

УДК 524.38-735/43

УЛЬТРАЯРКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ

© 2021 С. Н. Фабрика^{1,2*}, К. Е. Атапин³, А. С. Винокуров¹, О. Н. Шолухова¹¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, 420008 Россия³Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119992 Россия

Поступила в редакцию 5 августа 2020 года; после доработки 5 октября 2020 года; принята к публикации 5 октября 2020 года

Ультраяркие рентгеновские источники были выделены в отдельный класс объектов в 2000 г. на основе данных космического телескопа Chandra. Это уникальные объекты; их рентгеновские светимости превышают эддингтоновский предел для типичной черной дыры звездной массы. Длительное время природа ULX оставалась неясной. Однако постепенное накопление данных, новые результаты рентгеновской и оптической спектроскопии, исследование структуры и энергетики окружающих ULX туманностей привели к пониманию того, что большая часть ультраярких рентгеновских источников должна представлять собой сверхкритические аккреционные диски наподобие SS 433. Обнаружение нейтронных звезд в ряде объектов лишь усилило уверенность научного сообщества в полученных выводах, поскольку присутствие нейтронных звезд в таких системах явно указывает на сверхкритический режим аккреции. В этом обзоре мы систематизируем основные факты о наблюдательных проявлениях ULX и SS 433 в рентгеновском и оптическом диапазонах и обсуждаем их объяснение с позиции теории сверхкритической аккреции.

Ключевые слова: рентгеновское излучение: двойные звезды — аккреция, аккреционные диски

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые свидетельства существования в соседних галактиках аномально ярких в рентгеновском диапазоне объектов были получены еще в 80-х годах обсерваторией им. Эйнштейна (Fabbiano 1989). Светимости данных объектов оказались значительно выше тех величин, которые характерны для двойных систем с черными дырами и нейтронными звездами, расположенных в нашей Галактике, но в то же время высокое пространственное разрешение рентгеновского телескопа позволяло с уверенностью утверждать, что активными ядрами галактик эти объекты также быть не могут. С запуском в 1999 г. космического телескопа Chandra стало понятно, что данные «аномальные» источники не являются единичными находками, а представляют собой новый, достаточно обширный класс объектов, названных впоследствии *ультраяркими рентгеновскими источниками* (ultraluminous X-ray sources, ULXs).

Итак, ультраяркие рентгеновские источники — это точечные внегалактические объекты, имеющие светимость выше 2×10^{39} эрг с⁻¹ (эддингтоновский предел для черной дыры массой $15 M_{\odot}$ сол-

нечного химического состава

$$L_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{38} m \text{ эрг с}^{-1},$$

где m — масса в единицах массы Солнца), но не являющиеся активными ядрами галактик (Kaaret et al. 2017). Всего в настоящее время известно несколько сотен таких объектов (Earnshaw et al. 2019, Liu 2011, Swartz et al. 2004, Walton et al. 2011). Подавляющее большинство из них находится в спиральных и неправильных галактиках с высоким темпом звездообразования и ассоциировано с наиболее молодым звездным населением. В частности, на примере галактики Антенна было показано, что все ярчайшие рентгеновские источники формировались в центрах очень молодых скоплений с возрастом менее 5 млн. лет, а затем в результате динамической эволюции скоплений выбрасывались из них, вылетая на расстояния до 200 пк (Poutanen et al. 2013).

Изначально в качестве объяснения феномена ULX рассматривались две основные модели. Первая из них утверждала, что данные системы могут содержать так называемые *черные дыры промежуточных масс* (intermediate mass black holes, IMBHs) с массами $10^3 - 10^5 M_{\odot}$ (Colbert et al. 1999), т.е. занимающими промежуточное положение между черными дырами звездных масс в со-

