. Чтобы продемонстрировать, какая поляризация ожидается в этой модели, ниже приведены результаты расчетов для трех случаев, отражающих различные геометрии. На Рисунке 6.6 показаны зависимости нормированного потока, степени (PD), и угла поляризации (PA) от фазы импульса, а также фазовые траектории на плоскости (q, u) .

Первое, что следует заметить, это ожидающаяся антикорреляция между потоком и степенью поляризации, которая является результатом предположения об излучении с карандашной диаграммой направленности ($a > 0$). Для случая $a < 0$ ожидается прямая корреляция. В первой конфигурации (черная сплошная линия), $(i_p, \theta_p) = (60^\circ, 30^\circ)$, наблюдатель смотрит на магнитный диполь сбоку и оба пятна видны все время, поляризационный угол показывает S-образный профиль. Отметим, что вращение пульсара по часовой стрелке (т.е. замена $i_p \rightarrow 180^\circ - i_p$) приводит к углу поляризации противоположного знака (и смещенному на пол периода), и поэтому может быть легко отличимо от вращения против часовой стрелки. Траектория (q, u) имеет форму измененного эллипса вне начала координат, причем точная форма, конечно, зависит от угловых распределений $I(\alpha)$ и $PD(\alpha)$. Во втором случае (красная пунктирная линия), $(i_p, \theta_p) = (30^\circ, 70^\circ)$, наблюдатель видит как позиционный угол диполя совершает оборот на 360° в течение периода, что отражается в пилообразном поведении фазовой зависимости угла поляризации с почти постоянной производной $dPA/d\phi$. При вращении пульсара против часовой стрелки $i_p < 90^\circ$, PA растет с фазой, тогда как для $i_p > 90^\circ$, PA уменьшается. Источник оставляет след в форме "кренделя" на плоскости (q, u) с двумя петлями, обходящими начало координат. Третий рассмотренный случай (синяя штриховая линия), $(i_p, \theta_p) = (70^\circ, 85^\circ)$, соответствует почти ортогональному ротатору с наблюдателем под большим наклоном. Мы видим двухпиковые импульсы, соответствующие двум горячим пятнам, приближающимся к лучу зрения, с сильными вариациями сте-

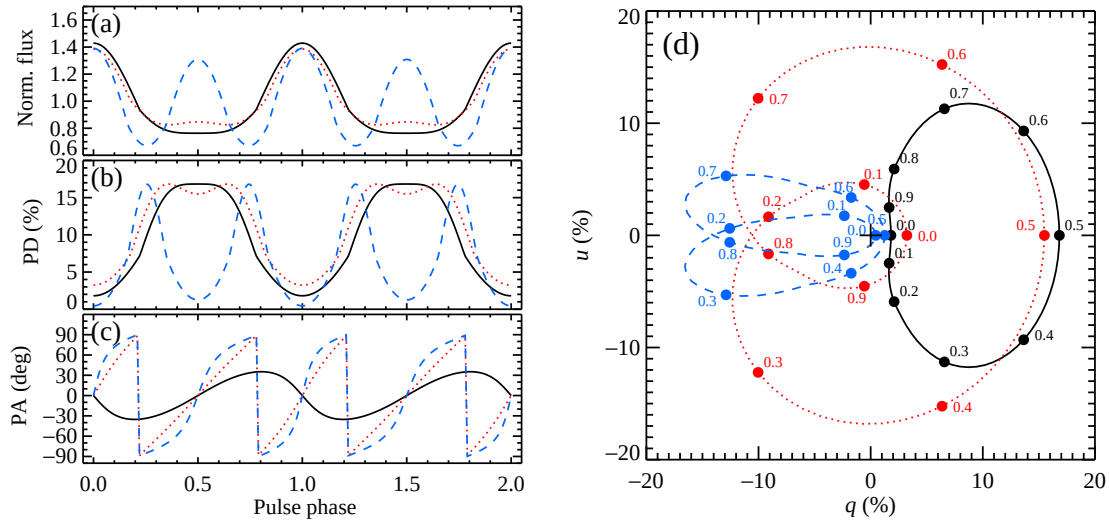


Рис. 6.6: Примеры результатов расчетов для модели вращающегося вектора с диаграммой излучения и поляризацией, заданными уравнениями (6.3). (a) Нормированный поток, (b) степень поляризации (PD), и (c) угол поляризации (PA) как функции фазы импульса для различных пар геометрических параметров (i_p, θ_p) . Случай $(60^\circ, 30^\circ)$ показан черной сплошной линией, $(30^\circ, 70^\circ)$ — красной пунктирной линией, и $(70^\circ, 85^\circ)$ — синей штриховой линией. (d) Эволюция нормированных параметров Стокса (q, u) для тех же трех наборов параметров. Цифры обозначают фазу импульса. Здесь использованы следующие параметры: масса нейтронной звезды $M = 1.4M_\odot$ и радиус 12 км, $a = 1$, $b = 0.5$, $P_{\max} = 30\%$, и $\chi_p = 0$.

пени поляризации, достигающими максимумов при минимальных потоках на фазах 0.25 и 0.75. Угол поляризации по-прежнему показывает пилообразное поведение с фазой импульса, но с сильно меняющейся производной $dPA/d\phi$. Траектория на плоскости (q, u) имеет довольно сложную форму, с двумя приближениями к началу координат на фазах 0 и 0.5. Ненулевой позиционный угол вращения пульсара χ_p приводит к соответствующему сдвигу поляризационного угла и повороту траекторий на плоскости (q, u) на угол $2\chi_p$.

6.4 Результаты наблюдений обсерватории *IXPE*

В течение первых четырех лет работы на орбите, *IXPE* наблюдал пятнадцать рентгеновских пульсаров, при этом некоторые из них несколько раз в различных состояниях (см. Таблицу 6.1). Результаты представлены в серии статей [110, 306, 486, 139, 304, 484, 339, 109, 461, 192, 546, 385, 140, 547, 550, 549, 283, 420].

Таблица 6.1: Параметры рентгеновских пульсаров, наблюдаемых обсерваторией *IXPE*.

Имя системы	Период вращения [с] ^{a,b}	Орбит. период [дн] ^{a,b}	Расстояние [кпк] ^{a,b}	Светимость [эрг с ⁻¹] ^c	Циклотр. энергия [кэВ] ^d	Ссылка на результаты <i>IXPE</i>
Cen X-3	4.8	2.09	6.07	1.9×10^{37}	28	[486]
Her X-1	1.24	1.7	7.09	$\sim 3 \times 10^{37}$	37	[110, 192]
4U 1626–67	7.7	0.02875	15.08	6.4×10^{36}	37, 61?	[306]
Vela X-1	283	8.96	1.87	3.8×10^{35}	25, 53	[139, 140]
GRO J1008–57	93.5	249.5	3.21	$(0.6\text{--}1.6) \times 10^{36}$	78	[484]
EXO 2030+375	41.31	46.02	2.08	1.3×10^{36}	36/63?	[304]
X Persei	837.67	250.3	0.63	1.2×10^{34}	29	[339]
GX 301–2	696.0	41.59	3.54	1.3×10^{36}	37/50	[461]
RX J0440.9+4431	202.5	155.0	2.29	$\leq 4 \times 10^{37}$	32	[109, 547]
Swift J0243.6+6124	9.87	28.3	5.2	$(0.6\text{--}2.4) \times 10^{37}$	146	[385]
SMC X-1	0.717	3.892	61	2×10^{38}	–	[140]
2S 1417–624	17.6	42.12	7.4	6.1×10^{35}	100	[550]
4U 1907+09	437.5	8.375	1.9	2.5×10^{35}	18, 38	[549]
4U 1538–52	529	3.73	6.0	1.0×10^{36}	20	[283]
4U 1954+319	19800	?	3.9	1.0×10^{36}	–	[420]

^a XRBcats: Каталог галактических массивных рентгеновских двойных систем [358]. ^b XRBcats: Каталог галактических маломассивных рентгеновских двойных систем [15]. ^c Рентгеновская светимость во время наблюдений *IXPE*. ^d Энергия циклотронной особенности в спектре источника [452]. Знак вопроса обозначает неуверенные обнаружения или незнание параметра.

Ниже приведены описания основных результатов, полученных по данным обсерватории *IXPE*, для наиболее интересных рентгеновских пульсаров.

6.4.1 Centaurus X-3 - первая научная цель обсерватории *IXPE*

Cen X-3 наблюдался обсерваторией *IXPE* как первая научная цель. Это уникальный пульсар – когерентные пульсации от источника с периодом около 4.87 с были впервые обнаружены первой космической рентгеновской обсерваторией *Uhuru* более полувека назад [157]. Двойная природа Cen X-3 была установлена в работе [428], авторы которой регистрировали затмения рентгеновского источника массивным оптическим компаньоном, а также доплеровские сдвиги наблюдаемой частоты вращения нейтронной звезды с орбитальным периодом ~ 2.09 дня. Сегодня известно, что система состоит из нейтронной звезды с массой $M_{\text{NS}} = 1.2 \pm 0.2 M_{\odot}$ на почти круговой орбите ($e < 0.0016$) вокруг сверхгиганта O6–8 II-III V779 Cen с массой $M_{\text{O}} = 20.5 \pm 0.7 M_{\odot}$ и радиусом $R_{\text{O}} \sim 12 R_{\odot}$ [251, 14, 393]. Предполагая, что оптический компонент заполняет свою полость Роша и что система находится в синхронном вращении, авторы работы [14] определили наклонение орбиты системы $i_{\text{orb}} = 70^{\circ}2 \pm 2^{\circ}7$.

Основным каналом переноса массы в системе является переполнение полости Роша, что приводит к образованию аккреционного диска вокруг нейтронной звезды [475], хотя звёздный ветер от компаньона также явно присутствует и может вносить вклад в аккрецию. Расстояние до Cen X-3, $d = 6.4_{-1.4}^{+1.0}$ кпк, было недавно уточнено на основе данных обсерватории *Gaia* [12].

Напряжённость магнитного поля нейтронной звезды известна из положения линии циклотронного поглощения в спектре источника на энергии около 30 кэВ, впервые обнару-

женной с помощью данных обсерватории *Ginga* [342]. Позднее это было подтверждено инструментами обсерваторий *BeppoSAX*, *RXTE*, *Suzaku* и *NuSTAR* [423, 185, 476]. Более того, было показано, что, хотя энергия линии не зависит от светимости источника [476] и от времени [215], её параметры существенно меняются с фазой вращения нейтронной звезды (см., например, [49, 459]), что ожидаемо, учитывая сильную угловую зависимость сечения рассеяния в магнитном поле.

Источник наблюдался обсерваторией *IXPE* в январе и июле 2022 года в состоянии со светимостью в диапазоне 2–8 кэВ около $L_X = 1.9 \times 10^{37}$ эрг с⁻¹. В ходе наблюдения несколько раз происходило резкое падение светимости почти на два порядка, связанное с затмением пульсара компаньоном. Временные интервалы, затронутые затмениями, были исключены из последующего анализа. Для изучения поляризационных свойств пульсара как функции фазы вращения, данные были разделены на 10 фазовых интервалов, выбранных для обеспечения значимого измерения поляризационного сигнала. Результаты анализа приведены на Рисунке 6.7, где явно видна значительная переменность поляризационных свойств *Cen X-3* с фазой пульса.

Одним из основных и наиболее неожиданных результатов, полученным по данным обсерватории *IXPE* для данного источника и остальных пульсаров из имеющейся выборки, является крайне низкая степень поляризации, во много раз ниже всех теоретических ожиданий. Возможные причины этого обсуждаются ниже, в параграфе 6.8.

Поскольку *Cen X-3* является рентгеновским пульсаром, естественно ожидать, что ориентация поляризации будет изменяться с фазой вращения нейтронной звезды. Хотя магнитное поле вблизи звезды и аккреционного диска может иметь сложную структуру, между ними оно, как ожидается, будет приблизительно дипольным. Фактически, это предположение является основой для понимания физики взаимодействия аккреционного диска с магнитным полем, которое направляет вещество в полярную область поверхности нейтронной звезды, что приводит к наблюдаемым пульсациям излучения (см., например, [154]). Как уже обсуждалось в параграфе 6.3, двулучепреломление вакуума в присутствии сильного магнитного поля приводит к распространению излучения в магнитосфере в двух нормальных модах, а наблюдаемая поляризация излучения в каждый момент времени параллельна или перпендикулярна проекции магнитной оси звезды на плоскость неба. При этих предположениях модель вращающегося вектора является хорошим приближением. Поскольку наблюдаемое направление поляризации задается далеко от поверхности звезды, эволюция поляризации по фазе не обязательно должна совпадать с эволюцией потока.

Мы аппроксимировали зависимость поляризационного угла ρ_A от фазы пульса моделью вращающегося вектора, используя уравнение (6.2)) и применяя аффинно-инвариантный ансамблевый метод Марковской цепи Монте-Карло (МСМС) из пакета *EMCEE* для *PYTHON* [138]. Доступные данные не позволяют ограничить наклонение пульсара i_p , и поэтому оно было зафиксировано на значении орбитального наклонения $i_p = i_{orb} = 70^\circ.2$ [14]. Это привело к точным оценкам ко-широты магнитного полюса, $\theta = 16^\circ.4 \pm 1^\circ.3$, и позиционного угла оси вращения пульсара, $\chi_p = \chi_{p,O} = 49^\circ.2 \pm 1^\circ.1$ (см. Рисунки 6.7 и 6.18). Важно отметить, что, поскольку может быть измерена только ориентация плоскости поляризации, ось вращения пульсара может быть направлена противоположно при $\chi_p = \chi_{p,O} + 180^\circ = 209^\circ.2 \pm 1^\circ.1$. Если излучение выходит в X-мод, то ось вращения пульсара ориентирована при $\chi_p = \chi_{p,X} = \chi_{p,O} \pm 90^\circ$. Неопределённости в направлении вращения нейтронной звезды и собственной моде поляризации не влияют на наилучшим образом подобранное значение θ , которое является наиболее важным для определения геометрии рентгеновских пульсаров.

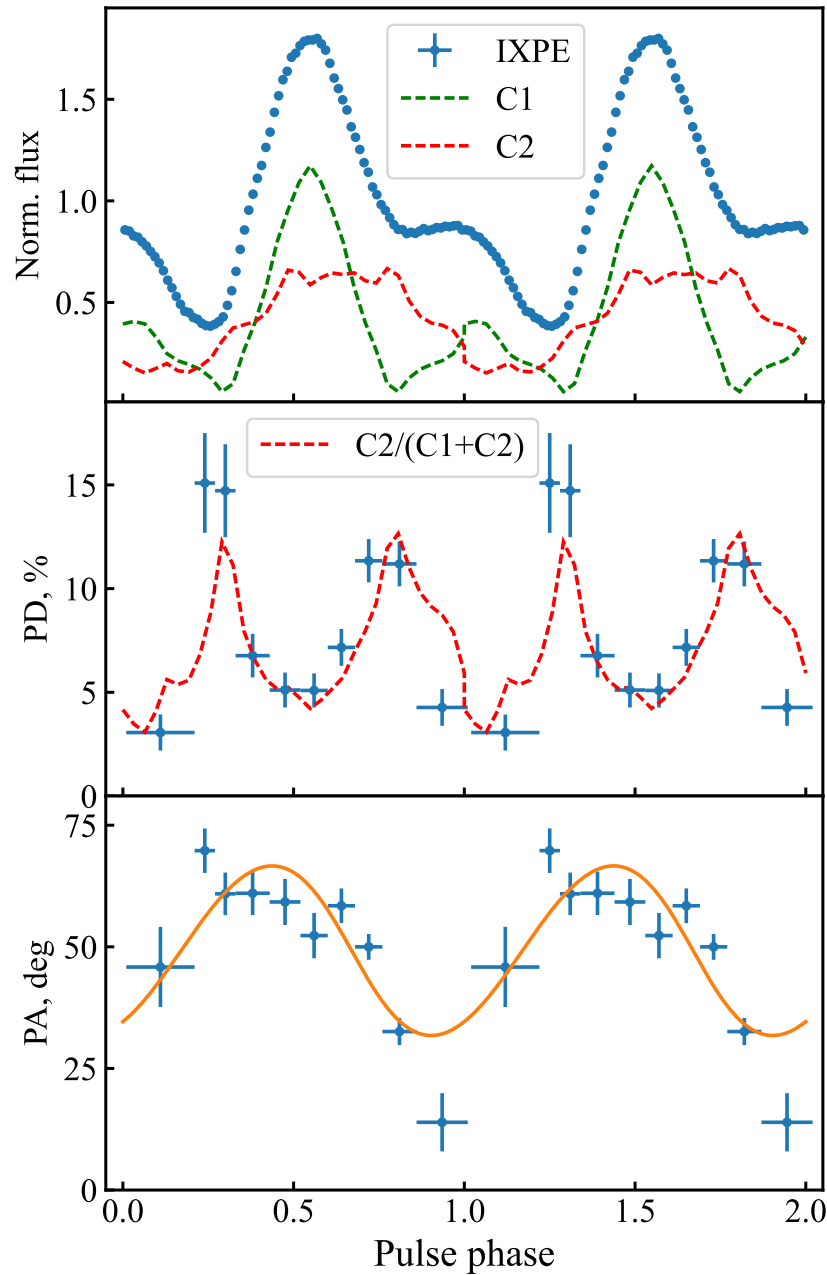


Рис. 6.7: *Вверху*: Зависимость нормированного потока от Cen X-3 в энергетическом диапазоне 2–8 кэВ (синие точки) от фазы пульса. Вклад компонент от двух индивидуальных полюсов C1 и C2, полученных в работе [247], показан зелёной и красной пунктирными линиями. *В центре*: Зависимость степени поляризации PD от фазы пульса по данным спектро-поляризметрического анализа (синие точки). Красная пунктирная линия представляет относительный вклад одного из полюсов (C2) в общий поток. *Внизу*: Зависимость поляризационного угла PA от фазы пульса. Оранжевая линия соответствует наилучшей аппроксимации моделью вращающегося вектора (RVM).

Функция диаграммы направленности

Определённые геометрические параметры пульсара и фазовое поведение его поляриметрических свойств удивительно хорошо согласуются с разложением профиля пульса на две однополюсные компоненты, выполненным в работе [247]. Авторы продемонстрировали, что профиль пульса Cen X-3 совместим с дипольной геометрией, с полюсами, слегка смещённым от антиподальных положений (примерно на 10°), с ко-широтой основной компоненты $\theta = 18^\circ$. Как видно из Рисунка 6.18, это значение хорошо согласуется с нашим поляриметрическим анализом. Ещё один факт, указывающий на возможную правильность разложения профиля, представленного в работе [247], — это корреляция степени поляризации с относительным вкладом одного из полюсов (C2) в полный поток (см. Рисунок 6.7). Действительно, можно видеть, что степень поляризации достигает минимума в тех фазах, где доминирует основной пик (C1). Это можно объяснить, если эта компонента соответствует излучению с карандашной диаграммой направленности. Действительно, авторы работы [317] показали, что в случае докритической аккреции [338], когда естественным образом возникает карандашная диаграмма направленности, можно ожидать антикорреляцию между пульсирующим потоком и степенью поляризации. В этом случае вторая компонента профиля (C2) может соответствовать антиподальному горячему пятну, наблюдаемому под большим углом. Эта картина может, по крайней мере частично, объяснить относительно низкую степень поляризации смешиванием излучения от двух полюсов, наблюдаемых под разными углами. Физически эта веерная компонента может возникать из излучения, отражённого либо от поверхности нейтронной звезды, либо от аккреционной занавески. Более подробно возможные механизмы поляризации излучения от рентгеновских пульсаров обсуждаются в разделе 6.8.

Позднее нами была обнаружена сложная энергетическая зависимость поляризационных свойств данного пульсара в узком диапазоне фаз пульса. Этот результат обсуждается в разделе 6.6

6.4.2 *Hercules X-1: пульсар с прецессирующей нейтронной звездой*

Другой известный рентгеновский пульсар, Her X-1, наблюдался несколько раз в течение первых двух лет работы *IXPE*. Данный источник во многих отношениях является прототипом рентгеновского пульсара. Пульсар находится в системе со своим компаньоном HZ Her (звездой массой в две солнечных) на расстоянии около 7 кпк от Земли [17]. Его излучение варьируется на трех различных временных шкалах [466]: нейтронная звезда вращается с периодом 1.2 с, она затмевается своим компаньоном каждые 1.7 дня, и система демонстрирует суперорбитальный период в 35 дней, который остается удивительно стабильным с момента его открытия [156]. Несколько групп доказательств указывают на то, что источником этой вариации является прецессия аккреционного диска [374, 431], прецессия нейтронной звезды [42, 479] или и то, и другое [447]. Несмотря на многочисленные указания в течение последних пятидесяти лет, сама прецессия нейтронной звезды до сих пор не была ни подтверждена, ни опровергнута однозначно.

Поскольку ориентация нейтронной звезды может быть измерена методами рентгеновской поляриметрии, обсерватория *IXPE* внесла значительный вклад в разрешение загадки природы суперорбитальной переменности в Her X-1. Вероятно, нейтронные звезды не вращаются как абсолютно твердые тела [4]. Магнитное поле, геометрию которого мы измеряем с помощью поляризации, "заякорено" в твердой коре нейтронной звезды и проходит через её ядро, где взаимодействует с ядерной сверхтекучей жидкостью. Следовательно, изме-

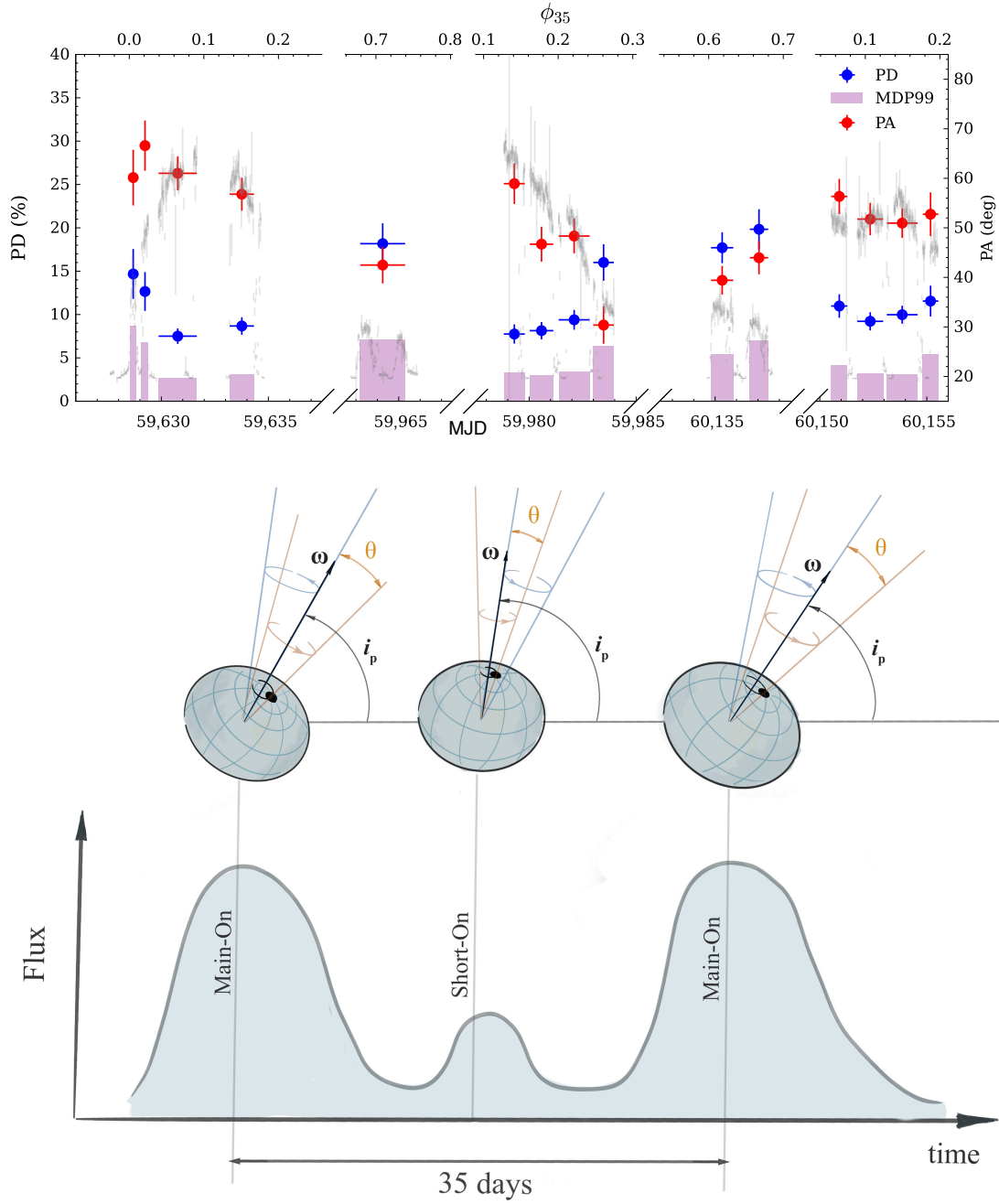


Рис. 6.8: *Верхняя панель:* Эволюция усредненных по фазе импульса степени поляризации (синие кружки, левая ось) и угла поляризации (красные кружки, правая ось) Her X-1 со временем (нижняя ось) и суперорбитальной фазой (верхняя ось). Фиолетовые прямоугольники показывают минимально обнаруживаемую поляризацию с имеющейся статистикой на уровне достоверности 99% ($MDP_{99\%}$). Серые символы показывают эволюцию потока.
Нижняя панель: Схема, демонстрирующая изменение геометрии во время прецессии пульсара Her X-1. Тёмное пятно на поверхности нейтронной звезды указывает на положение магнитного полюса.

ренный через модель вращающегося вектора угол поляризации, зондирует мгновенную ось вращения коры нейтронной звезды через параметры χ_p и i_p , а также положение магнитного полюса относительно мгновенной оси вращения через параметры θ и ϕ_0 . Если кора нейтронной звезды является вытянутой, сплюснутой или трехосной, а ось вращения не совпадает с осью симметрии коры, нейтронная звезда может прецессировать даже в отсутствие внешних моментов сил, поэтому значения χ_p , i_p , θ и ϕ_0 также могут изменяться со временем в течение периода прецессии. Это должно приводить к изменению эволюции угла поляризации в зависимости от фазы вращения. Исходя из отношения периода вращения (1.2 с) к потенциальному периоду прецессии (35 дней) можно сделать вывод, что нейтронная звезда почти симметрична с точностью до нескольких десятимиллионных долей. Если угловой момент коры сохраняется, углы χ_p и i_p также должны оставаться постоянными с точностью до нескольких десятимиллионных долей, и, следовательно, любые наблюдаемые изменения этих углов являются признаком наличия суммарного вращающегося момента, действующего на кору. С другой стороны, значения θ и ϕ_0 могут заметно меняться даже в отсутствие моментов сил, когда ось вращения перемещается по поверхности нейтронной звезды.

Чтобы количественно оценить наблюдаемые изменения используется модель вращающегося вектора, применяемая к каждому наблюдению *IXPE* на разных суперорбитальных фазах. Примеры параметров наилучших аппроксимаций приведены в табл. 6.2. На Рис. 6.8 показаны эволюция поляризационных характеристик *Her X-1* и схематично изображена изменяющаяся геометрия. Из данных видно, что между тремя эпохами (первый "main-on", "short-on" и второй "main-on") различия значительны. В частности, согласно фазоразрешенной поляриметрии, позиционный угол оси вращения на небесной сфере (χ_p) изменился на девять градусов (8.6 ± 2.2) между двумя эпохами "main-on", в то время как другие параметры остались прежними в пределах погрешностей. Это указывает на то, что угловой момент коры изменился в период с февраля 2022 года по февраль 2023 года.

Кроме того, между состоянием "short-on" и последующим "main-on" имеются веские доказательства того, что значение угла между осью вращения и магнитным диполем (θ) в состоянии "main-on" больше, чем в "short-on": $16.0^{+3.1}_{-4.3}$ против $3.7^{+2.6}_{-1.9}$. Большее значение θ отражается в большей амплитуде модуляции угла поляризации по фазе пульса. В принципе, больший вклад рассеянного рентгеновского излучения также мог бы уменьшить разброс поляризации по пульсу во время "short-on", но это также снизило бы степень поляризации ниже наблюдаемого уровня. Изменение значения θ между "short-on" и вторым "main-on" указывает на то, что ось вращения коры сместилась относительно магнитной оси нейтронной звезды. Поскольку доказательств изменения i_M (угол между угловым моментом нейтронной звезды и лучем зрения) или χ_M (позиционный угол углового момента на небе) за этот короткий восемнадцатидневный период не видно, можно утверждать, что для объяснения этой прецессии не требуется суммарный вращающийся момент; она является приблизительно свободной. Более того, момент силы, необходимый для смещения оси вращения симметричной коры на двенадцать градусов за восемнадцать дней, превысил бы момент, создаваемый диском, в три раза [281, 261] и, скорее всего, вызвал бы сопоставимое изменение ориентации оси вращения относительно неба, чего не наблюдается. Приблизительно свободная прецессия умеренно асимметричной коры, порядка нескольких десятимиллионных долей, в течение 35-дневного суперорбитального периода остается наиболее консервативным объяснением наблюдаемых краткосрочных изменений геометрии.

6.4.3 X Persei и GRO J1008–57: ортогональные ротаторы

В рамках программы исследований рентгеновских пульсаров с оптическими компаньонами спектрального класса Ве, обсерватория *IXPE* наблюдала два представителя данного класса объектов, демонстрирующих разные временные и спектральные свойства, но, как выяснилось, обладающие схожей геометрией, а именно, неожиданно большой ко-широтой магнитных полюсов.

X Persei (4U 0352+309) относится к редкому классу постоянных рентгеновских пульсаров низкой светимости с оптическими компаньонами спектрального класса Ве [403]. Пульсации с периодом 835 с были обнаружены у источника с помощью спутника *Copernicus* [522]. Нейтронная звезда движется вокруг своего оптического компаньона, звезды HD24534, по умеренно эксцентричной ($e = 0.11 \pm 0.02$) широкой орбите с периодом $P_{\text{orb}} = 250.3 \pm 0.6$ дней. Орбитальное наклонение составляет $i_{\text{orb}} \approx 30^\circ$, проекция большой полуоси орбиты нейтронной звезды — $a_x \sin i = 454 \pm 4$ св. с., а функция масс — $f(M) = 1.61 \pm 0.05 M_\odot$ [102]. Дополнительные квазипериодические вариации наблюдаемого потока от источника с периодом около 7 лет были отмечены в работе [347]. Недавно на основе данных *Gaia* Early Data Release 3 было определено наиболее точное расстояние до X Persei, составившее 600 ± 13 пк [17].

Магнитное поле нейтронной звезды в X Persei точно не известно, однако все оценки, включая широкополосный спектральный рентгеновский анализ и наблюдаемую эволюцию частоты вращения, указывают на высокие значения напряженности поля (см. дискуссию в главе 5). В частности, разные методы сходятся на величине напряженности магнитного поля порядка $B \sim 4 \times 10^{13} - 2.5 \times 10^{14}$ Гс.

X Persei является ближайшим из известных пульсаров низкой светимости ($L \sim 10^{35}$ эрг с⁻¹), что предоставляет уникальную возможность изучать аккрецию при низких темпах с хорошей статистикой, необходимой для поляриметрических наблюдений. Более того, низкий темп аккреции вещества в этом объекте подразумевает простую геометрическую конфигурацию излучающих областей на поверхности нейтронной звезды (так называемых горячих пятен), что упрощает интерпретацию результатов. Наблюдения X Persei с помощью обсерватории *IXPE* проводились в периоды с 19 по 22 августа и с 16 по 19 сентября 2022 года с общей эффективной экспозицией $\simeq 225$ кс.

Для определения геометрии X Persei использовалась процедура, описанная выше, а именно аппроксимация наблюдаемой вариации поляризационного угла в зависимости от фазы пульса с помощью модели вращающегося вектора. В результате наклонение ограничено значениями $i_p = 162^\circ \pm 12^\circ$. Это согласуется с орбитальным наклонением $i_{\text{orb}} \in [26^\circ, 33^\circ]$, полученным в работе [102] на основе времен прихода рентгеновских импульсов и измеренной функции масс (отметим, что эти ограничения эквивалентны $i_{\text{orb}} \approx 150^\circ$, так как направление вращения не может быть определено из имеющихся данных). Распределение вероятности позиционного угла χ_p имеет широкий пик около $\chi_{p,0} \approx 70^\circ$ с шириной 1σ около 30° (см. Рис. 6.9 и 6.18). Здесь мы отмечаем наличие альтернативного решения $\chi_p = \chi_{p,0} + 180^\circ = 250^\circ$, так как измерить можно только ориентацию плоскости поляризации. Более того, если в излучении доминирует мода необыкновенной волны, то ориентация спина пульсара составляет $\chi_p = \chi_{p,x} = \chi_{p,0} \pm 90^\circ$.

Фаза вращения ϕ_0 , когда ближайший полюс направлен на наблюдателя, имеет два максимума при значениях $\phi_0/(2\pi) \approx 0.25$ и 0.75 , поскольку два поворота угла поляризации сдвинуты почти ровно на половину периода. Наконец, наклонение магнитного диполя (ко-широта) стремится к значениям, близким к 90° , с нижним пределом 75° на уровне значимости 68%.

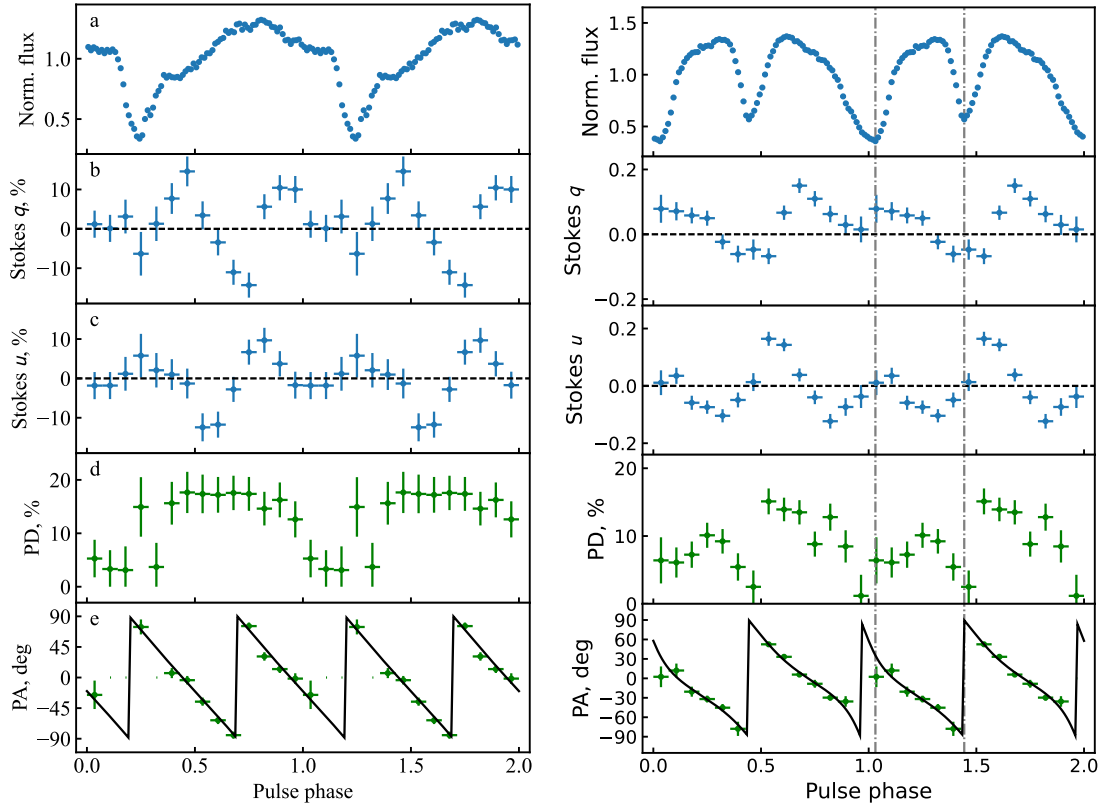


Рис. 6.9: Результаты фазо-разрешенного спектрополяризметрического анализа для двух ортогональных ротаторов: X Persei (слева) и GRO J1008-57 (справа). Эволюция нормированного потока (профиль импульса), параметров Стокса, степени (PD), и угла (PA) поляризации показаны на соответствующих панелях (а–е). Нижние панели также демонстрируют результаты аппроксимации моделью вращающегося вектора.

Резкий провал (дип), наблюдаемый в профиле импульса на фазе ~ 0.25 (Рис. 6.9), когда нормаль к одному из полюсов близка к лучу зрения, может быть связан с затмением горячего пятна аккреционным потоком над поверхностью нейтронной звезды. Однако темп аккреции вещества в X Persei очень низок, и оптическая толщина аккреционного потока кажется слишком малой для подтверждения этой гипотезы. Тем не менее, предположение о затмении пятна на этой фазе также подтверждается наблюдениями выраженного небольшого пика рентгеновского потока в центре дипа, замеченного, например, в данных обсерватории *Suzaku* [301], с соответствующим увеличением отношения жесткости, ранее наблюдавшимся в данных *EXOSAT* [410] и *Ginga* [409]. Это подразумевает, что в данной точке мы смотрим непосредственно вдоль оси магнитного диполя.

Благодаря возможностям энергетического разрешения *IXPE*, можно изучать энергетическую зависимость поляризационных свойств рентгеновских пульсаров, хотя и в довольно узком диапазоне 2–8 кэВ. Большинство источников из нашей выборки не показывают значительной зависимости степени и угла поляризации от энергии. Однако, для X Persei, было обнаружено очень сильное увеличение степени поляризации от $\sim 0\%$ на энергии 2 кэВ до $\sim 30\%$ на энергии 8 кэВ [339]. Причина такого поведения до сих пор остаётся не до конца понятной.

Рентгеновский пульсар GRO J1008–57, в отличие от X Persei, является транзитным источником и наблюдался обсерваторией *IXPE* дважды во время вспышки в ноябре 2022 года [484] в состояниях со светимостью, отличающейся примерно в два раза. Основные свойства и характеристики источника были представлены в главе 4.

IXPE наблюдал GRO J1008–57 дважды в течение одной и той же вспышки I типа в периоды с 13 по 14 ноября и с 18 по 20 ноября 2022 года с общей эффективной экспозицией $\simeq 85$ кс и $\simeq 102$ кс соответственно. Мы не обнаружили существенных различий в поляризационных свойствах GRO J1008–57 между двумя состояниями, несмотря на то, что их светимости различались в два раза. Отметим, что геометрия излучающих областей на поверхности нейтронной звезды в рентгеновских пульсарах зависит от аккреционной светимости и, в частности, должна резко меняться при возникновении аккреционной колонки. Принимая во внимание циклотронную энергию, наблюдаемую у GRO J1008–57 в районе 80–90 кэВ, и соответствующую напряженность магнитного поля на поверхности $\sim 10^{13}$ Гс, можно ожидать, что критическая светимость L_{crit} составит несколько единиц 10^{37} эрг с^{-1} [338]. Это на порядок выше уровня светимости, зафиксированного в обоих наблюдениях. Таким образом, мы полагаем, что сила радиационного давления вблизи поверхности нейтронной звезды не влияет на динамику аккреционного потока, и ожидаем, что в обоих наблюдениях *IXPE* рентгеновские фотоны излучаются горячим пятном. Следовательно, отсутствие резких изменений в геометрии области излучения не является удивительным.

При докритических темпах аккреции поток тормозится в атмосфере нейтронной звезды за счет кулоновских столкновений, что приводит к инвертированному температурному профилю с более горячими верхними слоями и более холодной подстилающей атмосферой [543, 464] (см. главу 5). Типичная длина торможения аккрецируемого вещества в атмосфере зависит от скорости потока [357], которая одинакова в двух состояниях GRO J1008–57 и не зависит от темпа аккреции. Поэтому ожидается, что относительное распределение энерговыделения в атмосфере будет очень похожим. Абсолютное значение локальной температуры может отличаться из-за разного уровня энерговыделения. С другой стороны, учитывая, что аккреционная светимость в двух наблюдениях изменяется всего в ~ 2 раза, локальная температура также не должна существенно измениться (очень приблизительно в $2^{1/4}$ раза). По этой причине мы не ожидаем значительных вариаций поляризации в двух наблюдаемых состояниях. Это позволило нам объединить два наблюдения в один набор данных с более высокой статистикой. Предварительно была сделана проверка, что индивидуальные наблюдения дают согласующиеся результаты.

Корреляция между степенью поляризации и потоком, наблюдаемая в течение периода пульсаций у GRO J1008–57 (см. Рис. 6.9), согласуется с ожидаемым инвертированным температурным профилем, когда аккреционная светимость значительно ниже критической. В этих условиях диаграмма направленности рентгеновского излучения, испускаемого магнитными полюсами, подавлена вдоль нормали к поверхности звезды (поскольку более горячие верхние слои вносят больший вклад в поток, покидающий атмосферу под большим углом к нормали), в то время как степень поляризации имеет тенденцию увеличиваться с ростом угла между нормалью и направлением выхода фотона из-за более сильной зависимости сечений взаимодействия от поляризации рентгеновских лучей при больших углах [336, 444]. Когда темп аккреции близок к критическому, как в случае Cen X-3, на диаграмму направленности уже может влиять рассеяние рентгеновских фотонов на аккреционном потоке над магнитными полюсами нейтронной звезды, что приводит к наблюдаемой антикорреляции между степенью поляризации и пульсирующим потоком [486].

Зависимость угла поляризации от фазы импульса, полученная в результате спектропо-

ляриметрического анализа данных, была аппроксимирована моделью вращающегося вектора, аналогично другим источникам. В результате мы получили точные оценки наклона пульсара $i_p = 130.2 \pm 3.3$, ко-широты магнитных полюсов $\theta = 73.5 \pm 1.9$ и позиционного угла оси вращения пульсара $\chi_p = \chi_{p,O} = 74.8 \pm 4.2$ (см. рисунки 6.9 и 6.18). Однако следует вновь отметить, что позиционный угол оси вращения пульсара определен неоднозначно и может быть направлен в противоположную сторону, составляя $\chi_p = \chi_{p,O} + 180^\circ = 254.8 \pm 4.2$.

Важно также отметить, что наклонение пульсара, оцененное по данным *IXPE* ($i_p \simeq 130^\circ$), оказывается близким к орбитальному наклонению $\sim 144^\circ$, полученному в работе [76] на основе анализа профиля эмиссионной линии $\text{H}\alpha$ из околозвездного диска компаньона. Хотя точность последней оценки может быть предметом дискуссии, это может указывать на то, что аккреционные моменты имели достаточно времени для выравнивания осей вращения нейтронной звезды и орбиты.

Также важно подчеркнуть, что аналогично пульсару X Persei определение ко-широты магнитного полюса указывает на очень высокое значение $\theta \approx 75^\circ$, что говорит о том, что GRO J1008–57 также является почти ортогональным ротатором. Этот результат резко контрастирует с данными для Cen X-3 и Her X-1, где наклон магнитного диполя был намного ниже и составлял около 16° [110, 486]. Эти результаты, по сути, согласуются с некоторыми исследованиями, предсказывающими бимодальное распределение угла наклона магнитного диполя θ с пиками около 0 и 90 градусов в случае изолированных нейтронных звезд (см., например, [268]). Однако мы отмечаем, что в случае аккрецирующих нейтронных звезд предсказания менее специфичны и зависят от механизма аккреции [35].

6.4.4 SMC X-1: самый яркий пульсар, наблюдавшийся IXPE

SMC X-1 – хорошо изученная массивная рентгеновская двойная система в Малом Магеллановом Облаке, которая была впервые обнаружена в работе [386]. Авторы работы [427] подтвердили двойную природу объекта, обнаружив периодические затмения с орбитальным периодом ~ 3.9 дня и измерив наклонение орбиты двойной системы, составившее $\sim 70^\circ$. Период пульсаций в SMC X-1 составляет около 0.7 с [288].

Наблюдаемая светимость SMC X-1 варьируется от приблизительно 10^{37} эрг с^{-1} в низком состоянии до более чем 5×10^{38} эрг с^{-1} в высоком состоянии, что более чем в три раза превышает эддингтоновскую светимость для нейтронной звезды [38]. Это ставит SMC X-1 в промежуточное положение между менее яркими Ве/рентгеновскими двойными [398] и ультраяркими рентгеновскими пульсарами [216].

SMC X-1 также входит в важную, но малочисленную группу рентгеновских пульсаров, демонстрирующих суперорбитальную переменность, которая, как полагают, вызвана искривленным и прецессирующим аккреционным диском. Прецессия диска приводит к периодическому частичному экранированию центрального источника, вызывая модуляцию рентгеновского потока с периодом прецессии. Как отмечено в работе [531], суперорбитальный период SMC X-1 не является стабильным, меняясь в диапазоне от ~ 55 дней до ~ 40 дней [74, 92, 199].

Обсерватория *IXPE* наблюдала SMC X-1 в декабре 2023 года, во время высокого состояния суперорбитального периода (в течение трёх последовательных орбитальных периодов, см. Рис. 6.10), с общей экспозицией ~ 320 кс. Результаты фазо-разрешенного поляриметрического анализа объединенного набора данных в энергетическом диапазоне 2–8 кэВ показаны на Рисунке 6.11. Модель вращающегося вектора была применена как к отдельным наблюдениям, так и к объединенному набору данных. Результаты представлены на Рисунке 6.18.