*E-mail: fabrika@sao.ru

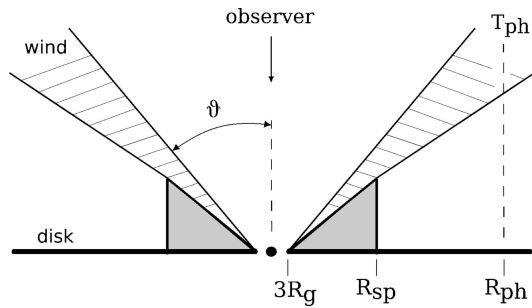


Рис. 1. Схема сверхкритического аккреционного диска. Обозначены три радиуса: внутренний радиус диска $R_{in} = 3R_g$, радиус сферизации R_{sp} и радиус фото-сферы ветра R_{ph} . Сверхкритические свойства диска проявляются ниже радиуса сферизации, где диск становится геометрически толстым $H(R) \simeq R$. В области $R \gtrsim R_{sp}$ диск аналогичен стандартному (тонкому). Предполагается, что ветер образует канал, имеющий форму конуса с углом раствора $\vartheta \sim 20^\circ - 50^\circ$ и практически не заполненный внутри веществом. В случае ULX наблюдатель должен «заглядывать» непосредственно в канал и видеть горячие внутренние части диска, излучающие в рентгеновском диапазоне.

ставе двойных систем и сверхмассивными черными дырами в ядрах галактик. В случае аккреции на ИМВН для получения наблюдаемых светимостей превышение эддингтоновского предела не требуется, поэтому ожидалось, что такие объекты должны аккрецировать в таком же (субкритическом) режиме, что и рентгеновские источники нашей Галактики, и иметь в целом аналогичные им наблюдательные проявления. Альтернативная модель, ныне ставшая доминирующей, предполагала, что ULX являются тесными двойными системами с черными дырами звездных масс (или с нейтронными звездами), в которых звезда-донор заполняет полость Роша и аккреция происходит в сверхэддингтоновском (сверхкритическом) режиме (Fabrika and Mescheryakov 2001, King et al. 2001). В этом случае должен образовываться сверхкритический аккреционный диск (Lipunova 1999, Poutanen et al. 2007, Shakura and Sunyaev 1973), который по своим свойствам значительно отличается от стандартного. Также высказывались и несколько необычные идеи, например, была предложена модель, в которой источником энергии ULX является не аккреция, а энергия вращения только что родившегося пульсара (Medvedev and Poutanen 2013).

Главной отличительной особенностью сверхкритического диска является наличие мощных истечений материи (или ветра) из его центра; свидетельства таких истечений несколько лет назад были найдены у ряда объектов как в оптическом, так и в рентгеновском диапазонах (см. ниже). Другой значимый результат последних лет — обнаружение когерентных пульсаций у объекта M 82 X-2 (Bachetti et al. 2014), что сделало его первым

представителем нового класса источников — *ультраярких пульсаров* (ultraluminous X-ray pulsars, ULXP). Наличие пульсаций означает, что аккректором выступает именно нейтронная звезда, то есть эддингтоновский предел в этих объектах может быть превышен в несколько сотен раз (при условии изотропного излучения). Таким образом, открытия последних нескольких лет позволяют утверждать, что большая часть ULX, по-видимому, является сверхаккректорами. Тем не менее часть объектов (Sutton et al. 2012), среди которых гиперяркий рентгеновский источник ESO 243-49 HLX-1 (Davis et al. 2011, Farrell et al. 2009, Titarchuk et al. 2016) (светимость достигает 10^{42} эрг s^{-1}), все же могут быть системами с ИМВН.

В нашей Галактике также известен один объект, аккрецирующий в сверхэддингтоновском режиме — это система SS 433 (Fabrika 2004). Данный объект знаменит своими постоянно действующими струями газа, выбрасываемыми из центра аккреционного диска со скоростью $V_j \approx 0.26 c$. Кинетическая энергия струй оценивается примерно в 10^{39} эрг s^{-1} (Panferov and Fabrika 1997), а полная энергетика системы $L_{bol} \sim 10^{40}$ эрг s^{-1} , что соответствует светимости ярких ULX. Однако ориентация SS 433 такова, что внутренние части его сверхкритического аккреционного диска всегда закрыты от наблюдателя оптически толстым ветром и максимум его излучения приходится на оптический/УФ диапазоны. Поэтому в рентгеновской области SS 433 — относительно слабый источник со светимостью $L_X \sim 10^{36}$ эрг s^{-1} , причем основным источником доходящего до наблюдателя излучения являются горячие части струй (Medvedev and Fabrika 2010). Темп аккреции в системе SS 433 оценивается в $\dot{M}_0 \simeq 300 M_\odot \text{ год}^{-1}$ (Fabrika 2004).