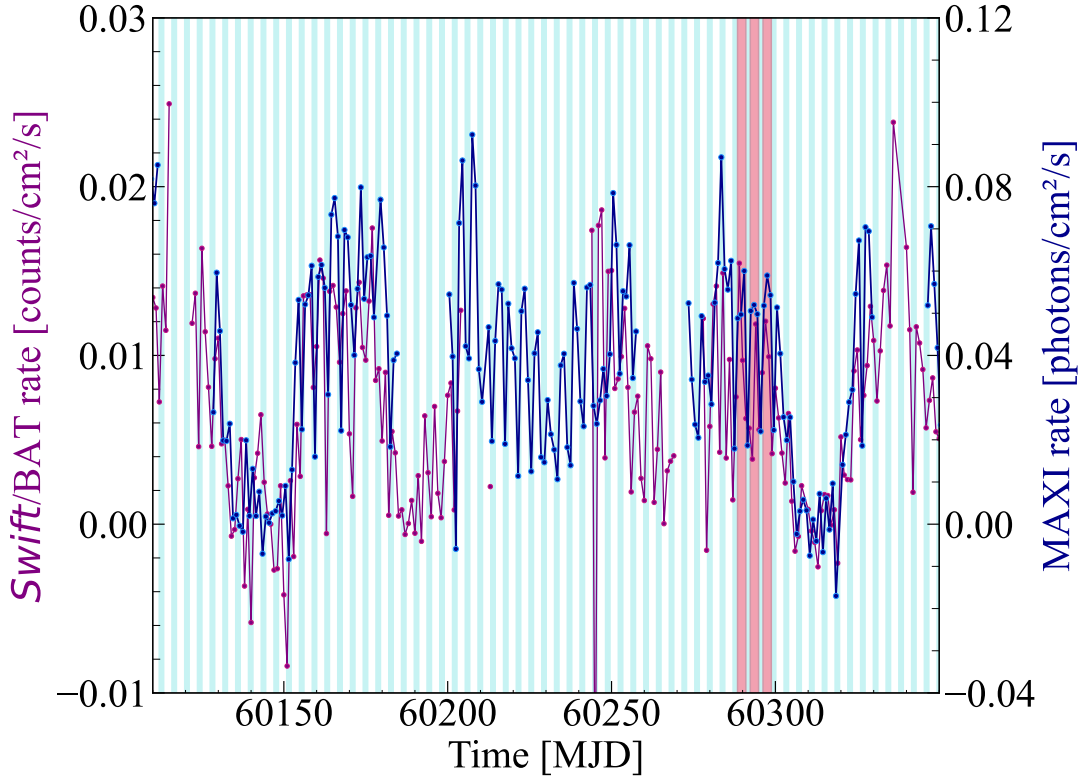


Рис. 6.10: Усредненные за сутки кривые блеска SMC X-1 по данным *Swift*/BAT (15–50 кэВ) и MAXI (4–10 кэВ), показанные фиолетовым и синим цветами соответственно. Вертикальные светло-голубые линии обозначают затмения компаньоном, а вертикальные розовые линии указывают моменты наблюдений обсерватории *IXPE*. Погрешности удалены для наглядности.

Данная модель обеспечивает в целом хорошее описание как объединенного набора данных, так и отдельных наблюдений.

На Рисунке 6.18 видно, что позиционный угол пульсара χ_r демонстрирует изменения в ходе наблюдений, уменьшаясь с шагом примерно в 10.0° . Аналогичным образом, степень поляризации также претерпевает изменения между отдельными наблюдениями, увеличиваясь со временем и по мере снижения светимости. Наблюдения SMC X-1 проводились в высоком состоянии, соответствующем различным суперорбитальным фазам. Суперорбитальная переменность обычно связывается с прецессией аккреционного диска, вызывающей периодическое экранирование центрального источника. Рассеяние в ветре диска может приносить поляризованную компоненту, что способно привести к изменениям в зависимости позиционного угла в зависимости от суперорбитальной фазы (см. параграф 6.5).

SMC X-1 является самым ярким рентгеновским пульсаром, наблюдавшимся с помощью *IXPE*. Сверхкритическая светимость указывает на наличие аккреционной колонки [23], которая, как ожидается, должна приводить к высоким значениям степени поляризации [54]. Однако степень поляризации для SMC X-1 относительно низка, что согласуется с данными по другим рентгеновским пульсарам, наблюдавшимся с помощью *IXPE*.

Более низкая степень линейной поляризации при более высоких наблюдаемых светимостях в SMC X-1 может быть связана с геометрией излучающей области в сверхкритическом

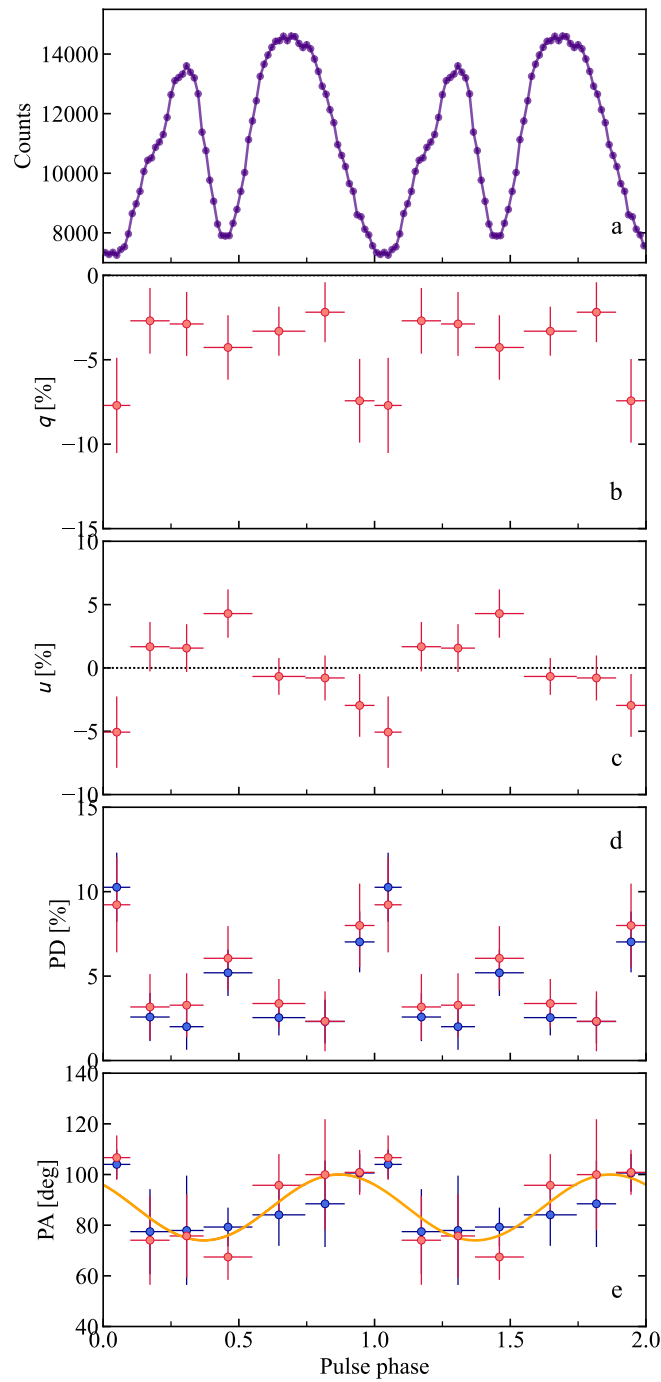


Рис. 6.11: Результаты фазо-разрешенного поляриметрического анализа SMC X-1 в диапазоне 2–8 кэВ, объединяющего данные трех индивидуальных наблюдений источника. *Панель (a)*: Профиль импульса. *Панели (b) и (c)*: Зависимость параметров Стокса q и u от фазы импульса. *Панели (d) и (e)*: Степень поляризации (PD) и позиционный угол (PA) как функция фазы импульса (разные цвета соответствуют разным методам обработки данных). Оранжевая кривая на панели (e) демонстрирует наилучшую аппроксимацию объединенного набора данных моделью вращающегося вектора.

режиме аккреции и/или вкладом магнитосферного аккреционного потока. Появление аккреционной колонки при светимостях $\gtrsim 10^{37}$ эрг с^{-1} приводит к облучению поверхности нейтронной звезды и вкладу отраженного рентгеновского излучения в наблюдаемый поток и поляризацию (см., например, [383, 377]). В этом случае степень поляризации может снижаться из-за возможности различного вклада необыкновенной (X) и обыкновенной (O) мод в полный поток.

При светимостях $\gtrsim 10^{38}$ эрг с^{-1} аккреционный поток между внутренним радиусом диска и поверхностью нейтронной звезды может быть оптически толстым для комптоновского рассеяния и, следовательно, рассеивать часть рентгеновских фотонов [335, 330, 43]. Основным процессом, ответственным за непрозрачность магнитосферного аккреционного потока при $E > 1$ кэВ, является комптоновское рассеяние. Из-за наклона магнитного диполя относительно оси вращения нейтронной звезды аккреционный поток покрывает лишь часть магнитосферной поверхности. Ожидается, что оптическая толщина будет больше (до $\tau \sim 10$) в областях, расположенных близко к плоскости аккреционного диска и поверхности нейтронной звезды, вследствие относительно высокой локальной поверхностной плотности потока. Минимальная оптическая толщина в областях магнитосферы, покрытых аккреционным потоком, составляет $\tau_{\min} \approx 0.7$ [140].

Для наблюдаемой светимости в SMC X-1 ($\sim 2 \times 10^{38}$ эрг с^{-1}) и при условии совпадения оси вращения нейтронной звезды с осью диска, магнитосферный поток рассеивает до 40% рентгеновских фотонов в зависимости от диаграммы направленности излучения. Для наклонного ротатора вклад фотонов, рассеянных в магнитосфере, в общий поток зависит от угла обзора наблюдателя, но в среднем остается близким к 40%. Поскольку ожидается, что радиус магнитосферы R_m больше адиабатического радиуса $R_{\text{ад}}$ (6.1) [165, 468], рассеяние рентгеновских фотонов на поверхности магнитосферы может привести к деполяризации. Чем выше светимость и оптическая толщина потока, тем ниже степень поляризации.

Появление оптически толстого потока, покрывающего лишь часть магнитосферы нейтронной звезды в SMC X-1, согласуется с наличием пульсирующей мягкой чернотельной компоненты в спектре источника на энергиях < 2 кэВ, о которой сообщалось ранее для данного объекта (см., например, [372]). Следует, однако, отметить, что мягкий спектральный избыток в SMC X-1 также может быть объяснен отражением рентгеновских фотонов от аккреционного диска, искривленного вблизи внутреннего радиуса [197]. Если это действительно так, то и степень поляризации, и позиционный угол могут подвергаться влиянию отражения рентгеновского излучения от такого диска. Таким образом, для определения природы наблюдаемых вариаций поляризационного угла с фазой супер-орбитального цикла требуются дополнительные более чувствительные наблюдения в более широком диапазоне фаз суперорбитального цикла.

6.5 Открытие неп пульсирующей поляризованной компоненты излучения в рентгеновских пульсарах

Как обсуждалось до сих пор, большинство поляриметрических наблюдений рентгеновских пульсаров хорошо описываются моделью вращающегося вектора. При этом иногда параметры модели меняются со временем. В некоторых источниках, как например в Her X-1, их вариация может быть объяснена прецессией нейтронной звезды [192, 546]. Однако, иногда вариации слишком велики, чтобы мы могли поверить в изменения геометрии системы. Первый случай такого рода произошел с ярким транзитным рентгеновским пульсаром RX J0440.9+4431, который вспыхнул в начале 2023 года.

Обсерватория *IXPE* провела два наблюдения с интервалом в две недели. Профиль импульса показал некоторые вариации (Рисунок 6.12a), а степень поляризации выросла с менее чем 10% до более чем 15% (Рисунок 6.12b), когда поток упал всего на 30%. К нашему большому удивлению, самые большие изменения произошли в поведении угла поляризации (см. Рисунок 6.12c). Хотя модель вращающегося вектора довольно хорошо аппроксимирует фазовую зависимость угла для обоих наблюдений, ее параметры очень сильно изменились (см. Таблицу 6.2 и работу [109]). При этом, например, наклонение пульсара и магнитной оси изменились примерно на $\sim 40^\circ$ и $\sim 30^\circ$ соответственно, а χ_p повернулся на $\sim 90^\circ$. Хотя последнее изменение может быть связано с переключением между поляризационными модами излучения, сильные вариации других параметров всего за две недели было трудно понять.

Детальный взгляд на траектории, которые источник оставляет на плоскости параметров Стокса, показывает, что они очень похожи (см. Рисунок 6.12e), но амплитуда больше во втором наблюдении, и, что еще более важно, траектории лежат по разные стороны от начала координат, что приводит к очень разным значениям поляризационного угла. Этот факт привел к идее, что в данных RX J0440.9+4431 есть две поляризованные компоненты. Первая связана с пульсаром и описывается моделью вращающегося вектора. Вторая не зависит от фазы пульсара. В этом случае абсолютные (но масштабированные, например, к среднему значению потока) параметры Стокса для каждого наблюдения могут быть выражены как сумма переменной и постоянной компонент:

$$\begin{aligned} I(\phi) &= I_c + I_p(\phi), \\ Q(\phi) &= Q_c + P_p(\phi)I_p(\phi)\cos[2\chi(\phi)], \\ U(\phi) &= U_c + P_p(\phi)I_p(\phi)\sin[2\chi(\phi)]. \end{aligned} \quad (6.5)$$

Здесь индексы обозначают постоянную (с) и пульсирующую (р) компоненты. Параметры Стокса постоянной компоненты являются дополнительными свободными параметрами в аппроксимирующей модели. Модель вращающегося вектора теперь должна аппроксимировать угол поляризации переменной компоненты для обоих наблюдений одновременно, который может быть получен из

$$\chi(\phi) = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{U(\phi) - U_c}{Q(\phi) - Q_c} \right]. \quad (6.6)$$

Чтобы проиллюстрировать эту двухкомпонентную модель, мы строим собственные параметры Стокса, т.е. те, из которых вычтена наилучшим образом подобранная постоянная компонента, на Рисунке 6.12f. Если до вычитания поляризационные углы для двух наблюдений на одних и тех же фазах имели совершенно разные значения (Рисунок 6.12c), то после вычитания они схожи, что иллюстрируется голубыми стрелками на Рисунке 6.12f, и могут быть аппроксимированы общей моделью вращающегося вектора (см. Рисунок 6.12d).

Из наилучшим образом подобранных параметров Стокса постоянной компоненты Q_c и U_c можно получить поляризованный поток этой компоненты $P_c I_c = \sqrt{Q_c^2 + U_c^2}$, который оказался 3–4.5% (от усредненного по импульсу потока) в зависимости от наблюдения. Интересно, что поляризационный угол постоянной компоненты χ_c оказался согласующимся с поляризационным углом оптического излучения χ_o в RX J0440.9+4431. Эти два факта были интерпретированы как свидетельство в пользу того, что аккреционный диск ответственен за постоянную поляризованную компоненту, и аккреционный диск и диск истечения Ве-звезды являются копланарными. Излучение, рассеянное в экваториальном истечении, поляризовано параллельно оси диска с зависимостью от наклона $PD = \sin^2 i / (3 - \cos^2 i)$ [465] и таким

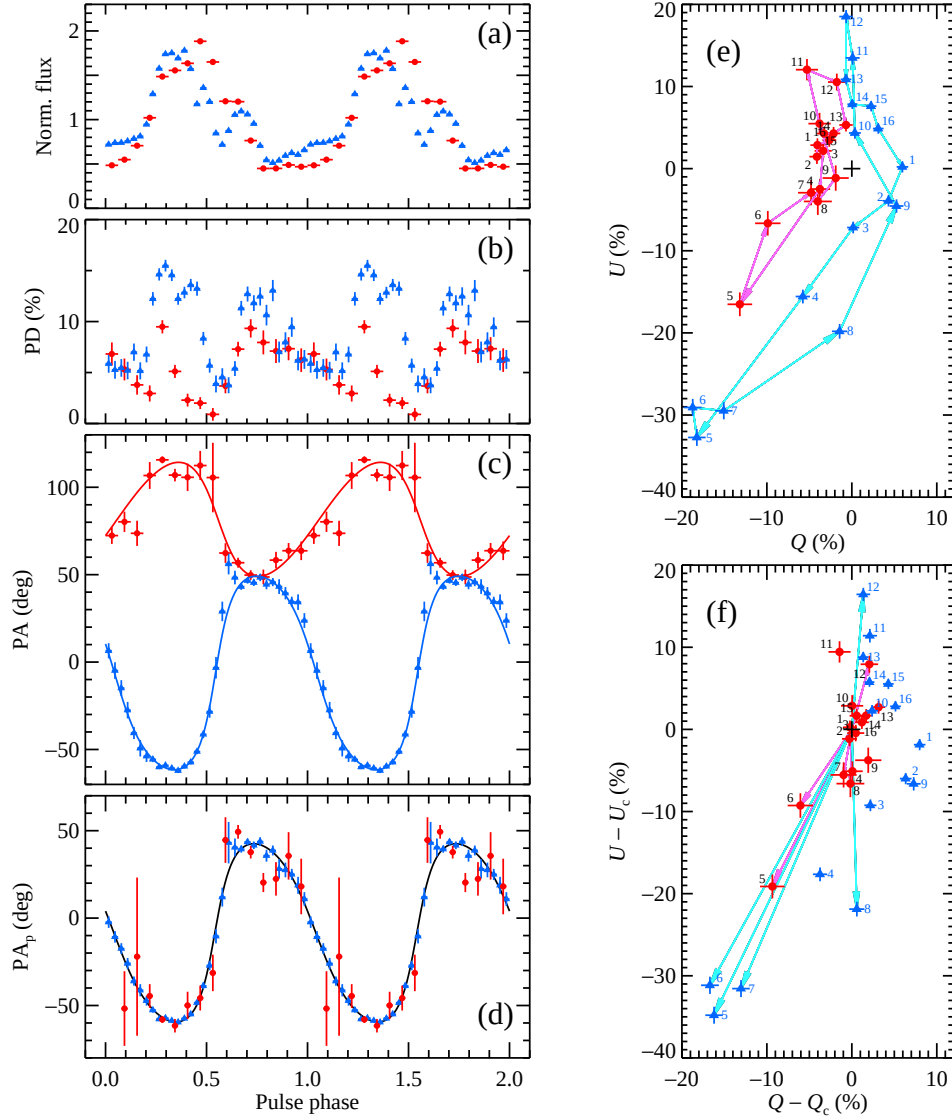


Рис. 6.12: Зависимость поляриметрических характеристик пульсара RX J0440.9+4431 от фазы импульса. (a) Нормированный поток, (b) степень поляризации PD, (c) угол поляризации PA, и (d) PA пульсирующей компоненты излучения после вычитания постоянной компоненты. Красные кружки и синие треугольники соответствуют двум наблюдениям с интервалом в две недели. Панель (e) показывает наблюдаемые фазо-разрешенные абсолютные параметры Стокса Q и U (масштабированные к среднему потоку), пересчитанные в те же фазовые интервалы. Числами отмечены фазовые интервалы от 1 до 16, соединенные стрелками. Панель (f) — та же диаграмма с вычитенной постоянной компонентой. Стрелки теперь соединяют начало координат с несколькими wybranными точками, иллюстрируя, что стрелки, соответствующие одному и тому же фазовому интервалу в двух наблюдениях, почти параллельны, что подразумевает схожие значения поляризационного угла.

образом может достигать значения 33% для наблюдателей, смотрящих с ребра. Более того, степень поляризации медленно падает с уменьшением наклона и довольно слабо зависит от вертикальной протяженности ветра. В качестве альтернативы, излучение пульсара может рассеиваться в аккреционной занавеске, где диск взаимодействует с магнитосферой. Значения в несколько процентов для $P_c I_c$ могут быть достигнуты, если, например, постоянная компонента поляризована на уровне $\sim 20\%$ и вносит $\sim 10\text{--}20\%$ в общий поток; эти числа реалистичны в сценарии аккреционного ветра. С другой стороны, позиционный угол пульсара χ_p оказался отличающимся примерно на $\sim 75^\circ$ (или $\sim 15^\circ$, если в излучении пульсара доминирует X-мода) от χ_c , что подразумевает возможное отклонение между осью вращения пульсара и орбитальной осью.

RX J0440.9+4431 является не единственным примером рентгеновского пульсара где требуется включение непульсирующей поляризованной компоненты излучения для объяснения свойств источника. Летом 2023 года сверхъяркий рентгеновский пульсар Swift J0243.6+6124, описание свойств которого можно найти в параграфе 3.4.2, показал очередную яркую вспышку излучения и *IXPE* наблюдал его три раза по два дня каждый раз с интервалом около двух недель [385]. Аналогично с RX J0440.9+4431, хоть и не так экстремально, данный пульсар продемонстрировал значительные вариации поляриметрических свойств на разных уровнях светимости.

В первых двух наблюдениях угол поляризации демонстрировал синусоидальный характер, но с половиной периода (двойная синусоида), что не согласуется с моделью вращающегося вектора. Во время последнего наблюдения поляризационный угол показал четкий пилообразный характер, подразумевающий $i_p < \theta_p$. Поскольку первые два набора данных не могут быть смоделированы простой моделью вращающегося вектора, была применена двухкомпонентная модель, что привело к гораздо лучшему описанию данных и позволило получить геометрические параметры пульсара (см. Таблицу 6.2).

Предполагая идентичность параметров модели переменной компоненты излучения для трех наблюдений, были получены значения позиционного угла постоянной компоненты χ_c в диапазоне от -20.0° до 15.0° . В допущении, что позиционный угол остается неизменным для всех наблюдений, было получено значение $\chi_c = 8.0^\circ \pm 7.0^\circ$. Также, принимая вклад постоянной компоненты равным 10.0% от среднего потока, было установлено, что степень поляризации данной компоненты варьируется в пределах от 15.0% до 30.0%. Наклонение оси вращения нейтронной звезды относительно луча зрения было оценено как $i_p = 15.0^\circ\text{--}40.0^\circ$, ко-широта магнитного диполя составила $\theta_p = 60.0^\circ\text{--}80.0^\circ$, а позиционный угол пульсара $\chi_p \approx -50.0^\circ$.

На основе оптических поляриметрических наблюдений источника и близлежащих звезд поля было определено, что собственный позиционный угол поляризации объекта χ_o находится в интервале от 20.0° до 50.0° , в зависимости от выбора звезды поля для оценки вклада межзвездной компоненты. Минимальное значение χ_o согласуется с величиной χ_c в пределах 2.0σ , в то время как более высокие значения позиционного угла демонстрируют явное несоответствие. Если интерпретировать оптическую поляризацию как результат рассеяния в декреционном диске вокруг оптического компаньона, полученные данные указывают на возможное рассогласование осей аккреционного и декреционного дисков. Также отклонение χ_c от позиционного угла пульсара χ_p подразумевает наличие рассогласования между осью вращения пульсара и осью орбиты (аккреционного диска) на величину $\gtrsim 30.0^\circ$.

6.6 Энергетическая зависимость поляризметрических свойств рентгеновских пульсаров

В основном, рентгеновские пульсары, которые наблюдались обсерваторией *IXPE* не демонстрировали сильной зависимости своих поляризметрических свойств от энергии фотонов. Однако, в некоторых объектах были обнаружены особенности поведения, которые очень сложно объяснить в рамках существующих моделей.

Vela X-1

Vela X-1 (также известный как 4U 0900–40) – яркий постоянный рентгеновский пульсар, который часто считается архетипом аккректора из звездного ветра и остается одной из наиболее изученных массивных рентгеновских двойных систем [70]. Система состоит из нейтронной звезды и оптического компаньона GP Vel – сверхгиганта спектрального класса B0.5Ib [390]. *Vela X-1* имеет период пульсаций 283 с [311] и орбитальный период 8.964 дня [499, 504]. В системе наблюдаются затмения продолжительностью около 2 дней, а нижний предел на орбитальное наклонение составляет $i = 73^\circ$ [504]. *Vela X-1* глубоко погружен в звездный ветер своего компаньона, а его рентгеновская светимость варьируется на всех временных шкалах со средним значением около $L_X \sim 4 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ [450, 250]. Известно, что источник демонстрирует так называемый ”мягкий избыток” (soft excess), который приписывается вкладу дополнительного низкоэнергетического компонента в общий спектральный континуум. Источник этого компонента точно не установлен, но предполагается, что он может возникать в плотном звездном ветре, окружающем нейтронную звезду, либо представлять собой тепловое излучение с ее поверхности (см., например, [196]).

Наблюдения *Vela X-1* обсерваторией *IXPE* проводились в периоды с 15 по 21 апреля 2022 года и с 30 ноября по 6 декабря 2022 года. Уже в фазо-усредненных данных была выявлена сильная зависимость параметров Стокса от энергии (Рис. 6.13). Наблюдаемое уникальное поведение приводит к тому, что, во-первых, на низких энергиях значение степени поляризации уменьшается с энергией, достигая минимума около $\sim 3.5 \text{ кэВ}$ [139]. Выше этой энергии она начинает расти, достигая около 10% на энергии 8 кэВ. Однако самый захватывающий факт заключается в том, что угол поляризации совершает поворот на 90° между низкими и высокими энергиями. Это, в сочетании с очень сложной формой профиля импульса, приводит к очень сложным фазово-разрешенным вариациям поляризационного угла, которые не могут быть аппроксимированы с помощью модели вращающегося вектора.

Учитывая данный результат и хорошо установленный факт наличия мягкого избытка в спектре источника, энергетическая зависимость свойств поляризации может быть обусловлена наличием двух отдельных поляризованных компонент различного происхождения. Следовательно, зависимость поляризационного угла от фазы импульса на низких и высоких энергиях должна демонстрировать различное поведение. В таком случае модель вращающегося вектора может быть применена к измерениям поляризационного угла той компоненты, которая связана с собственным излучением пульсара на магнитных полюсах нейтронной звезды (то есть к высокоэнергетической компоненте).

Для этого мы провели детальный спектро-поляризметрический анализ излучения источника, позволяющий выделить индивидуальные поляризационные свойства мягкого и жесткого компонентов спектрального континуума. Для описания континуума *Vela X-1* исторически использовалось несколько феноменологических моделей (см. работу [248] и ссылки в ней). Рентгеновское излучение ниже 10 кэВ хорошо описывается простым поглощенным

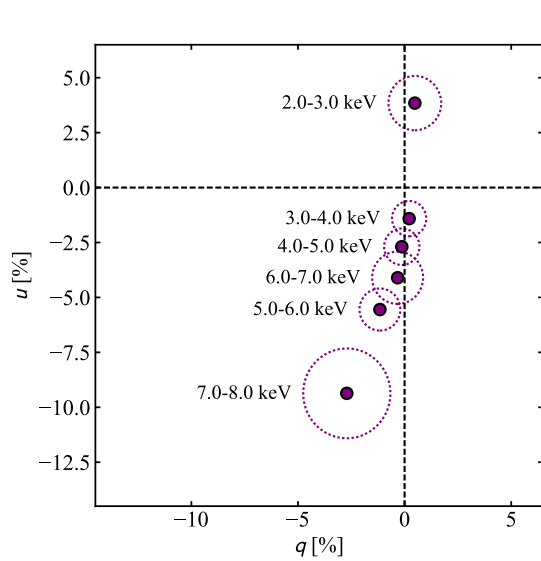


Рис. 6.13: Энергетическая зависимость нормированных параметров Стокса q и u для усредненных по фазе данных наблюдений пульсара Vela X-1.

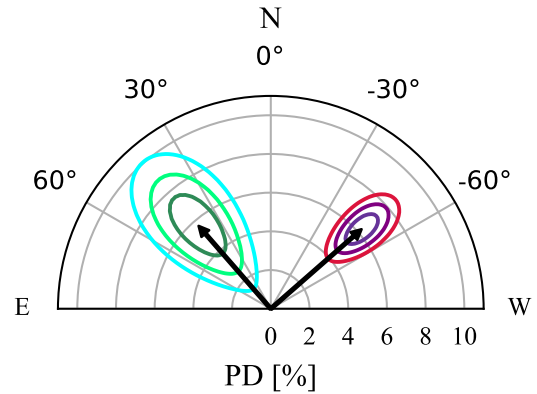


Рис. 6.14: Вектор поляризации излучения Vela X-1 по результатам фазо-усредненного спектро-поляриметрического анализа данных *IXPE*. Контуры, соответствующие доверительным уровням 68.3%, 95.45% и 99.73%, показаны для разных спектральных компонентов: тормозного излучения и степенного закона зеленоватым и красноватым цветами соответственно.

степенным законом, а для учета мягкого избытка ниже 3 кэВ мы использовали модель тормозного излучения ($kT \sim 0.5$ кэВ; [173]). Результирующие контуры достоверности для степени и угла поляризации отдельных спектральных компонент показаны на Рис. 6.14. Результаты демонстрируют, что двухкомпонентная модель эффективно объясняет данные: разность угла поляризации между компонентами близка к 90° . Спектральный анализ показывает, что потоки этих двух компонентов оказываются равными на энергии ~ 3.5 кэВ. На этой энергии степень поляризации обращается в ноль, так как вклады от двух компонентов с почти равными степенями поляризации и ортогональными углами поляризации взаимно компенсируются.

В идеале такой спектро-поляриметрический анализ хотелось бы сделать и для фазо-разрешенных данных, однако имеющаяся статистика не позволяет сделать это. Поэтому был применен упрощенный подход с разделением общего энергетического диапазона на низко- и высокоэнергетические части в районе энергии 3.5 кэВ. Статистика в низкоэнергетической части все еще не позволила получить значимую зависимость поляризационного угла от фазы, тогда как высокоэнергетическая часть показывает четко структурированное поведение степени и угла поляризации (для последнего – в виде одиночной синусоиды, в отличие от сложного поведения в полном энергетическом диапазоне [139]). Полученные зависимости для обоих диапазонов показаны на Рис. 6.15. Такое структурированное поведение угла поляризации в высокоэнергетическом диапазоне позволило применить модель вращающегося вектора и определить геометрию системы (см. Рис. 6.18 в параграфе 6.7).

Модель обеспечивает в целом хорошее описание позиционного угла высокоэнергетической компоненты (см. Рис. 6.15). Ко-широта магнитного диполя и позиционный угол пульсара определены как $\theta = 13.0^\circ \pm 6.0^\circ$ и $\chi_p = 127.0^\circ \pm 3.0^\circ$ соответственно. Наклонение определено менее точно, однако оценка $i_p = 98.0^{+33.0}_{-47.0}$ градусов согласуется с нижним пре-

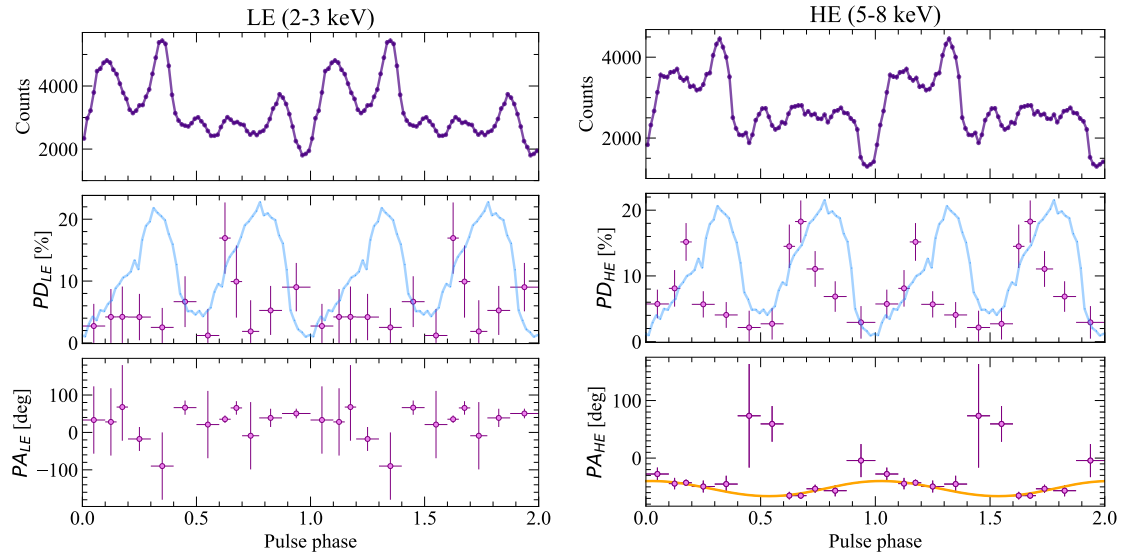


Рис. 6.15: Результаты фазо-разрешенного спектрополяризметрического анализа Vela X-1 на основе данных *IXPE* в диапазонах низких энергий (LE; 2–3 кэВ; *слева*) и высоких энергий (HE; 5–8 кэВ; *справа*). *Верхние панели*: Профили импульса (в отсчетах), соответствующие диапазонам низких и высоких энергий. *Средние и нижние панели*: Зависимость степени (PD) и угла поляризации (PA) от фазы импульса соответственно. Профиль импульса по данным *NuSTAR* в энергетическом диапазоне 15–45 кэВ представлен на панелях степени поляризации светло-голубым цветом. Оранжевая кривая на панели угла поляризации демонстрирует наилучшую аппроксимацию данных в высокоэнергетическом диапазоне моделью вращающегося вектора.

делом орбитального наклонения в 73.0° , приведенным в работе [504].

В работе [47] были обнаружены свидетельства наличия неантиподальных полярных шапок в Vela X-1 с использованием спектральной модели неоднородной замагниченной атмосферы, сопоставленной с фазо-разрешенными спектральными данными, полученными со спутника *Ginga*. Было установлено, что ось вращения и средняя магнитная ось расположены относительно близко (то есть были получены малые ко-широты магнитного диполя для обеих шапок), и они наблюдаются при большом наклонении относительно луча зрения. Углы между центром полярной шапки и осью вращения для первой и второй шапок составили $22.0^\circ \pm 12.0^\circ$ и $168.0^\circ \pm 12.0^\circ$ соответственно. Эти результаты согласуются с данными, представленными на Рисунке 6.18, где результаты аппроксимации моделью вращающегося вектора аналогичным образом дают малое значение ко-широты магнитного диполя $\theta = 13.0^\circ \pm 6.0^\circ$.

Известно, что профиль импульса Vela X-1 демонстрирует уникальную и сложную пятипиковую структуру на низких энергиях. Однако на высоких энергиях профиль импульса трансформируется в более простую двухпиковую структуру. Используя данные телескопа *NuSTAR* в энергетическом диапазоне 15–45 кэВ, мы сравнили профиль импульса на высоких энергиях с результатами фазо-разрешенного спектрополяризметрического анализа как на низких, так и на высоких энергиях (см. Рис. 6.15). Фазовая зависимость степени поляризации демонстрирует заметную корреляцию (хотя и с некоторым сдвигом по фазе) с профилем импульса на высоких энергиях, при этом минимумы потока примерно соответ-

ствуют минимумам степени поляризации.

Было предложено два независимых механизма для объяснения уникальной энергетической зависимости поляриметрических свойств Vela X-1. Во-первых, рассматривается вариант того, что поляризация обусловлена двумя спектральными компонентами с независимой поляризацией и разностью поляризационных углов в 90.0° между ними. Сделать какие-либо выводы о происхождении мягкой компоненты на основе ее поляриметрических свойств затруднительно. В силу того факта, что мы наблюдаем схожий уровень доли пульсирующего излучения как в низкоэнергетическом, так и в высокоэнергетическом диапазонах, можно сделать вывод, что низкоэнергетическая компонента является пульсирующей и должна исходить из достаточно компактной области. Следовательно, возможно, что низкоэнергетическая компонента порождается тепловым излучением компактных областей на поверхности нейтронной звезды, находящихся в непосредственной близости от основания аккреционной колонки и освещаемых ей, что приводит к разности поляризационных углов в 90.0° по сравнению с поляризационным углом высокоэнергетической компоненты.

Согласно второму механизму, различие в поляризационных углах в 90.0° может быть вызвано эффектом вакуумного резонанса, приводящим к конверсии одной моды поляризации в другую. Значение вакуумной поляризации для переноса излучения в сильно замагниченных атмосферах нейтронных звезд было детально исследовано в работах [265, 266, 264]. Основные выводы заключаются в следующем. Виртуальные электрон-позитронные пары в сильном магнитном поле изменяют тензор диэлектрической проницаемости плазмы и, как следствие, ее непрозрачность, особенно для необыкновенной моды (Х-моды).

Вакуумный резонанс возникает на глубине, где вклады вакуумной поляризации и плазмы в тензор диэлектрической проницаемости становятся равными. Плотность плазмы на этой глубине должна удовлетворять следующему условию:

$$\rho_V \approx E^2 B_{14}^2 \text{ г см}^{-3}, \quad (6.7)$$

где E — энергия фотона в кэВ, а $B_{14} = B/10^{14}$ Гс. Это означает, что для заданной напряженности магнитного поля глубина вакуумного резонанса сильно зависит от энергии фотона.

На глубине вакуумного резонанса интенсивности в двух модах частично преобразуются друг в друга. При некоторой энергии фотонов соответствующие выходящие потоки могут стать равными друг другу. При определенных условиях (температурная структура и плотность в атмосфере) энергия, при которой это происходит, попадет в диапазон *IXPE*. Поскольку позиционный угол необыкновенной моды (Х-моды) отличается на 90.0° от позиционного угла обыкновенной моды (О-моды), это может привести к наблюдаемому скачку поляризационного угла на 90.0° при переходе от низких энергий фотонов к высоким.

Cen X-3

Более детальное исследование поляризационных свойств пульсара Cen X-3, описанных в параграфе 6.4.1, выявило неожиданную энергетическую зависимость угла поляризации в узком диапазоне фаз пульса. Как показано на верхней панели Рисунка 6.16, нормированные профили импульса в значительной степени согласуются на разных энергиях, что указывает на ограниченную спектральную эволюцию по фазе в узком энергетическом диапазоне *IXPE*. Поляризационный угол в большинстве фазовых бинов также согласуется в различных энергетических диапазонах. Однако в фазовых интервалах 0.286–0.429 и 0.429–0.572

угол поляризации демонстрирует четкую зависимость от энергии. Для дальнейшей иллюстрации этого различия были построены графики для двух фазовых интервалов: 0.143–0.286 и 0.286–0.429. Как показано на Рисунке 6.17, в этих двух интервалах наблюдается качественно различная эволюция поляризационного угла с энергией: в одном случае виден четкий линейный тренд, в то время как в другом значение остается почти постоянным.

Параметры наилучшей аппроксимации моделью вращающегося вектора, показанные на нижней панели Рисунка 6.16, различаются для разных энергетических диапазонов. Позиционный угол оси вращения (χ_p) и ко-широта магнитного диполя (θ) в целом согласуются в различных энергетических диапазонах, при этом наиболее заметные вариации наблюдаются для параметров i_p и ϕ_0 , которые демонстрируют четкую энергетическую зависимость. Такое сильное, зависящее от фазы поведение поляризационного угла не согласуется с предсказаниями модели двойного лучепреломления в вакууме. Данная модель может объяснить скачек поляризационного угла на 90.0° , как наблюдается в случае источника Vela X-1 [141]. В Cen X-3, однако, эволюция поляризационного угла с энергией отклоняется от скачка на 90.0° , предсказываемого для конверсии мод при вакуумном резонансе.

Введение дополнительной непульсирующей поляризованной компоненты излучения, которая помогла получить единое решение модели вращающегося вектора для нескольких наблюдений транзиентных пульсаров RX J0440.9+4431 и Swift J0243.6+6124, не решило проблему в случае Cen X-3. Это позволяет предположить, что вклад дополнительной поляризованной компоненты, которая обсуждалась в параграфе 6.5 может зависеть от фазы импульса.

Предполагается, что дополнительная компонента возникает в результате рассеяния в ветре диска или в магнитосферном аккреционном потоке. В таких сценариях количество рассеянных рентгеновских фотонов может изменяться в зависимости от фазы импульса, при этом более высокая доля рассеяния наблюдается при определенных углах обзора. Это приводит к зависящим от фазы вариациям параметров Стокса дополнительной компоненты. Данное предположение косвенно подтверждается значительными модуляциями с фазой пульса таких спектральных параметров как плотность вещества на луче зрения (N_H) и эквивалентная ширина эмиссионной линии железа [548]. Однако, чтобы однозначно определить природу обнаруженных вариаций поляризационного угла с фазой пульса, необходимы одновременные спектральные и поляризационные наблюдения с высокой статистикой, которые пока отсутствуют.

6.7 Определение геометрии рентгеновских пульсаров

Для всех рентгеновских пульсаров, которые наблюдались обсерваторией *IXPE* и имеют достаточную статистику, были определены геометрические параметры, а именно ориентация дипольного магнитного поля нейтронной звезды, используя модель вращающегося вектора (см. параграф 6.3). Как уже обсуждалось выше, данная модель имеет теоретическое обоснование, поскольку вектор поляризации излучения, генерируемого на магнитных полюсах, вращается, подстраиваясь под геометрию магнитного поля, пока фотоны не достигнут адиабатического радиуса [195], где магнитное поле является преимущественно дипольным.

Для аппроксимации данной моделью использовался набор параметров Стокса (q, u) как функция фазы пульсара. Распределение угла поляризации не является нормальным, поэтому использовалась функцию плотности вероятности из работы [345]:

$$G(\chi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\pi}} + \eta e^{\eta^2} [1 + \operatorname{erf}(\eta)] \right\} e^{-\chi^2/2}, \quad (6.8)$$

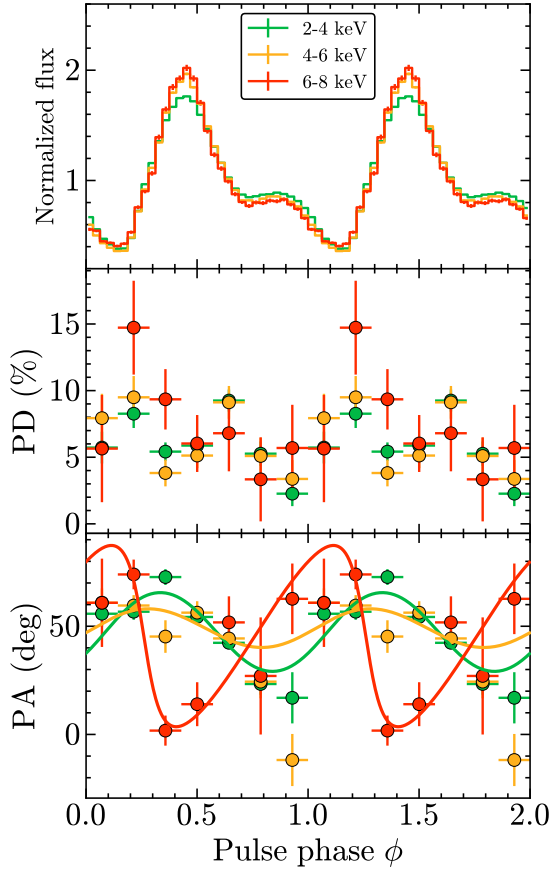


Рис. 6.16: Результаты фазо-разрешенного спектрополяризметрического анализа излучения Cen X-3 в различных энергетических диапазонах. *Верхняя панель:* нормированные профили импульса в трех энергетических диапазонах. *Средняя панель:* вариации степени поляризации в зависимости от фазы импульса для тех же диапазонов энергии. *Нижняя панель:* вариации поляризационного угла в зависимости от фазы импульса. Энергетические диапазоны 2.0–4.0, 4.0–6.0 и 6.0–8.0 кэВ показаны зеленым, оранжевым и красным цветами соответственно. Сплошные линии на нижней панели представляют аппроксимацию вариаций поляризационного угла однокомпонентной моделью вращающегося вектора.

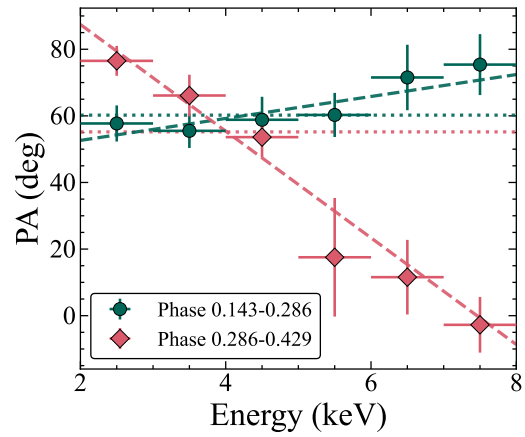


Рис. 6.17: Энергетическая зависимость поляризационного угла для фазовых интервалов 0.143–0.286 и 0.286–0.429. Пунктирные и штриховые линии соответствуют аппроксимации константой и линейной функцией соответственно.

Таблица 6.2: Параметры наилучшей аппроксимации фазовых вариаций поляризационного угла моделью вращающегося вектора для пульсаров, наблюдаемых *IXPE*.

Название	i_p [град]	θ_p [град]	χ_p [град]
Cen X-3	70.2 (фиксировано)	16.4 ± 1.3	49.2 ± 1.1
Her X-1 (главное вкл.)	56^{+24}_{-20}	$3.7^{+2.6}_{-1.9}$	42 ± 2
Her X-1 (короткое вкл.)	90 ± 30	$16.3^{+3.5}_{-4.1}$	57.9 ± 2.1
GRO J1008–57	130 ± 3	74 ± 2	75 ± 4
EXO 2030+375	128^{+8}_{-6}	60^{+5}_{-6}	-30^{+4}_{-5}
X Persei	162 ± 12	90 ± 15	70 ± 30
GX 301–2	135 ± 17	43 ± 12	135
RX J0440.9+4431/Набл. 1	56 ± 12	27 ± 4	82 ± 1
RX J0440.9+4431/Набл. 2	102 ± 2	54 ± 1	-6.2 ± 0.4
RX J0440.9+4431 ^a	108 ± 2	48 ± 1	-8.4 ± 0.6
Swift J0243.6+6124/Набл. 1	80 ± 3	87 ± 2	-70 ± 4
Swift J0243.6+6124/Набл. 2	60 ± 5	88 ± 3	-87 ± 7
Swift J0243.6+6124/Набл. 3	33 ± 7	75 ± 5	-66 ± 7
Swift J0243.6+6124 ^a	25^{+8}_{-17}	77^{+2}_{-29}	-44^{+12}_{-13}
SMC X-1	91^{+41}_{-42}	13^{+7}_{-6}	87 ± 4
Vela X-1	98^{+33}_{-47}	13 ± 6	127 ± 3
4U 1954+319	144^{+14}_{-15}	49^{+16}_{-18}	138^{+10}_{-12}
4U 1538–52	77^{+50}_{-32}	30^{+16}_{-13}	19^{+10}_{-16}

^a Получено с использованием двухкомпонентной модели для объединенного набора данных.

где $p_0 = \sqrt{q^2 + u^2}/\sigma_p$ — истинная степень поляризации в единицах ошибки, $\eta = p_0 \cos[2(\chi - \text{PA})]/\sqrt{2}$, а erf — функция ошибок. Здесь χ — модельное предсказание, определяемое уравнением (6.2) для данного набора параметров, а $\text{PA} = \frac{1}{2} \arctan(u/q)$ это измеренный угол поляризации в данном фазовом бине.