В 2001 г. нами была опубликована статья Fabrika and Mescheryakov (2001), в которой мы предположили, что в других галактиках должны существовать объекты, аналогичные SS 433, но развернутые на наблюдателя и являющиеся яркими рентгеновскими источниками. Также, пользуясь данными каталога ярких источников ROSAT (18811 источников) и каталога RC3 (около 19000 галактик), мы оценили частоту встречаемости таких объектов: для спиральных и неправильных галактик на расстояниях до 10 Мпк мы получили частоты 4–5%.

Концепция сверхкритических аккреционных дисков была предложена Шакурой и Сюняевым (Shakura and Sunyaev 1973) и в дальнейшем развита в работах Abramowicz et al. (1988), Jaroszynski et al. (1980), Lipunova (1999), Poutanen et al. (2007). Если темп поступления вещества на внешней границе диска \dot{M}_0 превышает критический

уровень (соответствующий эддингтоновской светимости) $\dot{M}_{\text{Edd}} = 48\pi GM/c\kappa \approx 2 \times 10^{18} m \text{ г с}^{-1}$, где κ — томсоновская непрозрачность (Poutanen et al. 2007), то во внутренней части диска возникает область, в которой сила давления излучения становится равна силе гравитации. Размер этой области, ограниченной *радиусом сферизации*, прямо пропорционален темпу аккреции $r_{\text{sp}} \approx (5/3)\dot{m}_0$ (Poutanen et al. 2007), где $\dot{m}_0 = \dot{M}_0/\dot{M}_{\text{Edd}} \gg 1$ — безразмерный темп аккреции, а радиус сферизации r_{sp} выражен в единицах внутреннего радиуса диска R_{in} , обычно принимаемого равным трем радиусам Шварцшильда: $R_g = 2GM/c^2$ (рис. 1).

Внутри радиуса сферизации проявляются сверхкритические свойства диска: он становится геометрически толстым с $H/R \sim 1$, где R — расстояние до черной дыры, а H — полутолщина диска, и происходит истечение материи в виде мощного ветра. Ветер должен обладать угловым моментом, поэтому предполагается, что он формирует канал, имеющий форму полого конуса (рис. 1). Вследствие оттока вещества по мере приближения к черной дыре количество материи $\dot{M}(R)$, проходящей через диск, уменьшается, и в конечном итоге внутренней границы диска достигает лишь относительно небольшая её часть. Важное значение здесь имеет адвекция — процесс уноса энергии вместе с веществом в черную дыру вследствие запутывания фотонов, поскольку она снижает давление излучения на поверхности диска и ослабляет ветер (Lipunova 1999, Poutanen et al. 2007).

Болометрическая светимость сверхкритического диска превышает светимость Эддингтона на логарифмический фактор $L_{\text{bol}} \approx L_{\text{Edd}}(1 + \frac{5}{3} \ln \dot{m}_0)$ (Poutanen et al. 2007), т.е. при темпе аккреции $\dot{m}_0 \sim 100$ эддингтоновская светимость будет превышена примерно в 4 раза. Кроме того, наблюдаемая светимость может увеличиться еще в 2–7 раз за счет коллимации излучения в канале (Fabrika and Mescheryakov 2001, King et al. 2001). Наиболее горячая часть диска находится вблизи его внутренней границы и имеет температуру $T_{\text{max}} \approx 1.6m^{-1/4} \text{ кэВ} \simeq 1 \text{ кэВ}$ (для массы аккретора $10 M_{\odot}$). Температура на радиусе сферизации зависит от темпа аккреции $T_{\text{sp}} \simeq \dot{m}_0^{-1/2} T_{\text{max}}$ и для $\dot{m}_0 \sim 100$ примерно равна 0.1 кэВ (Poutanen et al. 2007).

Темп истечения материи из сверхкритического диска составляет $\dot{M}_w \approx a\dot{M}_0$, где $a \lesssim 0.58$ — параметр, зависящий от того, какая доля высвобождаемой в диске энергии расходуется на ускорение ветра (Poutanen et al. 2007). Таким образом, в

виде ветра может выбрасываться более половины вещества, поступающего в диск от звезды-донора. Ветер формирует фотосферу, радиус которой $r_{\text{ph}} \propto \dot{m}_0^{3/2}$ (в единицах R_{in}) может на несколько порядков превышать радиус сферизации. Температура на радиусе фотосферы падает с ростом темпа аккреции $T_{\text{ph}} \propto \dot{m}_0^{-3/4}$ (Poutanen et al. 2007), но максимум излучения фотосферы всегда приходится на ультрафиолетовый диапазон. Присутствие мощного ультрафиолетового излучения подтверждается фотоионизационными туманностями, окружающими множество ультраярких рентгеновских источников (см., например, Abolmasov et al. (2007; 2008), Kaaret et al. (2010)).