Наилучшее соответствие модели фазово-зависимым параметрам (q, u) достигается путем минимизации функции правдоподобия:

$$\log L = -2 \sum_k \ln G(\chi_k), \quad (6.9)$$

где суммирование ведется по всем фазовым бином k для данного наблюдения. Погрешность параметра можно получить, варьируя этот параметр и подбирая все остальные до тех пор, пока не будет достигнуто значение $\Delta \log L = 1$. В принципе, также можно использовать статистику χ^2 для оценки качества аппроксимации. Это возможно, так как при значимой регистрации поляризационный угол распределен почти нормально, в то время как точки данных с низкой значимостью (когда распределение угла далеко от нормального) вносят очень малый вклад в χ^2 .

Минимизация выполнялась при помощи аффинно-инвариантного ансамблевого метода Марковской цепи Монте-Карло (МСМС) из пакета емсее для PYTHON [138]. Результаты аппроксимации приведены на Рис. 6.18 и в Таблице 6.2. Следует отметить, что данный результат является первым независимым определением геометрии для целого ряда рентгеновских пульсаров.

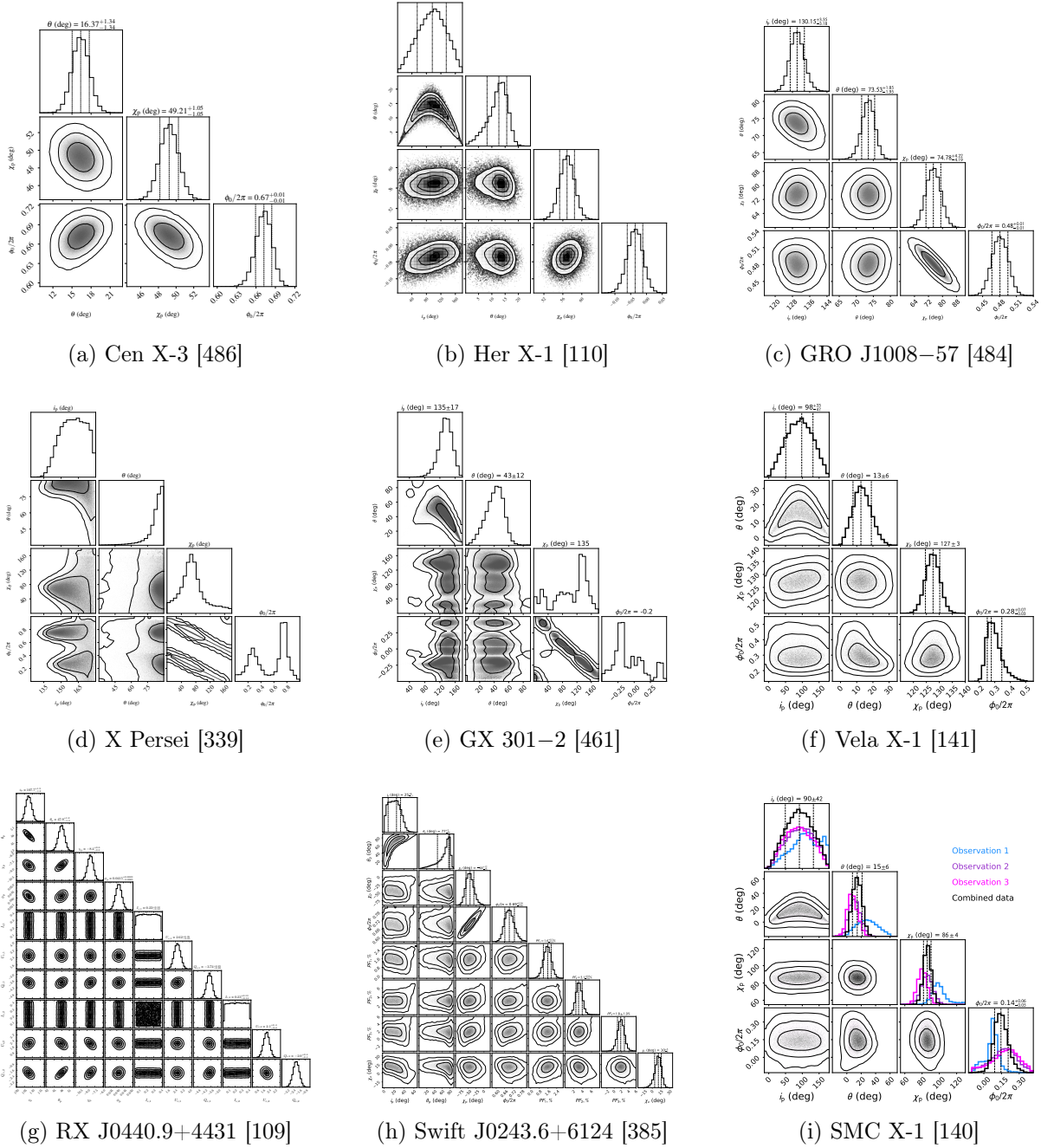


Рис. 6.18: Угловые графики апостериорного распределения для параметров модели вращающегося вектора для выборки наиболее интересных рентгеновских пульсаров. Контурсы соответствуют двумерным уровням достоверности 1, 2 и 3σ . Гистограммы показывают нормированные одномерные распределения для данного параметра, полученные из апостериорных выборок. Детали процесса моделирования для каждого индивидуального источника могут быть найдены в соответствующей публикации.

6.8 Механизмы поляризации

Ниже очень коротко обсуждаются механизмы, способные оказать влияние на поляризационные свойства аккрецирующих нейтронных звезд с сильным магнитным полем.

Собственная поляризация горячих пятен и свойства атмосферы

Ранние теоретические предсказания, упомянутые во введении к текущей главе, ставятся под сомнение низкой степенью поляризации всего в 5–15%, обнаруженной у всех рентгеновских пульсаров по данным обсерватории *IXPE*. Основной проблемой большинства упомянутых моделей является то, что их авторы не рассматривали возможность специфической температурной структуры атмосферы нейтронной звезды, где верхние слои нагреваются за счёт процесса аккреции. Однако, состав поляризации собственного излучения может сильно зависеть от структуры атмосферы. Последняя определяется физикой торможения плазмы в верхних слоях атмосферы (в частности, типичной длиной торможения плазмы) и может зависеть от темпа аккреции. Результирующая зависимость поляризации от фазы пульса сильно зависит от конфигурации областей излучения и, соответственно, от доминирующей диаграммы направленности (карандашной или веерной). Следует отметить, что геометрия области излучения претерпевает изменения вблизи критической светимости [22, 338], которая, как ожидается, составляет $\sim 10^{37}$ эрг с⁻¹ для типичного рентгеновского пульсара.

Похоже, что низкая степень поляризации типична для докритических рентгеновских пульсаров, где аккреционный поток останавливается в атмосфере нейтронной звезды [22, 29, 338]. Этот результат согласуется с моделью аккрецирующей нейтронной звезды, где верхние атмосферные слои в горячих пятнах прогреваются аккреционным потоком [336]. Критическим элементом этой модели является положение области, где вклады плазмы и вакуума в диэлектрический тензор замагниченной среды становятся равными, что происходит при массовой плотности $\rho_V \sim 10^{-4} B_{12}^2 E_{\text{keV}}^2$ г см⁻³ [373, 265]. Нормальные моды изменяют свою эллиптичность, проходя через эту область, и испытывают взаимное преобразование. Авторы работы [110] показали, что степень поляризации рентгеновского излучения, выходящего из атмосферы нейтронной звезды, может быть низкой в случае, когда область преобразования находится на границе перегретого верхнего слоя и нижележащей более холодной атмосферы. Степень поляризации порядка 10% достигается, когда толщина нагретого слоя составляет около 3 г см⁻², что соответствует оптической толщине порядка единицы, где вклад в охлаждение за счёт свободно-свободного излучения и комптоновского рассеяния сопоставим. Таким образом, этот механизм способен полностью объяснить наблюдаемое низкое значение степени поляризации у докритических пульсаров. Однако, ситуация осложняется тем фактом, что и для сверх-критического пульсара SMC X-1 также наблюдается аналогично низкая степень поляризации. Объяснение этого феномена требует построения детальной теории аккреционной колонки, которая на данный момент отсутствует. Также эффекты, обсуждаемые ниже способны воздействовать на поляризационные свойства рентгеновских пульсаров.

Отражение от поверхности нейтронной звезды

Часть излучения, генерируемого в горячих пятнах, может рассеиваться в пределах аккреционного канала на свободно падающем газе. Близость светимости к критической должна приводить к перехвату существенной доли излучения горячих пятен аккрецирующим веществом. Из-за умеренно релятивистской скорости рассеянное излучение направляется к

поверхности нейтронной звезды [300]. Излучение, перехваченное атмосферой, перерабатывается и отражается [383, 377, 258]. Отражённое излучение, как ожидается, будет сильно поляризовано вдоль поверхности, причём степень поляризации может достигать $\sim 45\%$ в случае немагнитной атмосферы [442, 162, 308, 384]. Для сильно замагниченной атмосферы дифференциальное сечение рассеяния максимально для рассеяния фотона О-моды с сохранением состояния поляризации (т.е. в О-моду). Это приводит к доминирующей поляризации, параллельной магнитному полю [332]. Следует, однако, отметить, что эта картина упрощена, поскольку свободно-свободное магнитное поглощение в атмосфере нейтронной звезды влияет на спектры отражённого излучения в энергетическом диапазоне ниже 10 кэВ. Рентгеновское поглощение делает отражённое излучение более жёстким [377, 258], а также нагревает верхние слои атмосферы. Нагретые верхние слои могут вносить вклад в рентгеновские спектры и поляризацию в рассматриваемом энергетическом диапазоне. Таким образом, анализ рентгеновских спектров и поляризации требует самосогласованного расчёта рентгеновского отражения от атмосферы и учёта температурной структуры атмосферы, на которую влияет внешнее облучение. Тем не менее, мы предполагаем, что отражение от поверхности может вносить значительный вклад в наблюдаемый поляриметрический сигнал.

Отражение от аккреционной занавески

Потенциальное влияние потока вещества из аккреционного диска к поверхности нейтронной звезды, так называемой аккреционной занавески, на формирование профиля пульса и поляризационные свойства было признано давно [440, 24]. Подобно механизму, обсуждавшемуся выше для поверхности звезды, излучение, отражённое от занавески, также, как ожидается, будет сильно поляризовано. Более того, магнитное поле на большом расстоянии от звезды не играет существенной роли, и действует немагнитное томсоновское рассеяние.

Для пульсаров с около-критической светимостью (например $L \sim 3 \times 10^{37}$ эрг с $^{-1}$) коширота края полярной шапки, как ожидается, составляет $\theta_{\text{pol}} \sim 4^\circ$. Оптическая толщина аккреционного потока из-за томсоновского рассеяния поперёк силовых линий составляет ~ 5 на поверхности нейтронной звезды и быстро уменьшается с расстоянием и соответствующей ко-широтой. Рассчитывая динамику аккреционного потока вдоль дипольных силовых линий магнитного поля под воздействием гравитационных и центробежных сил [335], мы получаем приблизительную зависимость оптической толщины потока от ко-широты: $\tau_T \approx 5 (\theta_{\text{pol}}/\theta)^2$. Это приближение справедливо для $\theta \lesssim 20^\circ$. Для $\theta \lesssim 8^\circ$ томсоновская оптическая толщина потока превышает единицу, и, таким образом, рентгеновское излучение, покидающее горячие пятна в пределах этого малого угла к магнитному диполю, может быть значительно изменено рассеянием в аккреционном канале. Предполагая, что интенсивность рентгеновского излучения не зависит от направления на поверхности нейтронной звезды, мы получаем, что $\sim 2\%$ от общей светимости может быть перехвачено и переработано аккреционной занавеской над поверхностью звезды. В результате, мы ожидаем, что рассеяние рентгеновского излучения веществом, покрывающим альфвеновскую поверхность, может создать поляризацию в пределах нескольких процентов, что недостаточно для объяснения всего наблюдаемого поляризационного сигнала в нашей выборке источников.

Отражение от аккреционного диска

В дополнение к аккреционной занавеске, отражение может происходить от аккреционного диска. Для конкретного примера рассмотрим пульсар Cen X-3. Для отношения масс $q = M_{\text{NS}}/M_{\text{O}} \approx 0.059$ и размера орбиты $a = 19R_{\odot}$ размер полости Роша вокруг нейтронной звезды составляет примерно $R_{\text{RL}} \approx 0.462q^{1/3}a \approx 2.4 \times 10^{11}$ см [366]. Размер аккреционного диска, ограниченный приливными силами, тогда составляет около половины этого значения [36], т.е. ~ 4 световых секунды. Это достаточно большой размер, чтобы практически сгладить вариации потока, отражённого от диска, с фазой вращения пульсара в 4.8 с. Доля рентгеновских фотонов, перехваченных диском, зависит в основном от его угла раскрытия и оценивается примерно в 0.2 [508]. Рентгеновские фотоны, падающие на аккреционный диск в почти тангенциальном направлении и отражающиеся к наблюдателю под наклоном $\sim 70^\circ$, поляризованы на уровне $\sim 30\%$ практически независимо от энергии (см. Рисунок 5 в работе [384]). Учитывая долю перехваченных фотонов 0.2 и сильную зависимость альбеда отражения от энергии (которое составляет около 10% при 5 кэВ), мы получаем степень поляризации $\lesssim 1\%$ в диапазоне *IXPE* (довольно постоянный с фазой вращения). Таким образом, отражение от диска скорее всего не может значительно влиять на наблюдаемую поляризацию. Очевидно, что данное заключение не работает для более ярких источников, таких как транзиентные пульсары RX J0440.9+4431 и Swift J0243.6+6124, где оттоки из аккреционного диска являются источником дополнительной поляризованной компоненты излучения (см. параграф 6.5).

Рассеяние на звёздном ветре

Здесь мы снова для примера рассмотрим пульсар Cen X-3. Как было показано в нескольких исследованиях, нейтронная звезда в системе Cen X-3 погружена в плотный неоднородный звёздный ветер [422]. Давайте грубо оценим влияние звёздного ветра на поляризацию рентгеновского излучения пульсара. Если темп потери массы за счёт звёздного ветра составляет $\dot{M}_w$, ветер сферически симметричен и имеет постоянную скорость v_w , то массовая плотность ветра на расстоянии a составляет $\rho_w = \dot{M}_w/(4\pi a^2 v_w)$. Тогда колонковая плотность ветра может быть оценена как $\Sigma \sim \int_a^\infty dr \rho_0(a/r)^2 = \rho_0 a$. Принимая $a \approx 19R_{\odot}$, $\dot{M}_w \approx 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ [179, 422] и $v_w \sim 1000 \text{ км с}^{-1}$, мы получаем массовую плотность ветра на орбите нейтронной звезды $\rho_0 \approx 1.4 \times 10^{-14} \text{ г см}^{-3}$ и типичную колонковую плотность $\Sigma \sim 0.02 \text{ г см}^{-2}$, что соответствует томсоновской оптической толщине $\tau_T < 0.01$. Таким образом, из-за малой оптической толщины для рассеяния и более или менее сферической геометрии ветра вокруг нейтронной звезды, звёздный ветер не является вероятным источником наблюдаемой поляризации.

Опять, сферически симметричный звёздный ветер от оптического компаньона не надо путать с оттоками из аккреционного диска (как в случае с RX J0440.9+4431 и Swift J0243.6+6124). Одним из ключевых отличий от звёздного ветра оптического компаньона является высокая степень асимметрии таких истечений из диска и, следовательно, высокая ожидаемая степень поляризации.

Отражение от оптического компаньона

Оптический компаньон в такой системе как Cen X-3 занимает довольно большую часть неба, $\Omega/(4\pi) = \frac{1}{4}(R_{\text{O}}/a)^2 \approx 0.1$, если смотреть со стороны пульсара. Таким образом, существенная часть рентгеновского излучения, испускаемого пульсаром, может отражаться

от звезды-донора, в зависимости от диаграммы направленности излучения. Это отраженное излучение будет поляризовано [25, 162]. Однако большая часть этого излучения уходит на энергиях выше 10 кэВ, поскольку на более низких энергиях фотоны с большей вероятностью будут поглощены фотоэлектрически. На высоких энергиях, в случае чистого рассеяния, поляризация рассеянного света достигает около 33% (см., например, работу [46]), когда звезда-донор находится в квадратурах, вкладывая в степень поляризации около 3%. На более низких энергиях доминировать будет поглощение в звёздной атмосфере, и отражённые фотоны рассеиваются только один раз. Это увеличивает степень поляризации рассеянной компоненты, но уменьшает долю рассеянных фотонов. Таким образом, отражение от звезды-донора может создавать слабый поляризационный сигнал на самом верхнем конце диапазона *IXPE* на уровне $\sim 1\%$ с вариациями в зависимости от орбитальной фазы. Из-за большого расстояния (обычно десятки световых секунд) между поверхностью звезды и пульсаром с периодом несколько секунд, отражение от звезды, очевидно, не может производить поляризацию, зависящую от фазы вращения нейтронной звезды.

6.9 Заключение к шестой главе

В шестой главе представлены результаты первого систематического анализа поляризационных характеристик рентгеновских пульсаров различных классов, выполненного по данным обсерватории *IXPE*. В результате:

- Обнаружен эффект систематического занижения степени линейной поляризации (на уровне 2–15%) в рентгеновском излучении широкого класса аккрецирующих пульсаров по сравнению с предсказаниями стандартных теоретических моделей. Показано, что эта особенность является универсальной и не зависит от темпа аккреции или типа звезды-донора, что экспериментально доказывает наличие эффективных механизмов деполяризации в излучающих областях нейтронных звезд.
- Обнаружена неппульсирующая поляризованная компонента излучения у ряда рентгеновских пульсаров, интерпретируемая как результат рассеяния и отражения излучения в протяжённых аккреционных структурах, что свидетельствует о многокомпонентной природе поляризационного сигнала и наличии дополнительного геометрического масштаба в системе.
- Выявлена энергетическая зависимость поляризации, отражающая различия в механизмах формирования излучения. Это позволяет разделять вклад различных компонент спектра.
- На основе анализа фазовой зависимости позиционного угла поляризации в рамках модели вращающегося вектора впервые проведены прямые измерения фундаментальных геометрических параметров исследуемых систем: угла наклона оси вращения к лучу зрения и угла наклона магнитного диполя к оси вращения.

Заключение

Основная цель диссертационной работы заключалась в исследовании физики взаимодействия плазмы и излучения со сверхсильным магнитным полем вблизи поверхности аккрецирующих нейтронных звезд. Для ее достижения был реализован комплексный подход, объединивший спектрально-временной анализ с методами рентгеновской поляриметрии, что позволило сформировать самосогласованную картину аккреционных процессов.

Теоретическая значимость результатов состоит в существенном расширении представлений о структуре и эволюции магнитных полей нейтронных звезд, а также в развитии моделей переноса излучения в замагниченной плазме. Особое место в работе занимает адаптация фазово-разрешенной поляриметрии как независимого инструмента для реконструкции геометрии излучающих областей. Практическая ценность исследования заключается в создании надежной наблюдательной и методологической базы для интерпретации данных современных и перспективных космических рентгеновских обсерваторий.

Положения, выносимые на защиту:

1. На основе анализа зависимости энергии циклотронной линии от светимости для рентгеновских пульсаров предложен способ прямого определения критической аккреционной светимости L_{crit} , соответствующей переходу к формированию радиационно-доминированной аккреционной колонки. Для пульсара V 0332+53 впервые измерено значение $L_{\text{crit}} \simeq 0.7 \times 10^{37}$ эрг с^{-1} , согласующееся с теоретическими предсказаниями.
2. Экспериментально подтверждено существование режима центробежного барьера (эффекта “пропеллера”) в пяти рентгеновских пульсарах. Разработан метод определения напряженности и структуры магнитного поля нейтронной звезды по светимости перехода в такой режим. Применение этого метода позволило установить наличие недипольной компоненты магнитного поля, превышающей дипольную примерно на порядок, в системах SMC X-3 и Swift J0243.6+6124.
3. Развита методика использования спектров мощности излучения замагниченных компактных объектов, позволяющая определять напряженность и структуру их магнитных полей и идентифицировать разные режимы взаимодействия аккреционного диска с магнитосферой. Для пульсаров Her X-1 и GRO J1744–28 получены свидетельства наличия квадрупольной компоненты магнитного поля. В системе GRO J1744–28 обнаружен переход внутренних областей аккреционного диска в режим доминирования радиационного давления.
4. Предложен и откалиброван метод проверки аккреционной природы рентгеновского излучения нейтронных звезд по форме наблюдаемого спектра мощности. Показано, что

рентгеновское излучение пульсара 4U 0115+63 при низких светимостях обусловлено тепловым остыванием полярных шапок нейтронной звезды. Продемонстрировано, что отсутствие красного шума в спектрах мощности магнетаров противоречит гипотезе об аккреционной природе их постоянного рентгеновского излучения.

5. Обнаружен новый тип спектров излучения рентгеновских пульсаров при низких светимостях, характеризующийся наличием двух широких спектральных компонент с максимумами в областях нескольких кэВ и нескольких десятков кэВ. Предложена модель их формирования, в которой мягкая компонента связана с комптонизированным тепловым излучением горячих пятен на поверхности нейтронной звезды, а жесткая – с комптонизированными циклотронными фотонами.
6. Предложена модель квазистабильной аккреции из рекомбинированного (с температурой ниже 6500 К) диска на замагниченные нейтронные звезды. Показано, что возможность перехода в такой режим определяется комбинацией периода вращения и напряженности магнитного поля нейтронной звезды. Предсказания модели верифицированы на выборке из более чем десятка рентгеновских пульсаров и не имеют наблюдательных исключений среди исследованных систем.
7. На основе данных рентгеновской поляриметрической обсерватории *IXPE* впервые измерена ориентация оси вращения и магнитного диполя относительно луча зрения для двенадцати наиболее ярких рентгеновских пульсаров. Показано, что два из них (GRO J1008–57 и X Persei) представляют собой ортогональные ротаторы, в которых ось магнитного диполя перпендикулярна оси вращения нейтронной звезды.
8. Впервые измерена степень линейной поляризации аккрецирующих рентгеновских пульсаров, величина которой 5–15% оказалась существенно ниже теоретически предсказанных значений 60–80%. Установлено, что этот эффект носит универсальный характер и свидетельствует о наличии эффективных механизмов деполяризации в излучающих областях нейтронных звезд.
9. В излучении двух ярких транзиентных рентгеновских пульсаров Swift J0243.6+6124 и RX J0440.9+4431 обнаружена неппульсирующая поляризованная компонента. Предложена интерпретация, согласно которой она формируется в результате рассеяния рентгеновского излучения нейтронной звезды в оттоках вещества из аккреционного диска.

Список работ, опубликованных по теме диссертации

Основные положения и результаты диссертации С.С. Цыганкова опубликованы в 33 печатных работах в рецензируемых изданиях:

1. Цыганков С.С., Лутовинов А. А., Чуразов Е. М., Сюняев Р. А. "4U 0115+63 по данным обсерваторий RXTE и INTEGRAL: профиль импульса и энергия циклотронной линии" // Письма в Астрономический журнал, 33, 417 (2007)
2. Doroshenko V., Tsygankov S. S., Mushtukov A. A., Lutovinov A. A., Santangelo A., Suleimanov V. F., Poutanen J. "Luminosity dependence of the cyclotron line and evidence for the accretion regime transition in V 0332+53" // MNRAS, 466, 2143 (2017)
3. Mönkkönen J., Tsygankov S. S., Mushtukov A. A., Doroshenko V., Suleimanov V. F., Poutanen J. "Constraints on the magnetic field structure in accreting compact objects from aperiodic variability" // MNRAS, 515, 571 (2022)
4. Mönkkönen J., Tsygankov S. S., Mushtukov A. A., Doroshenko V., Suleimanov V. F., Poutanen J. "Evidence for the radiation-pressure dominated accretion disk in bursting pulsar GRO J1744-28 using timing analysis" // Astronomy and Astrophysics, 626, A106 (2019)
5. Doroshenko V., Santangelo A., Suleimanov V. F., Tsygankov S. S. "An observational argument against accretion in magnetars" // Astronomy and Astrophysics, 643, A173 (2020)
6. Tsygankov S. S., Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Poutanen J. "Propeller effect in action in the ultraluminous accreting magnetar M82 X-2" // MNRAS, 457, 1101 (2016)
7. Tsygankov S. S., Lutovinov A. A., Doroshenko V., Mushtukov A. A., Suleimanov V., Poutanen J. "Propeller effect in two brightest transient X-ray pulsars: 4U 0115+63 and V 0332+53" // Astronomy and Astrophysics, 593, A16 (2016)
8. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Lutovinov A. A., Mushtukov A. A., Poutanen J. "SMC X-3: the closest ultraluminous X-ray source powered by a neutron star with non-dipole magnetic field" // Astronomy and Astrophysics, 605, A39 (2017)
9. Lutovinov A. A., Tsygankov S. S., Karasev D. I., Molkov S. V., Doroshenko V. "GRO J1750-27: A neutron star far behind the Galactic Center switching into the propeller regime" // MNRAS, 485, 770 (2019)

10. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Mushtukov A. A., Lutovinov A. A., Poutanen J. "On the magnetic field of the first Galactic ultraluminous X-ray pulsar Swift J0243.6+6124" // MNRAS, 479, L134 (2018)
11. Lutovinov A. A., Tsygankov S. S., Krivonos R. A., Molkov S. V., Poutanen J. "Propeller Effect in the Transient X-Ray Pulsar SMC X-2" // The Astrophysical Journal, 834, 209 (2017)
12. Xiao H., Tsygankov S. S., Suleimanov V. F., Mushtukov A. A., Ji L., Poutanen J. "Propeller effect in action: Unveiling quenched accretion in the transient X-ray pulsar 4U 0115+63" // Astronomy and Astrophysics, 702, A216 (2025)
13. Tsygankov S. S., Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Doroshenko V., Abolmasov P. K., Lutovinov A. A., Poutanen J. "Stable accretion from a cold disc in highly magnetized neutron stars" // Astronomy and Astrophysics, 608, A17 (2017)
14. Tsygankov S. S., Wijnands R., Lutovinov A. A., Degenaar N., Poutanen J. "The X-ray properties of Be/X-ray pulsars in quiescence" // MNRAS, 470, 126 (2017)
15. Lutovinov A. A., Tsygankov S. S., Mereminskiy I. A., et al. "SRG/ART-XC discovery of SRGA J204318.2+443815: Towards the complete population of faint X-ray pulsars" // Astronomy and Astrophysics, 661, A28 (2022)
16. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Mushtukov A. A., Lutovinov A. A., Poutanen J. "Study of the X-ray pulsar IGR J19294+1816 with NuSTAR: Detection of cyclotron line and transition to accretion from the cold disk" // Astronomy and Astrophysics, 621, A134 (2019)
17. Tsygankov S. S., Rouco Escorial A., Suleimanov V. F., Mushtukov A. A., Doroshenko V., Lutovinov A. A., Wijnands R., Poutanen J. "Dramatic spectral transition of X-ray pulsar GX 304-1 in low luminous state" // MNRAS, 483, L144 (2019)
18. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Lutovinov A. A., Poutanen J. "Cyclotron emission, absorption, and the two faces of X-ray pulsar A 0535+262" // MNRAS, 487, L30 (2019)
19. Lutovinov A., Tsygankov S., Molkov S., et al. "SRG/ART-XC and NuSTAR Observations of the X-Ray pulsar GRO J1008-57 in the Lowest Luminosity State" // The Astrophysical Journal, 912, 17 (2021)
20. Doroshenko V., Santangelo A., Tsygankov S. S., Ji L. "SGR 0755-2933: a new high-mass X-ray binary with the wrong name" // Astronomy and Astrophysics, 647, A165 (2021)
21. Mushtukov A. A., Suleimanov V. F., Tsygankov S. S., Portegies Zwart S. "Spectrum formation in X-ray pulsars at very low mass accretion rate: Monte Carlo approach" // MNRAS, 503, 5193 (2021)
22. Tsygankov S. S., Molkov S. V., Doroshenko V., et al. "SRG/ART-XC, Swift, NICER, and NuSTAR study of different states of the transient X-ray pulsar MAXI J0903-531" // Astronomy and Astrophysics, 661, A45 (2022)
23. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Poutanen J., et al. "The X-Ray Polarimetry View of the Accreting Pulsar Cen X-3" // The Astrophysical Journal, 941, L14 (2022)

24. Doroshenko V., Poutanen J., Tsygankov S. S., et al. "Determination of X-ray pulsar geometry with IXPE polarimetry" // *Nature Astronomy*, 6, 1433 (2022)
25. Tsygankov S. S., Doroshenko V., Mushtukov A. A., et al. "X-ray pulsar GRO J1008-57 as an orthogonal rotator" // *Astronomy and Astrophysics*, 675, A48 (2023)
26. Mushtukov A. A., Tsygankov S. S., Poutanen J., et al. "X-ray polarimetry of X-ray pulsar X Persei: another orthogonal rotator?" // *MNRAS*, 524, 2004 (2023)
27. Doroshenko V., Poutanen J., Heyl J., Tsygankov S. S., et al. "Complex variations in X-ray polarization in the X-ray pulsar LS V +44 17/RX J0440.9+4431" // *Astronomy and Astrophysics*, 677, A57 (2023)
28. Forsblom S. V., Tsygankov S. S., Poutanen J., et al. "Probing the polarized emission from SMC X-1: The brightest X-ray pulsar observed by IXPE" // *Astronomy and Astrophysics*, 691, A216 (2024)
29. Poutanen J., Tsygankov S. S., Doroshenko V., et al. "Studying geometry of the ultraluminous X-ray pulsar Swift J0243.6+6124 using X-ray and optical polarimetry" // *Astronomy and Astrophysics*, 691, A123 (2024)
30. Poutanen J., Tsygankov S. S., Forsblom S. V. "X-ray Polarimetry of X-ray Pulsars" // *Galaxies*, 12, 46 (2024)
31. Forsblom S. V., Tsygankov S. S., Suleimanov V. F., Mushtukov A. A., Poutanen J. "Revealing two orthogonally polarized spectral components in Vela X-1 with IXPE" // *Astronomy and Astrophysics*, 696, A224 (2025)
32. Zhao Q. C., Tao L., Tsygankov S. S., et al. "Continuous evolution of the polarization properties in the transient X-ray pulsar RX J0440.9+4431/LS V +44 17" // *Astronomy and Astrophysics*, 693, A241 (2025)
33. Zhao Q. C., Tao L., Tsygankov S. S., et al. "Discovery of energy-dependent phase variations in the polarization angle of Cen X-3" // *Astronomy and Astrophysics*, 708, A94 (2026)

Литература

- [1] Abarr, Q., Baring, M., Beheshtipour, B., et al. 2020, *Astrophys. J.*, 891, 70
- [2] Aguilera, D. N., Pons, J. A., & Miralles, J. A. 2008, *Astrophys. J.*, 673, L167
- [3] Akaike, H. 1974, *IEEE Transactions on Automatic Control*, 19, 716
- [4] Alpar, A. & Oegelman, H. 1987, *Astron. Astrophys.*, 185, 196
- [5] Alpar, M. A. 2001, *Astrophys. J.*, 554, 1245
- [6] Alpar, M. A. & Shaham, J. 1985, *Nature*, 316, 239
- [7] Altamirano, D., Ingram, A., van der Klis, M., et al. 2012, *Astrophys. J.*, 759, L20
- [8] Altamirano, D., Watts, A., Linares, M., et al. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 409, 1136
- [9] Aly, J. J. 1980, *Astron. Astrophys.*, 86, 192
- [10] Andersson, N., Glampedakis, K., Haskell, B., & Watts, A. L. 2005, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 361, 1153
- [11] Arévalo, P. & Uttley, P. 2006, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 367, 801
- [12] Arnason, R. M., Papei, H., Barmby, P., Bahramian, A., & Gorski, M. D. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 502, 5455
- [13] Asai, K., Matsuoka, M., Mihara, T., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 773, 117
- [14] Ash, T. D. C., Reynolds, A. P., Roche, P., et al. 1999, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 307, 357
- [15] Avakyan, A., Neumann, M., Zainab, A., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, 675, A199
- [16] Bachetti, M., Harrison, F. A., Walton, D. J., et al. 2014, *Nature*, 514, 202
- [17] Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Demleitner, M., & Andrae, R. 2021, *Astrophys. J.*, 161, 147
- [18] Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *Astrophys. J.*, 156, 58
- [19] Balbus, S. A. & Papaloizou, J. C. B. 1999, *Astrophys. J.*, 521, 650
- [20] Ballhausen, R., Pottschmidt, K., Fürst, F., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 608, A105

- [21] Barnard, J. J. & Arons, J. 1982, *Astrophys. J.*, 254, 713
- [22] Basko, M. M. & Sunyaev, R. A. 1975, *Astron. Astrophys.*, 42, 311
- [23] Basko, M. M. & Sunyaev, R. A. 1976, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 175, 395
- [24] Basko, M. M. & Sunyaev, R. A. 1976, *Sov. Astron.*, 20, 537
- [25] Basko, M. M., Sunyaev, R. A., & Titarchuk, L. G. 1974, *Astron. Astrophys.*, 31, 249
- [26] Baykal, A., Göğüş, E., Çağdaş İnam, S., & Belloni, T. 2010, *Astrophys. J.*, 711, 1306
- [27] Baykal, A., Stark, M. J., & Swank, J. 2000, *Astrophys. J.*, 544, L129
- [28] Becker, P. A., Klochkov, D., Schönherr, G., et al. 2012, *Astron. Astrophys.*, 544, A123
- [29] Becker, P. A., Klochkov, D., Schönherr, G., et al. 2012, *Astron. Astrophys.*, 544, A123
- [30] Becker, P. A. & Wolff, M. T. 2007, *Astrophys. J.*, 654, 435
- [31] Bellm, E. C., Fürst, F., Pottschmidt, K., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 792, 108
- [32] Berghoefer, T. W., Schmitt, J. H. M. M., Danner, R., & Cassinelli, J. P. 1997, *Astron. Astrophys.*, 322, 167
- [33] Bikmaev, I., Shimansky, V., Irtuganov, E., et al. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10968
- [34] Bildsten, L., Chakrabarty, D., Chiu, J., et al. 1997, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 113, 367
- [35] Biryukov, A. & Abolmasov, P. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 505, 1775
- [36] Blondin, J. M. 2000, *New A*, 5, 53
- [37] Bonnet-Bidaud, J. M. & Mouchet, M. 1998, *Astron. Astrophys.*, 332, L9
- [38] Bonnet-Bidaud, J. M. & van der Klis, M. 1981, *Astron. Astrophys.*, 97, 134
- [39] Borges, S. V., Rodrigues, C. V., Coelho, J. G., Malheiro, M., & Castro, M. 2020, *Astrophys. J.*, 895, 26
- [40] Bozzo, E., Ascenzi, S., Ducci, L., et al. 2018, *Astron. Astrophys.*, 617, A126
- [41] Brandenburg, A., Nordlund, A., Stein, R. F., & Torkelsson, U. 1995, *Astrophys. J.*, 446, 741
- [42] Brecher, K. 1972, *Nature*, 239, 325
- [43] Brice, N., Zane, S., Taverna, R., Turolla, R., & Wu, K. 2023, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 525, 4176
- [44] Brightman, M., Harrison, F. A., Fürst, F., et al. 2018, *Nature Astronomy*, 2, 312
- [45] Brown, E. F., Bildsten, L., & Rutledge, R. E. 1998, *Astrophys. J.*, 504, L95
- [46] Buenzli, E. & Schmid, H. M. 2009, *Astron. Astrophys.*, 504, 259
- [47] Bulik, T., Riffert, H., Meszaros, P., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 444, 405

- [48] Bult, P. & van der Klis, M. 2015, *Astrophys. J.*, 806, 90
- [49] Burderi, L., Di Salvo, T., Robba, N. R., La Barbera, A., & Guainazzi, M. 2000, *Astrophys. J.*, 530, 429
- [50] Burnham, K. P., Anderson, D. R., & Huyvaert, K. P. 2011, *Behavioral Ecology and Sociobiology*, 65, 23
- [51] Bykov, A. M. & Krasil'Shchikov, A. M. 2004, *Astronomy Letters*, 30, 309
- [52] Caballero, I., Kretschmar, P., Santangelo, A., et al. 2007, *Astron. Astrophys.*, 465, L21
- [53] Caballero, I., Santangelo, A., Kretschmar, P., et al. 2008, *Astron. Astrophys.*, 480, L17
- [54] Caiazzo, I. & Heyl, J. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 501, 109
- [55] Campana, S., Brivio, F., Degenaar, N., et al. 2014, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 441, 1984
- [56] Campana, S., Gastaldello, F., Stella, L., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 561, 924
- [57] Campana, S., Stella, L., Israel, G. L., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 580, 389
- [58] Campana, S., Stella, L., & Kennea, J. A. 2008, *Astrophys. J.*, 684, L99
- [59] Campana, S., Stella, L., Mereghetti, S., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 499, L65
- [60] Campana, S., Stella, L., Mereghetti, S., & de Martino, D. 2018, *Astron. Astrophys.*, 610, A46
- [61] Carpano, S., Haberl, F., Maitra, C., & Vasilopoulos, G. 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 476, L45
- [62] Cassinelli, J. P. & Olson, G. L. 1979, *Astrophys. J.*, 229, 304
- [63] Chashkina, A., Abolmasov, P., & Poutanen, J. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470, 2799
- [64] Chashkina, A., Lipunova, G., Abolmasov, P., & Poutanen, J. 2019, *Astron. Astrophys.*, 626, A18
- [65] Chen, G., An, H., Kaspi, V. M., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 817, 93
- [66] Chen, W., Shrader, C. R., & Livio, M. 1997, *Astrophys. J.*, 491, 312
- [67] Chen, X., Wang, W., Tang, Y. M., et al. 2021, *Astrophys. J.*, 919, 33
- [68] Cheng, F. H., Horne, K., Panagia, N., et al. 1992, *Astrophys. J.*, 397, 664
- [69] Cherepashchuk, A. M. 2000, *Space Sci. Rev.*, 93, 473
- [70] Chodil, G., Mark, H., Rodrigues, R., Seward, F. D., & Swift, C. D. 1967, *Astrophys. J.*, 150, 57
- [71] Choudhuri, A. R. & Konar, S. 2002, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 332, 933
- [72] Churazov, E., Gilfanov, M., & Revnivtsev, M. 2001, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 321, 759

- [73] Clark, G., Doxsey, R., Li, F., Jernigan, J. G., & van Paradijs, J. 1978, *Astrophys. J.*, 221, L37
- [74] Clarkson, W. I., Charles, P. A., Coe, M. J., et al. 2003, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 339, 447
- [75] Coburn, W., Heindl, W. A., Gruber, D. E., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 552, 738
- [76] Coe, M. J., Bird, A. J., Hill, A. B., et al. 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 378, 1427
- [77] Coe, M. J., Roche, P., Everall, C., et al. 1994, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 270, L57
- [78] Coelho, J. G. & Malheiro, M. 2014, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 66, 14
- [79] Colbert, E. J. M. & Mushotzky, R. F. 1999, *Astrophys. J.*, 519, 89
- [80] Cole, D. M., Vanden Berk, D. E., Sevenson, S. A., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 480, 377
- [81] Colpi, M., Geppert, U., Page, D., & Possenti, A. 2001, *Astrophys. J.*, 548, L175
- [82] Cominsky, L., Clark, G. W., Li, F., Mayer, W., & Rappaport, S. 1978, *Nature*, 273, 367
- [83] Corbet, R. H. D. 1986, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 220, 1047
- [84] Corbet, R. H. D. 1996, *Astrophys. J.*, 457, L31
- [85] Corbet, R. H. D., Laycock, S., Coe, M. J., Marshall, F. E., & Markwardt, C. B. 2004, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 714, *X-ray Timing 2003: Rossi and Beyond*, ed. P. Kaaret, F. K. Lamb, & J. H. Swank, 337–341
- [86] Corbet, R. H. D., Marshall, F. E., Coe, M. J., Laycock, S., & Handler, G. 2001, *Astrophys. J.*, 548, L41
- [87] Corbet, R. H. D. & Peele, A. G. 1997, *Astrophys. J.*, 489, L83
- [88] Corbet, R. H. D. & Peele, A. G. 2000, *Astrophys. J.*, 530, L33
- [89] Court, J. M. C., Altamirano, D., Albayati, A. C., et al. 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 481, 2273
- [90] Cui, W. 1997, *Astrophys. J.*, 482, L163
- [91] Cusumano, G., La Parola, V., D’Ai, A., et al. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 460, L99
- [92] Dage, K. C., Clarkson, W. I., Charles, P. A., Laycock, S. G. T., & Shih, I.-C. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 482, 337
- [93] D’Ai, A., Di Salvo, T., Iaria, R., et al. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 449, 4288
- [94] Dall’Osso, S., Perna, R., & Stella, L. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 449, 2144
- [95] D’Angelo, C. R. & Spruit, H. C. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 406, 1208
- [96] D’Angelo, C. R. & Spruit, H. C. 2012, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 420, 416
- [97] Das, P., Porth, O., & Watts, A. L. 2022, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 515, 3144

- [98] Daugherty, J. K. & Harding, A. K. 1986, *Astrophys. J.*, 309, 362
- [99] Davidson, K. & Ostriker, J. P. 1973, *Astrophys. J.*, 179, 585
- [100] DeCesar, M. E., Boyd, P. T., Pottschmidt, K., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 762, 61
- [101] Degenaar, N., Miller, J. M., Harrison, F. A., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 796, L9
- [102] Delgado-Martí, H., Levine, A. M., Pfahl, E., & Rappaport, S. A. 2001, *Astrophys. J.*, 546, 455
- [103] Deufel, B., Dullemond, C. P., & Spruit, H. C. 2001, *Astron. Astrophys.*, 377, 955
- [104] Di Salvo, T., Burderi, L., Robba, N. R., & Guainazzi, M. 1998, *Astrophys. J.*, 509, 897
- [105] Di Salvo, T., Sanna, A., Burderi, L., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 483, 767
- [106] Ding, Y. Z., Wang, W., Zhang, P., et al. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 503, 6045
- [107] Doroshenko, R., Santangelo, A., Doroshenko, V., & Piraino, S. 2017, *Astron. Astrophys.*, 600, A52
- [108] Doroshenko, R., Santangelo, A., Doroshenko, V., Suleimanov, V., & Piraino, S. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 452, 2490
- [109] Doroshenko, V., Poutanen, J., Heyl, J., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, 677, A57
- [110] Doroshenko, V., Poutanen, J., Tsygankov, S. S., et al. 2022, *Nature Astronomy*, 6, 1433
- [111] Doroshenko, V., Santangelo, A., Doroshenko, R., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 561, A96
- [112] Doroshenko, V., Santangelo, A., Kreykenbohm, I., & Doroshenko, R. 2012, *Astron. Astrophys.*, 540, L1
- [113] Doroshenko, V., Santangelo, A., Suleimanov, V., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 515, A10
- [114] Doroshenko, V., Santangelo, A., Suleimanov, V. F., & Tsygankov, S. S. 2020, *Astron. Astrophys.*, 643, A173
- [115] Doroshenko, V., Suchy, S., Santangelo, A., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 515, L1
- [116] Doroshenko, V., Suleimanov, V., Tsygankov, S., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 643, A62
- [117] Doroshenko, V., Tsygankov, S., & Santangelo, A. 2016, *Astron. Astrophys.*, 589, A72
- [118] Doroshenko, V., Tsygankov, S., & Santangelo, A. 2018, *Astron. Astrophys.*, 613, A19
- [119] Doroshenko, V., Tsygankov, S. S., Mushtukov, A. A., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 466, 2143
- [120] Doroshenko, V., Zhang, S. N., Santangelo, A., et al. 2020, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 491, 1857
- [121] Dotani, T., Ueda, Y., Ishida, M., et al. 1996, *IAU Circ.*, 6337, 1
- [122] Duncan, R. C. & Thompson, C. 1992, *Astrophys. J.*, 392, L9

- [123] Edge, W. R. T., Coe, M. J., Galache, J. L., et al. 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 353, 1286
- [124] Ekşi, K. Y., Andaç, İ. C., Çıkıntoğlu, S., et al. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 448, L40
- [125] Elshamouty, K. G., Heinke, C. O., & Chouinard, R. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 463, 78
- [126] Elsner, R. F. & Lamb, F. K. 1977, *Astrophys. J.*, 215, 897
- [127] Ertan, Ü. & Çalışkan, Ş. 2006, *Astrophys. J.*, 649, L87
- [128] Ertan, Ü., Erkut, M. H., Ekşi, K. Y., & Alpar, M. A. 2007, *Astrophys. J.*, 657, 441
- [129] Esposito, P., Rea, N., & Israel, G. L. 2021, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 461, *Timing Neutron Stars: Pulsations, Oscillations and Explosions*, ed. T. M. Belloni, M. Méndez, & C. Zhang, 97–142
- [130] Fabrika, S. N., Atapın, K. E., Vinokurov, A. S., & Sholukhova, O. N. 2021, *Astrophysical Bulletin*, 76, 6
- [131] Farinelli, R., Ferrigno, C., Bozzo, E., & Becker, P. A. 2016, *Astron. Astrophys.*, 591, A29
- [132] Farinelli, R., Titarchuk, L., Paizis, A., & Frontera, F. 2008, *Astrophys. J.*, 680, 602
- [133] Feng, H. & Soria, R. 2011, *New Astron. Rev.*, 55, 166
- [134] Filippova, E. V., Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., & Sunyaev, R. A. 2005, *Astronomy Letters*, 31, 729
- [135] Finger, M. H., Wilson, R. B., & Chakrabarty, D. 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120, 209
- [136] Finger, M. H., Wilson, R. B., & Harmon, B. A. 1996, *Astrophys. J.*, 459, 288
- [137] Fishman, G. J., Kouveliotou, C., van Paradijs, J., et al. 1995, *IAU Circ.*, 6272, 1
- [138] Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *Publ. Astron. Soc. Pacific*, 125, 306
- [139] Forsblom, S. V., Poutanen, J., Tsygankov, S. S., et al. 2023, *Astrophys. J.*, 947, L20
- [140] Forsblom, S. V., Tsygankov, S. S., Poutanen, J., et al. 2024, *Astron. Astrophys.*, 691, A216
- [141] Forsblom, S. V., Tsygankov, S. S., Suleimanov, V. F., Mushtukov, A. A., & Poutanen, J. 2025, *Astron. Astrophys.*, 696, A224
- [142] Fortin, F., García, F., Chaty, S., Chassande-Mottin, E., & Simaz Bunzel, A. 2022, *Astron. Astrophys.*, 665, A31
- [143] Frank, J., King, A., & Raine, D. J. 2002, *Accretion Power in Astrophysics: Third Edition*, 398
- [144] Fürst, F., Pottschmidt, K., Wilms, J., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 784, L40

- [145] Fürst, F., Pottschmidt, K., Wilms, J., et al. 2014, *Astrophys. J.*, 780, 133
- [146] Fürst, F., Walton, D. J., Harrison, F. A., et al. 2016, *Astrophys. J.*, 831, L14
- [147] Galloway, D. K. & Cumming, A. 2006, *Astrophys. J.*, 652, 559
- [148] Galloway, D. K., Morgan, E. H., & Levine, A. M. 2004, *Astrophys. J.*, 613, 1164
- [149] Ge, M. Y., Ji, L., Zhang, S. N., et al. 2020, *Astrophys. J.*, 899, L19
- [150] Geppert, U., Küker, M., & Page, D. 2006, *Astron. Astrophys.*, 457, 937
- [151] Gerend, D. & Boynton, P. E. 1976, *Astrophys. J.*, 209, 562
- [152] Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1978, *Astrophys. J.*, 223, L83
- [153] Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1979, *Astrophys. J.*, 232, 259
- [154] Ghosh, P. & Lamb, F. K. 1979, *Astrophys. J.*, 234, 296
- [155] Ghosh, P., Lamb, F. K., & Pethick, C. J. 1977, *Astrophys. J.*, 217, 578
- [156] Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., et al. 1973, *Astrophys. J.*, 184, 227
- [157] Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Schreier, E., & Tananbaum, H. 1971, *Astrophys. J.*, 167, L67
- [158] Giles, A. B., Swank, J. H., Jahoda, K., et al. 1996, *Astrophys. J.*, 469, L25
- [159] Gilfanov, M. & Arefiev, V. 2005, arXiv e-prints, astro-ph/0501215
- [160] Ginzburg, V. L. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 329
- [161] Gnedin, I. N. & Sunyaev, R. A. 1974, *Astron. Astrophys.*, 36, 379
- [162] Gnedin, Y. N. & Pavlov, G. G. 1974, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 38, 903
- [163] Gnedin, Y. N., Pavlov, G. G., & Shibano, Y. A. 1978, *Soviet Astronomy Letters*, 4, 117
- [164] Gnedin, Y. N. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astron. Astrophys.*, 25, 233
- [165] González Caniulef, D., Zane, S., Taverna, R., Turolla, R., & Wu, K. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 459, 3585
- [166] González-Caniulef, D., Zane, S., Turolla, R., & Wu, K. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 483, 599
- [167] Gosling, A. J., Bandyopadhyay, R. M., Miller-Jones, J. C. A., & Farrell, S. A. 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 380, 1511
- [168] Grebenev, S. A. 2017, *Astronomy Letters*, 43, 464
- [169] Grigoryev, V. V., Nagirner, D. I., & Grachev, S. I. 2019, *Astrophysics*, 62, 129
- [170] Grindlay, J. E., Petro, L. D., & McClintock, J. E. 1984, *Astrophys. J.*, 276, 621

- [171] Grove, J. E., Strickman, M. S., Johnson, W. N., et al. 1995, *Astrophys. J.*, 438, L25
- [172] Gupta, S., Brown, E. F., Schatz, H., Möller, P., & Kratz, K.-L. 2007, *Astrophys. J.*, 662, 1188
- [173] Haberl, F. 1994, *Astron. Astrophys.*, 288, 791
- [174] Haensel, P. & Zdunik, J. L. 1990, *Astron. Astrophys.*, 229, 117
- [175] Haensel, P. & Zdunik, J. L. 1990, *Astron. Astrophys.*, 227, 431
- [176] Haensel, P. & Zdunik, J. L. 2003, *Astron. Astrophys.*, 404, L33
- [177] Haensel, P. & Zdunik, J. L. 2008, *Astron. Astrophys.*, 480, 459
- [178] Hahn, S., Kim, K., Kim, K., et al. 2019, *Nature*, 570, 496–499
- [179] Hainich, R., Ramachandran, V., Shenar, T., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 621, A85
- [180] Harding, A. K. & Lai, D. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2631
- [181] Harding, A. K. & Preece, R. 1987, *Astrophys. J.*, 319, 939
- [182] Harrison, F. A., Craig, W. W., Christensen, F. E., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 770, 103
- [183] Haschke, R., Grebel, E. K., & Duffau, S. 2012, *Astrophys. J.*, 144, 107
- [184] Heindl, W., Coburn, W., Kreykenbohm, I., & Wilms, J. 2003, *The Astronomer's Telegram*, 200, 1
- [185] Heindl, W. A. & Chakrabarty, D. 1999, in *Highlights in X-ray Astronomy*, MPE rept. 272, ed. B. Aschenbach & M. J. Freyberg (Garching: MPI für Extraterrestrische Physik), 25
- [186] Heindl, W. A., Coburn, W., Gruber, D. E., et al. 2000, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 510, *The Fifth Compton Symposium*, ed. M. L. McConnell & J. M. Ryan (AIP), 173–177
- [187] Heindl, W. A., Coburn, W., Gruber, D. E., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 563, L35
- [188] Heinke, C. O., Altamirano, D., Cohn, H. N., et al. 2010, *Astrophys. J.*, 714, 894
- [189] Heinke, C. O., Jonker, P. G., Wijnands, R., Deloye, C. J., & Taam, R. E. 2009, *Astrophys. J.*, 691, 1035
- [190] Herold, H. 1979, *Phys. Rev. D*, 19, 2868
- [191] Heyl, J. & Caiazzo, I. 2018, *Galaxies*, 6, 76
- [192] Heyl, J., Doroshenko, V., González-Caniulef, D., et al. 2024, *Nature Astronomy*, 8, 1047
- [193] Heyl, J. S. & Shaviv, N. J. 2000, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 311, 555
- [194] Heyl, J. S. & Shaviv, N. J. 2002, *Phys. Rev. D*, 66, 023002
- [195] Heyl, J. S., Shaviv, N. J., & Lloyd, D. 2003, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 342, 134

- [196] Hickox, R. C., Narayan, R., & Kallman, T. R. 2004, *Astrophys. J.*, 614, 881
- [197] Hickox, R. C. & Vrtilik, S. D. 2005, *Astrophys. J.*, 633, 1064
- [198] Hirose, S., Krolik, J. H., & Stone, J. M. 2006, *Astrophys. J.*, 640, 901
- [199] Hu, C.-P., Chou, Y., Yang, T.-C., & Su, Y.-H. 2013, *Astrophys. J.*, 773, 58
- [200] Hulleman, F., van Kerkwijk, M. H., & Kulkarni, S. R. 2000, *Nature*, 408, 689
- [201] Ibragimov, A., Kajava, J. J. E., & Poutanen, J. 2011, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 415, 1864
- [202] Ibragimov, A. & Poutanen, J. 2009, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 400, 492
- [203] Içdem, B., Inam, S., & Baykal, A. 2011, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 415, 1523
- [204] Igoshev, A. P., Popov, S. B., & Hollerbach, R. 2021, *Universe*, 7, 351
- [205] Ikhsanov, N. R. 2001, *Astron. Astrophys.*, 375, 944
- [206] Illarionov, A. F. & Sunyaev, R. A. 1975, *Astron. Astrophys.*, 39, 185
- [207] İnam, S. Ç., Baykal, A., Swank, J., & Stark, M. J. 2004, *Astrophys. J.*, 616, 463
- [208] in't Zand, J. J. M., Halpern, J., Eracleous, M., et al. 2000, *Astron. Astrophys.*, 361, 85
- [209] Israel, G. L., Belfiore, A., Stella, L., et al. 2017, *Science*, 355, 817
- [210] Israel, G. L., Covino, S., Campana, S., et al. 2000, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 314, 87
- [211] Israel, G. L., Negueruela, I., Campana, S., et al. 2001, *Astron. Astrophys.*, 371, 1018
- [212] Israel, G. L., Papitto, A., Esposito, P., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 466, L48
- [213] Ivanov, V. V. 1973, *Transfer of radiation in spectral lines*
- [214] Jaisawal, G. K. & Naik, S. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 461, L97
- [215] Ji, L., Staubert, R., Ducci, L., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 484, 3797
- [216] Kaaret, P., Feng, H., & Roberts, T. P. 2017, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 55, 303
- [217] Kaaret, P., Simet, M. G., & Lang, C. C. 2006, *Astrophys. J.*, 646, 174
- [218] Kalamkar, M., Altamirano, D., & van der Klis, M. 2011, *Astrophys. J.*, 729, 9
- [219] Kaminker, A. D., Fedorenko, V. N., & Tsygan, A. I. 1976, *Sov. Astron.*, 20, 436
- [220] Kaminker, A. D., Pavlov, G. G., & Shibano, I. A. 1982, *Astrophys. Space Sci.*, 86, 249
- [221] Kaplan, D. L., Kulkarni, S. R., van Kerkwijk, M. H., et al. 2001, *Astrophys. J.*, 556, 399
- [222] Katz, J. I. 1982, *Astrophys. J.*, 260, 371
- [223] Kelley, R. L., Rappaport, S., & Ayasli, S. 1983, *Astrophys. J.*, 274, 765

- [224] Kendziorra, E., Kretschmar, P., Pan, H. C., et al. 1994, *Astron. Astrophys.*, 291, L31
- [225] Kennea, J. A., Burrows, D. N., Coe, M. J., et al. 2015, *The Astronomer's Telegram*, 8091, 1
- [226] Kennea, J. A., Lien, A. Y., Krimm, H. A., Cenko, S. B., & Siegel, M. H. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10809
- [227] Kii, T. 1987, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 39, 781
- [228] King, A. & Lasota, J.-P. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 485, 3588
- [229] King, A. & Lasota, J.-P. 2020, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 494, 3611
- [230] King, A., Lasota, J.-P., & Kluźniak, W. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 468, L59
- [231] King, A. R., Pringle, J. E., West, R. G., & Livio, M. 2004, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 348, 111
- [232] King, A. R. & Ritter, H. 1998, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 293, L42
- [233] Kislat, F., Clark, B., Beilicke, M., & Krawczynski, H. 2015, *Astroparticle Physics*, 68, 45
- [234] Klochkov, D., Doroshenko, V., Santangelo, A., et al. 2012, *Astron. Astrophys.*, 542, L28
- [235] Klochkov, D., Staubert, R., Postnov, K., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 578, A88
- [236] Klus, H., Ho, W. C. G., Coe, M. J., Corbet, R. H. D., & Townsend, L. J. 2014, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 437, 3863
- [237] Kluźniak, W. & Lasota, J.-P. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 448, L43
- [238] Koh, T., Chakrabarty, D., Prince, T. A., et al. 1995, *IAU Circ.*, 6222, 1
- [239] Komesaroff, M. M. 1970, *Nature*, 225, 612
- [240] Kommers, J. M., Fox, D. W., Lewin, W. H. G., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 482, L53
- [241] Kong, L. D., Zhang, S., Ji, L., et al. 2021, *Astrophys. J.*, 917, L38
- [242] Kong, L.-D., Zhang, S., Zhang, S.-N., et al. 2022, *Astrophys. J.*, 933, L3
- [243] Kotov, O., Churazov, E., & Gilfanov, M. 2001, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 327, 799
- [244] Kouroubatzakis, K., Reig, P., Andrews, J., &), A. Z. 2017, *The Astronomer's Telegram*, 10822
- [245] Kouveliotou, C., van Paradijs, J., Fishman, G. J., et al. 1996, *Nature*, 379, 799
- [246] Kraicheva, Z., Stanishev, V., Genkov, V., & Iliev, L. 1999, *Astron. Astrophys.*, 351, 607
- [247] Kraus, U., Blum, S., Schulte, J., Ruder, H., & Meszaros, P. 1996, *Astrophys. J.*, 467, 794
- [248] Kretschmar, P., El Mellah, I., Martínez-Núñez, S., et al. 2021, *Astron. Astrophys.*, 652, A95

- [249] Kretschmar, P., Pan, H. C., Kendziorra, E., et al. 1996, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 120, 175
- [250] Kreykenbohm, I., Wilms, J., Kretschmar, P., et al. 2008, *Astron. Astrophys.*, 492, 511
- [251] Krzeminski, W. 1974, *Astrophys. J.*, 192, L135
- [252] Kuehnel, M., Mueller, S., Kreykenbohm, I., et al. 2012, *The Astronomer's Telegram*, 4564, 1
- [253] Kühnel, M., Müller, S., Kreykenbohm, I., et al. 2013, *Astron. Astrophys.*, 555, A95
- [254] Kühnel, M., Rothschild, R. E., Okazaki, A. T., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 471, 1553
- [255] Kulkarni, A. K. & Romanova, M. M. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 433, 3048
- [256] Kulsrud, R. M. & Sunyaev, R. 2020, *Journal of Plasma Physics*, 86, 905860602
- [257] Kuranov, A. G., Postnov, K. A., & Yungelson, L. R. 2020, *Astronomy Letters*, 46, 658
- [258] Kylafis, N. D., Trümper, J. E., & Loudas, N. A. 2021, *Astron. Astrophys.*, 655, A39
- [259] La Palombara, N., Sidoli, L., Pintore, F., et al. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 458, L74
- [260] La Parola, V., Cusumano, G., Segreto, A., & D'Ai, A. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 463, 185
- [261] Lai, D. 1999, *Astrophys. J.*, 524, 1030
- [262] Lai, D. 2001, *Reviews of Modern Physics*, 73, 629
- [263] Lai, D. 2014, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 64, European Physical Journal Web of Conferences, 01001
- [264] Lai, D. & Ho, W. C. 2003, *Phys. Rev. Lett.*, 91, 071101
- [265] Lai, D. & Ho, W. C. G. 2002, *Astrophys. J.*, 566, 373
- [266] Lai, D. & Ho, W. C. G. 2003, *Astrophys. J.*, 588, 962
- [267] Lamb, F. K., Pethick, C. J., & Pines, D. 1973, *Astrophys. J.*, 184, 271
- [268] Lander, S. K. & Jones, D. I. 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 481, 4169
- [269] Langer, S. H. & Rappaport, S. 1982, *Astrophys. J.*, 257, 733
- [270] Lasota, J. P. 1997, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 121, IAU Colloq. 163: Accretion Phenomena and Related Outflows, ed. D. T. Wickramasinghe, G. V. Bicknell, & L. Ferrario, 351
- [271] Lasota, J.-P. 2001, *New Astron. Rev.*, 45, 449
- [272] Leahy, D. A., Darbro, W., Elsner, R. F., et al. 1983, *Astrophys. J.*, 266, 160

- [273] Levine, A. M. & Corbet, R. 2006, *The Astronomer's Telegram*, 940, 1
- [274] Lii, P. S., Romanova, M. M., Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., & Lovelace, R. V. E. 2014, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 441, 86
- [275] Linares, M., Altamirano, D., Chakrabarty, D., Cumming, A., & Keek, L. 2012, *Astrophys. J.*, 748, 82
- [276] Lipunov, V. M. 1978, *Sov. Astron.*, 22, 702
- [277] Lipunov, V. M. 1982, *Astrophys. Space Sci.*, 82, 343
- [278] Lipunov, V. M. 1982, *Астрон. журн.*, 59, 888
- [279] Lipunov, V. M. 1982, *Astrophys. Space Sci.*, 85, 451
- [280] Lipunov, V. M., Semenov, E. S., & Shakura, N. I. 1981, *Sov. Astron.*, 25, 439
- [281] Lipunov, V. M. & Shakura, N. I. 1980, *Soviet Astronomy Letters*, 6, 14
- [282] Lipunova, G. V. 2015, *Astrophys. J.*, 804, 87
- [283] Loktev, V., Forsblom, S. V., Tsygankov, S. S., et al. 2025, *Astron. Astrophys.*, 698, A22
- [284] Loktev, V., Salmi, T., Nättilä, J., & Poutanen, J. 2020, *Astron. Astrophys.*, 643, A84
- [285] Long, K. S. & van Speybroeck, L. P. 1983, in *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources*, ed. W. H. G. Lewin & E. P. J. van den Heuvel, 117–146
- [286] Long, M., Romanova, M. M., & Lovelace, R. V. E. 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 374, 436
- [287] Lovelace, R. V. E., Romanova, M. M., & Bisnovatyi-Kogan, G. S. 1995, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 275, 244
- [288] Lucke, R., Yentis, D., Friedman, H., Fritz, G., & Shulman, S. 1976, *Astrophys. J.*, 206, L25
- [289] Lutovinov, A., Tsygankov, S., & Chernyakova, M. 2012, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 423, 1978
- [290] Lutovinov, A., Tsygankov, S., Molkov, S., et al. 2021, *Astrophys. J.*, 912, 17
- [291] Lutovinov, A. A., Buckley, D. A. H., Townsend, L. J., Tsygankov, S. S., & Kennea, J. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 462, 3823
- [292] Lutovinov, A. A. & Tsygankov, S. S. 2009, *Astronomy Letters*, 35, 433
- [293] Lutovinov, A. A., Tsygankov, S. S., Karasev, D. I., Molkov, S. V., & Doroshenko, V. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 485, 770
- [294] Lutovinov, A. A., Tsygankov, S. S., Krivonos, R. A., Molkov, S. V., & Poutanen, J. 2017, *Astrophys. J.*, 834, 209
- [295] Lutovinov, A. A., Tsygankov, S. S., Mereminskiy, I. A., et al. 2022, *Astron. Astrophys.*, 661, A28

-
- [296] Lutovinov, A. A., Tsygankov, S. S., Suleimanov, V. F., et al. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 448, 2175
- [297] Lyubarskii, Y. É. 1988, *Astrophysics*, 28, 253
- [298] Lyubarskii, Y. E. 1997, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 292, 679
- [299] Lyubarskii, Y. E. & Syunyaev, R. A. 1982, *Soviet Astronomy Letters*, 8, 330
- [300] Lyubarskii, Y. E. & Syunyaev, R. A. 1988, *Soviet Astronomy Letters*, 14, 390
- [301] Maitra, C., Raichur, H., Pradhan, P., & Paul, B. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470, 713
- [302] Makishima, K., Mihara, T., Ishida, M., et al. 1990, *Astrophys. J.*, 365, L59
- [303] Malacaria, C., Bhargava, Y., Coley, J. B., et al. 2022, *Astrophys. J.*, 927, 194
- [304] Malacaria, C., Heyl, J., Doroshenko, V., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, 675, A29
- [305] Markwardt, C. B., Altamirano, D., Swank, J. H., et al. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2197, 1
- [306] Marshall, H. L., Ng, M., Rogantini, D., et al. 2022, *Astrophys. J.*, 940, 70
- [307] Mastrano, A., Lasky, P. D., & Melatos, A. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 434, 1658
- [308] Matt, G. 1993, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 260, 663
- [309] McBride, V. A., Coe, M. J., Bird, A. J., et al. 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 382, 743
- [310] McBride, V. A., Wilms, J., Coe, M. J., et al. 2006, *Astron. Astrophys.*, 451, 267
- [311] McClintock, J. E., Rappaport, S., Joss, P. C., et al. 1976, *Astrophys. J.*, 206, L99
- [312] McClintock, J. E., Rappaport, S. A., Nugent, J. J., & Li, F. K. 1977, *Astrophys. J.*, 216, L15
- [313] Méndez, M., van der Klis, M., Ford, E. C., Wijnands, R., & van Paradijs, J. 1999, *Astrophys. J.*, 511, L49
- [314] Mereghetti, S. 2008, *Astron. Astrophys. Rev.*, 15, 225
- [315] Meszaros, P. & Nagel, W. 1985, *Astrophys. J.*, 298, 147
- [316] Meszaros, P. & Nagel, W. 1985, *Astrophys. J.*, 299, 138
- [317] Meszaros, P., Novick, R., Szentgyorgyi, A., Chanan, G. A., & Weisskopf, M. C. 1988, *Astrophys. J.*, 324, 1056
- [318] Meyer, F. & Meyer-Hofmeister, E. 1984, *Astron. Astrophys.*, 132, 143
- [319] Mihara, T., Makishima, K., Kamiyo, S., et al. 1991, *Astrophys. J.*, 379, L61
- [320] Mihara, T., Makishima, K., & Nagase, F. 1995, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, Vol. 187, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 104.03

- [321] Mihara, T., Makishima, K., & Nagase, F. 2004, *Astrophys. J.*, 610, 390
- [322] Miller, J. M., Maitra, D., Cackett, E. M., Bhattacharyya, S., & Strohmayer, T. E. 2011, *Astrophys. J.*, 731, L7
- [323] Mineshige, S., Yamasaki, T., & Ishizaka, C. 1993, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 45, 707
- [324] Molkov, S., Lutovinov, A., Tsygankov, S., Mereminskiy, I., & Mushtukov, A. 2019, *Astrophys. J.*, 883, L11
- [325] Monageng, I. M., Coe, M. J., Buckley, D. A. H., et al. 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14564, 1
- [326] Mönkkönen, J., Tsygankov, S. S., Mushtukov, A. A., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 626, A106
- [327] Motch, C., Haberl, F., Dennerl, K., Pakull, M., & Janot-Pacheco, E. 1997, *Astron. Astrophys.*, 323, 853
- [328] Mukherjee, D., Bhattacharya, D., & Mignone, A. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 430, 1976
- [329] Mukherjee, U. & Paul, B. 2005, *Astron. Astrophys.*, 431, 667
- [330] Mushtukov, A. A., Ingram, A., Middleton, M., Nagirner, D. I., & van der Klis, M. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 484, 687
- [331] Mushtukov, A. A., Lipunova, G. V., Ingram, A., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 486, 4061
- [332] Mushtukov, A. A., Markozov, I. D., Suleimanov, V. F., et al. 2022, *Phys. Rev. D*, 105, 103027
- [333] Mushtukov, A. A., Nagirner, D. I., & Poutanen, J. 2016, *Phys. Rev. D*, 93, 105003
- [334] Mushtukov, A. A., Portegies Zwart, S., Tsygankov, S. S., Nagirner, D. I., & Poutanen, J. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 501, 2424
- [335] Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., Tsygankov, S. S., & Ingram, A. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 467, 1202
- [336] Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., Tsygankov, S. S., & Portegies Zwart, S. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 503, 5193
- [337] Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., Tsygankov, S. S., & Poutanen, J. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454, 2539
- [338] Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., Tsygankov, S. S., & Poutanen, J. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 447, 1847
- [339] Mushtukov, A. A., Tsygankov, S. S., Poutanen, J., et al. 2023, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 524, 2004
- [340] Mushtukov, A. A., Tsygankov, S. S., Serber, A. V., Suleimanov, V. F., & Poutanen, J. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454, 2714

- [341] Nagase, F. 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 41, 1
- [342] Nagase, F., Corbet, R. H. D., Day, C. S. R., et al. 1992, *Astrophys. J.*, 396, 147
- [343] Nagel, W. 1981, *Astrophys. J.*, 251, 288
- [344] Nagel, W. 1981, *Astrophys. J.*, 251, 278
- [345] Naghizadeh-Khouei, J. & Clarke, D. 1993, *Astron. Astrophys.*, 274, 968
- [346] Nakajima, M., Kawase, T., Negoro, H., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9512, 1
- [347] Nakajima, M., Negoro, H., Mihara, T., et al. 2019, *IAU Symposium*, 346, 131
- [348] Nazé, Y. 2009, *Astron. Astrophys.*, 506, 1055
- [349] Nazé, Y., Broos, P. S., Oskinova, L., et al. 2011, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 194, 7
- [350] Negoro, H., Nakajima, M., Kawai, N., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9348
- [351] Negueruela, I., Israel, G. L., Marco, A., Norton, A. J., & Speziali, R. 2003, *Astron. Astrophys.*, 397, 739
- [352] Negueruela, I. & Okazaki, A. T. 2001, *Astron. Astrophys.*, 369, 108
- [353] Negueruela, I., Reig, P., Finger, M. H., & Roche, P. 2000, *Astron. Astrophys.*, 356, 1003
- [354] Negueruela, I., Roche, P., Buckley, D. A. H., et al. 1996, *Astron. Astrophys.*, 315, 160
- [355] Negueruela, I., Roche, P., Fabregat, J., & Coe, M. J. 1999, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 307, 695
- [356] Nelson, R. W., Salpeter, E. E., & Wasserman, I. 1993, *Astrophys. J.*, 418, 874
- [357] Nelson, R. W., Wang, J. C. L., Salpeter, E. E., & Wasserman, I. 1995, *Astrophys. J.*, 438, L99
- [358] Neumann, M., Avakyan, A., Doroshenko, V., & Santangelo, A. 2023, *Astron. Astrophys.*, 677, A134
- [359] Nishimura, O. 2008, *Astrophys. J.*, 672, 1127
- [360] Nishimura, O. 2014, *Astrophys. J.*, 781, 30
- [361] Nishiuchi, M., Koyama, K., Maeda, Y., et al. 1999, *Astrophys. J.*, 517, 436
- [362] Oda, M., Takagishi, K., Matsuoka, M., Miyamoto, S., & Ogawara, Y. 1974, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 26, 303
- [363] Olausen, S. A. & Kaspi, V. M. 2014, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 212, 6
- [364] Orlandini, M., Bartolini, C., Campana, S., et al. 2004, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 132, 476
- [365] Özbey Arabacı, M., Camero-Arranz, A., Zurita, C., et al. 2015, *Astron. Astrophys.*, 582, A53

- [366] Paczyński, B. 1971, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 9, 183
- [367] Pakull, M. W., Motch, C., & Negueruela, I. 2003, *The Astronomer's Telegram*, 202, 1
- [368] Pandel, D., Córdova, F. A., & Howell, S. B. 2003, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 346, 1231
- [369] Papitto, A., Bozzo, E., Sanchez-Fernandez, C., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 596, A71
- [370] Papitto, A., Riggio, A., di Salvo, T., et al. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 407, 2575
- [371] Parfrey, K., Spitkovsky, A., & Beloborodov, A. M. 2016, *Astrophys. J.*, 822, 33
- [372] Paul, B., Nagase, F., Endo, T., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 579, 411
- [373] Pavlov, G. G. & Shibanov, Y. A. 1979, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 49, 741
- [374] Petterson, J. A., Rothschild, R. E., & Gruber, D. E. 1991, *Astrophys. J.*, 378, 696
- [375] Postnov, K., Shakura, N., Staubert, R., et al. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 435, 1147
- [376] Postnov, K., Staubert, R., Santangelo, A., et al. 2008, *Astron. Astrophys.*, 480, L21
- [377] Postnov, K. A., Gornostaev, M. I., Klochkov, D., et al. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 452, 1601
- [378] Potter, S. B., Romero-Colmenero, E., Kotze, M., et al. 2012, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 420, 2596
- [379] Pottschmidt, K., Ballhausen, R., Wilms, J., et al. 2016, *The Astronomer's Telegram*, 9404
- [380] Poutanen, J. 2020, *Astron. Astrophys.*, 640, A24
- [381] Poutanen, J. 2020, *Astron. Astrophys.*, 641, A166
- [382] Poutanen, J., Lipunova, G., Fabrika, S., Butkevich, A. G., & Abolmasov, P. 2007, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 377, 1187
- [383] Poutanen, J., Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 777, 115
- [384] Poutanen, J., Nagendra, K. N., & Svensson, R. 1996, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 283, 892
- [385] Poutanen, J., Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., et al. 2024, *Astron. Astrophys.*, 691, A123
- [386] Price, R. E., Groves, D. J., Rodrigues, R. M., et al. 1971, *Astrophys. J.*, 168, L7
- [387] Friedhorsky, W. C. & Terrell, J. 1983, *Astrophys. J.*, 273, 709
- [388] Pringle, J. E. & Rees, M. J. 1972, *Astron. Astrophys.*, 21, 1
- [389] Psaltis, D. & Chakrabarty, D. 1999, *Astrophys. J.*, 521, 332
- [390] Quaintrell, H., Norton, A. J., Ash, T. D. C., et al. 2003, *Astron. Astrophys.*, 401, 313
- [391] Radhakrishnan, V. & Cooke, D. J. 1969, *Astrophys. Lett.*, 3, 225

- [392] Raichur, H. & Paul, B. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 406, 2663
- [393] Raichur, H. & Paul, B. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 401, 1532
- [394] Rappaport, S., Doxsey, R., & Zaumen, W. 1971, *Astrophys. J.*, 168, L43
- [395] Rappaport, S. & Joss, P. C. 1977, *Nature*, 266, 683
- [396] Rappaport, S. & Joss, P. C. 1997, *Astrophys. J.*, 486, 435
- [397] Ray, P. S., Sanna, A., Gendreau, K. C., et al. 2021, *The Astronomer's Telegram*, 14559, 1
- [398] Reig, P. 2011, *Astrophys. Space Sci.*, 332, 1
- [399] Reig, P., Belloni, T., Israel, G. L., et al. 2008, *Astron. Astrophys.*, 485, 797
- [400] Reig, P., Doroshenko, V., & Zezas, A. 2014, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 445, 1314
- [401] Reig, P., Negueruela, I., Fabregat, J., et al. 2004, *Astron. Astrophys.*, 421, 673
- [402] Reig, P., Nespoli, E., Fabregat, J., & Mennickent, R. E. 2011, *Astron. Astrophys.*, 533, A23
- [403] Reig, P. & Roche, P. 1999, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 306, 100
- [404] Reig, P., Torrejón, J. M., & Blay, P. 2012, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 425, 595
- [405] Revnivtsev, M., Burenin, R., Bikmaev, I., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 513, A63
- [406] Revnivtsev, M., Churazov, E., Postnov, K., & Tsygankov, S. 2009, *Astron. Astrophys.*, 507, 1211
- [407] Revnivtsev, M., Fabrika, S., Abolmasov, P., et al. 2006, *Astron. Astrophys.*, 447, 545
- [408] Riquelme, M. S., Torrejón, J. M., & Negueruela, I. 2012, *Astron. Astrophys.*, 539, A114
- [409] Robba, N. R., Burderi, L., Wynn, G. A., Warwick, R. S., & Murakami, T. 1996, *Astrophys. J.*, 472, 341
- [410] Robba, N. R. & Warwick, R. S. 1989, *Astrophys. J.*, 346, 469
- [411] Rodríguez Castillo, G. A., Israel, G. L., Belfiore, A., et al. 2020, *Astrophys. J.*, 895, 60
- [412] Rosenberg, F. D., Eyles, C. J., Skinner, G. K., & Willmore, A. P. 1975, *Nature*, 256, 628
- [413] Rothschild, R., Markowitz, A., Hemphill, P., et al. 2013, *Astrophys. J.*, 770, 19
- [414] Rothschild, R. E., Kühnel, M., Pottschmidt, K., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 466, 2752
- [415] Rouco Escorial, A., Bak Nielsen, A. S., Wijnands, R., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 472, 1802
- [416] Rouco Escorial, A., Wijnands, R., Ootes, L. S., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 630, A105
- [417] Rouco Escorial, A., Wijnands, R., van den Eijnden, J., et al. 2020, *Astron. Astrophys.*, 638, A152

- [418] Rutledge, R. E., Bildsten, L., Brown, E. F., et al. 2007, *Astrophys. J.*, 658, 514
- [419] Rutledge, R. E., Bildsten, L., Brown, E. F., et al. 2002, *Astrophys. J.*, 580, 413
- [420] Salganik, A., Kong, L., Forsblom, S. V., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2512.08195
- [421] Salganik, A., Tsygankov, S. S., Chernyakova, M., Malyshev, D., & Poutanen, J. 2025, *Astron. Astrophys.*, 698, A71
- [422] Sanjurjo-Ferrín, G., Torrejón, J. M., Postnov, K., et al. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 501, 5892
- [423] Santangelo, A., del Sordo, S., Segreto, A., et al. 1998, *Astron. Astrophys.*, 340, L55
- [424] Sathyaprakash, R., Roberts, T. P., Walton, D. J., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 488, L35
- [425] Scaringi, S., Maccarone, T. J., Kording, E., et al. 2015, *Science Advances*, 1, e1500686
- [426] Scharlemann, E. T. 1978, *Astrophys. J.*, 219, 617
- [427] Schreier, E., Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., & Tananbaum, H. 1972, *Astrophys. J.*, 178, L71
- [428] Schreier, E., Levinson, R., Gursky, H., et al. 1972, *Astrophys. J.*, 172, L79
- [429] Schurch, M. P. E., Coe, M. J., McBride, V. A., et al. 2011, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 412, 391
- [430] Scott, D. M., Finger, M. H., Wilson, R. B., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 488, 831
- [431] Scott, D. M., Leahy, D. A., & Wilson, R. B. 2000, *Astrophys. J.*, 539, 392
- [432] Seward, F. D., Forman, W. R., Giacconi, R., et al. 1979, *Astrophys. J.*, 234, L55
- [433] Shakura, N. I., Postnov, K. A., & Prokhorov, M. E. 1991, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, 17, 803
- [434] Shakura, N. I. & Sunyaev, R. A. 1973, *Astron. Astrophys.*, 500, 33
- [435] Shapiro, S. L. & Salpeter, E. E. 1975, *Astrophys. J.*, 198, 671
- [436] Shaw, S. E., Hill, A. B., Kuulkers, E., et al. 2009, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 393, 419
- [437] Shibanov, Y. A. & Yakovlev, D. G. 1996, *Astron. Astrophys.*, 309, 171
- [438] Shrader, C. R., Sutaria, F. K., Singh, K. P., & Macomb, D. J. 1999, *Astrophys. J.*, 512, 920
- [439] Silver, E. H., Weisskopf, M. C., Kestenbaum, H. L., et al. 1979, *Astrophys. J.*, 232, 248
- [440] Siuniaev, R. A. 1976, *Soviet Astronomy Letters*, 2, 111
- [441] Smak, J. 1984, *Acta Astron.*, 34, 161
- [442] Sobolev, V. V. 1963, *A Treatise on Radiative Transfer* (Princeton: Van Nostrand)

- [443] Soffitta, P., Baldini, L., Bellazzini, R., et al. 2021, *Astrophys. J.*, 162, 208
- [444] Sokolova-Lapa, E., Gornostaev, M., Wilms, J., et al. 2021, *Astron. Astrophys.*, 651, A12
- [445] Spruit, H. C. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 983, 40 Years of Pulsars: Millisecond Pulsars, Magnetars and More, ed. C. Bassa, Z. Wang, A. Cumming, & V. M. Kaspi, 391–398
- [446] Staubert, R., Klochkov, D., Fürst, F., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 606, L13
- [447] Staubert, R., Klochkov, D., Postnov, K., et al. 2009, *Astron. Astrophys.*, 494, 1025
- [448] Staubert, R., Klochkov, D., Vybornov, V., Wilms, J., & Harrison, F. A. 2016, *Astron. Astrophys.*, 590, A91
- [449] Staubert, R., Klochkov, D., Wilms, J., et al. 2014, *Astron. Astrophys.*, 572, A119
- [450] Staubert, R., Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., et al. 2004, in *ESA Special Publication*, Vol. 552, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe, ed. V. Schoenfelder, G. Lichti, & C. Winkler, 259
- [451] Staubert, R., Shakura, N. I., Postnov, K., et al. 2007, *Astron. Astrophys.*, 465, L25
- [452] Staubert, R., Trümper, J., Kendziorra, E., et al. 2019, *Astron. Astrophys.*, 622, A61
- [453] Steele, I. A., Negueruela, I., Coe, M. J., & Roche, P. 1998, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 297, L5
- [454] Steiner, A. W. 2012, *Phys. Rev. C*, 85, 055804
- [455] Stella, L., White, N. E., Davelaar, J., et al. 1985, *Astrophys. J.*, 288, L45
- [456] Stella, L., White, N. E., & Rosner, R. 1986, *Astrophys. J.*, 308, 669
- [457] Stollberg, M. T., Finger, M. H., Wilson, R. B., et al. 1993, *IAU Circ.*, 5836, 1
- [458] Strohmayer, T. E. & Markwardt, C. B. 2010, *The Astronomer's Telegram*, 2929, 1
- [459] Suchy, S., Pottschmidt, K., Wilms, J., et al. 2008, *Astrophys. J.*, 675, 1487
- [460] Suleimanov, V. F., Doroshenko, V., & Werner, K. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 482, 3622
- [461] Suleimanov, V. F., Forsblom, S. V., Tsygankov, S. S., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, 678, A119
- [462] Suleimanov, V. F., Lipunova, G. V., & Shakura, N. I. 2007, *Astronomy Reports*, 51, 549
- [463] Suleimanov, V. F., Poutanen, J., Nättilä, J., et al. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 466, 906
- [464] Suleimanov, V. F., Poutanen, J., & Werner, K. 2018, *Astron. Astrophys.*, 619, A114
- [465] Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G. 1985, *Astron. Astrophys.*, 143, 374
- [466] Tananbaum, H., Gursky, H., Kellogg, E. M., et al. 1972, *Astrophys. J.*, 174, L143

- [467] Tao, L., Feng, H., Zhang, S., et al. 2019, *Astrophys. J.*, 873, 19
- [468] Taverna, R. & Turolla, R. 2024, *Galaxies*, 12, 6
- [469] Taverna, R., Turolla, R., Gonzalez Caniulef, D., et al. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454, 3254
- [470] Terada, Y., Mihara, T., Nakajima, M., et al. 2006, *Astrophys. J.*, 648, L139
- [471] Terrell, Jr., N. J. 1972, *Astrophys. J.*, 174, L35
- [472] Thompson, C. & Duncan, R. C. 1993, *Astrophys. J.*, 408, 194
- [473] Thompson, C., Lyutikov, M., & Kulkarni, S. R. 2002, *Astrophys. J.*, 574, 332
- [474] Titarchuk, L. 1994, *Astrophys. J.*, 434, 570
- [475] Tjemkes, S. A., Zuiderwijk, E. J., & van Paradijs, J. 1986, *Astron. Astrophys.*, 154, 77
- [476] Tomar, G., Pradhan, P., & Paul, B. 2021, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 500, 3454
- [477] Townsend, L. J., Coe, M. J., Corbet, R. H. D., & Hill, A. B. 2011, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 416, 1556
- [478] Treuz, S., Doroshenko, V., Santangelo, A., & Staubert, R. 2018, *arXiv e-prints*, arXiv:1806.11397
- [479] Truemper, J., Kahabka, P., Oegelman, H., Pietsch, W., & Voges, W. 1986, *Astrophys. J.*, 300, L63
- [480] Truemper, J., Pietsch, W., Reppin, C., et al. 1978, *Astrophys. J.*, 219, L105
- [481] Trümper, J. E., Dennerl, K., Kylafis, N. D., Ertan, Ü., & Zezas, A. 2013, *Astrophys. J.*, 764, 49
- [482] Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., Lutovinov, A. A., Mushtukov, A. A., & Poutanen, J. 2017, *Astron. Astrophys.*, 605, A39
- [483] Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., Mushtukov, A. A., Lutovinov, A. A., & Poutanen, J. 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 479, L134
- [484] Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., Mushtukov, A. A., et al. 2023, *Astron. Astrophys.*, 675, A48
- [485] Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., Mushtukov, A. A., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 487, L30
- [486] Tsygankov, S. S., Doroshenko, V., Poutanen, J., et al. 2022, *Astrophys. J.*, 941, L14
- [487] Tsygankov, S. S. & Lutovinov, A. A. 2005, *Astronomy Letters*, 31, 380
- [488] Tsygankov, S. S. & Lutovinov, A. A. 2005, *Astronomy Letters*, 31, 88
- [489] Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., Churazov, E. M., & Sunyaev, R. A. 2006, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 371, 19

-
- [490] Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., Churazov, E. M., & Sunyaev, R. A. 2007, *Astronomy Letters*, 33, 368
- [491] Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., Doroshenko, V., et al. 2016, *Astron. Astrophys.*, 593, A16
- [492] Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., Krivonos, R. A., et al. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 457, 258
- [493] Tsygankov, S. S., Lutovinov, A. A., & Serber, A. V. 2010, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 401, 1628
- [494] Tsygankov, S. S., Molkov, S. V., Doroshenko, V., et al. 2022, *Astron. Astrophys.*, 661, A45
- [495] Tsygankov, S. S., Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 608, A17
- [496] Tsygankov, S. S., Mushtukov, A. A., Suleimanov, V. F., & Poutanen, J. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 457, 1101
- [497] Tsygankov, S. S., Rouco Escorial, A., Suleimanov, V. F., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 483, L144
- [498] Tsygankov, S. S., Wijnands, R., Lutovinov, A. A., Degenaar, N., & Poutanen, J. 2017, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 470, 126
- [499] Ulmer, M. P., Baity, W. A., Wheaton, W. A., & Peterson, L. E. 1972, *Astrophys. J.*, 178, L121
- [500] Ustyugova, G. V., Koldoba, A. V., Romanova, M. M., & Lovelace, R. V. E. 2006, *Astrophys. J.*, 646, 304
- [501] Uttley, P. & McHardy, I. M. 2001, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 323, L26
- [502] van der Klis, M. 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 38, 717
- [503] van der Klis, M. 2001, *Astrophys. J.*, 561, 943
- [504] van Kerkwijk, M. H., van Paradijs, J., Zuiderwijk, E. J., et al. 1995, *Astron. Astrophys.*, 303, 483
- [505] van Paradijs, J., Taam, R. E., & van den Heuvel, E. P. J. 1995, *Astron. Astrophys.*, 299, L41
- [506] Vasco, D., Klochkov, D., & Staubert, R. 2011, *Astron. Astrophys.*, 532, A99
- [507] Vasilopoulos, G., Petropoulou, M., Koliopanos, F., et al. 2019, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 488, 5225
- [508] Verbunt, F. 1999, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 160, *Astrophysical Discs - an EC Summer School*, ed. J. A. Sellwood & J. Goodman, 21
- [509] Verrecchia, F., Israel, G. L., Negueruela, I., et al. 2002, *Astron. Astrophys.*, 393, 983

- [510] Vincke, M., LeDourneuf, M., & Baye, D. 1992, *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 25, 2787
- [511] Vybornov, V., Doroshenko, V., Staubert, R., & Santangelo, A. 2018, *Astron. Astrophys.*, 610, A88
- [512] Vybornov, V., Klochkov, D., Gornostaev, M., et al. 2017, *Astron. Astrophys.*, 601, A126
- [513] Wada, Y., Yuasa, T., Nakazawa, K., et al. 2018, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 474, 1564
- [514] Walter, R., Lutovinov, A. A., Bozzo, E., & Tsygankov, S. S. 2015, *Astron. Astrophys. Rev.*, 23, 2
- [515] Wang, W. 2014, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 440, 1114
- [516] Wang, Y.-M. 1987, *Astron. Astrophys.*, 183, 257
- [517] Wang, Z., Chakrabarty, D., & Kaplan, D. L. 2006, *Nature*, 440, 772
- [518] Warner, B. 2003, *Cataclysmic Variable Stars*, 592
- [519] Weisskopf, M. C., Soffitta, P., Baldini, L., et al. 2022, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 8, 026002
- [520] Weng, S.-S., Ge, M.-Y., Zhao, H.-H., et al. 2017, *Astrophys. J.*, 843, 69
- [521] Weng, S.-S. & Göğüş, E. 2015, *Astrophys. J.*, 815, 15
- [522] White, N. E., Mason, K. O., Sanford, P. W., & Murdin, P. 1976, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 176, 201
- [523] White, N. E. & Stella, L. 1988, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 231, 325
- [524] White, N. E., Swank, J. H., & Holt, S. S. 1983, *Astrophys. J.*, 270, 711
- [525] Wijnands, R. & Degenaar, N. 2016, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 463, L46
- [526] Wijnands, R., Degenaar, N., & Page, D. 2013, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 432, 2366
- [527] Wijnands, R. & van der Klis, M. 1998, *Nature*, 394, 344
- [528] Wilson, C. A., Finger, M. H., Coe, M. J., & Negueruela, I. 2003, *Astrophys. J.*, 584, 996
- [529] Wilson, C. A., Finger, M. H., Harmon, B. A., et al. 1997, *Astrophys. J.*, 479, 388
- [530] Wilson-Hodge, C. A., Malacaria, C., Jenke, P. A., et al. 2018, *Astrophys. J.*, 863, 9
- [531] Wojdowski, P., Clark, G. W., Levine, A. M., Woo, J. W., & Zhang, S. N. 1998, *Astrophys. J.*, 502, 253
- [532] Woltjer, L. 1964, *Astrophys. J.*, 140, 1309
- [533] Xiao, H., Tsygankov, S. S., Suleimanov, V. F., et al. 2025, *Astron. Astrophys.*, 702, A216
- [534] Yakovlev, D. G. & Pethick, C. J. 2004, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 42, 169

- [535] Yamamoto, T., Mihara, T., Sugizaki, M., et al. 2014, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 66, 59
- [536] Yamamoto, T., Mihara, T., Sugizaki, M., et al. 2013, *The Astronomer's Telegram*, 4759, 1
- [537] Yamamoto, T., Sugizaki, M., Mihara, T., et al. 2011, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 63, S751
- [538] Yan, J., Zurita Heras, J. A., Chaty, S., Li, H., & Liu, Q. 2012, *Astrophys. J.*, 753, 73
- [539] Yokogawa, J., Torii, K., Kohmura, T., & Koyama, K. 2001, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 53, 227
- [540] Younes, G., Kouveliotou, C., Grefenstette, B. W., et al. 2015, *Astrophys. J.*, 804, 43
- [541] Zane, S., Turolla, R., & Treves, A. 2000, *Astrophys. J.*, 537, 387
- [542] Zanni, C. & Ferreira, J. 2013, *Astron. Astrophys.*, 550, A99
- [543] Zel'dovich, Y. B. & Shakura, N. I. 1969, *Sov. Astron.*, 13, 175
- [544] Zezas, A., Trümper, J. E., & Kylafis, N. D. 2015, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 454, 3366
- [545] Zhang, W., Morgan, E. H., Jahoda, K., et al. 1996, *Astrophys. J.*, 469, L29
- [546] Zhao, Q. C., Li, H. C., Tao, L., et al. 2024, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 531, 3935
- [547] Zhao, Q. C., Tao, L., Tsygankov, S. S., et al. 2025, *Astron. Astrophys.*, 693, A241
- [548] Zhao, Q.-C., Tao, L., Tsygankov, S. S., et al. 2026, *Astron. Astrophys.*, 708, A94
- [549] Zhou, M., Ducci, L., Liu, H., et al. 2025, *Astron. Astrophys.*, 700, A283
- [550] Zhou, M., Wang, P., Liu, H., et al. 2025, *arXiv e-prints*, arXiv:2508.16417