Изложенные выше представления о сверхкритической аккреции хорошо согласуются как с MHD-расчетами (Okuda et al. 2009, Ohsuga and Mineshige 2011, Ohsuga et al. 2005, Takahashi et al. 2018, Takeuchi et al. 2013; 2014), так и с наблюдениями реальных объектов: ULX и SS 433. Ниже мы детально рассмотрим наблюдательные проявления ультраярких рентгеновских источников, попутно сравнивая их с объектом SS 433. В разделе 2 будет описано рентгеновское излучение ULX: рентгеновские спектры, переменность, а также отдельные свойства ультраярких пульсаров. В разделе 3 речь пойдет об оптическом излучении. Оптическая спектроскопия и фотометрия дают много полезной информации не только о самих ULX, но также и об их окружении, что может пролить свет на их происхождение и эволюцию в качестве двойных систем.

2. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ULX

2.1. Рентгеновские спектры

Когда благодаря космическим телескопам XMM-Newton и Chandra были получены наблюдения ULX достаточно высокого накопления, стало понятно, что спектры ULX значительно отличаются (Gladstone et al. 2009, Stobbart et al. 2006) от тех, что наблюдаются у рентгеновских двойных нашей Галактики (McClintock and Remillard 2006). Большинство спектров имеет двугорбую форму с перегибом в районе 2 кэВ и экспоненциальным завалом на более высоких энергиях порядка 10 кэВ (Bachetti et al. 2013, Walton et al. 2014). Формальная аппроксимация таких спектров двухкомпонентной моделью «стандартный диск + комптонизация», широко применяемой к спектрам рентгеновских двойных, дает температуры диска и комптонизирующей среды значительно ниже, а оптическую толщину выше: $kT_{\text{disk}} \sim 0.2 \text{ кэВ}$, $kT_e \sim 1 - 2 \text{ кэВ}$ и $\tau \gtrsim 6$ у ULX (Gladstone et al. 2009) против $kT_{\text{disk}} \sim 1 \text{ кэВ}$, $kT_e \sim 100 \text{ кэВ}$ и

$\tau \lesssim 1$ у рентгеновских двойных (McClintock and Remillard 2006). Состояние с такой нетипичной для объектов нашей Галактики формой спектра было предложено назвать «ультраярким» (ultraluminous state) (Gladstone et al. 2009).

В зависимости от того, какая из двух компонент спектра вносит больший вклад, спектры ULX можно разделить (Sutton et al. 2013) на мягкие (soft ultraluminous, SUL) и жесткие (hard ultraluminous, HUL). Дополнительно выделяют тип «уширенный диск» (broadened disc, BD), получивший свое название ввиду того, что наилучшее согласие с наблюдениями дает модель диска с температурой 1–2.5 кэВ. В спектрах такого типа нет явного разделения на горбы и имеется максимум в районе 5 кэВ. Примеры спектров различных типов показаны на рис. 2.

Спектр конкретного объекта может меняться, переходя из одного состояния в другое, тем не менее существует тенденция к разделению источников на мягкие и жесткие. При анализе выборки из двух десятков объектов выяснилось, что спектры типа BD характерны, скорее, для более слабых ULX (Sutton et al. 2013; 2017), однако, если источник, большую часть времени демонстрирующий двухкомпонентный спектр (HUL или SUL), становится более ярким, то его спектр также становится похож на BD-тип (Luangtip et al. 2016, Pintore and Zampieri 2012, Pintore et al. 2014, Shidatsu et al. 2017). На рис. 3 показаны спектры объекта IC 342 X-1 в различных состояниях. В низком состоянии (светимость в диапазоне 0.3–30 кэВ составляет $L_X \simeq 1.5 \times 10^{40}$ эрг с⁻¹) спектр имеет явный степенной участок и может быть классифицирован как HUL-тип. В ярком состоянии ($L_X \simeq 3.4 \times 10^{40}$ эрг с⁻¹) спектр округлый (BD-тип). Любопытно, что во время продолжительного наблюдения длительностью порядка 10^5 с источник ослаб в три раза, спектр при этом стал более жестким.

Еще одной разновидностью ULX, по-видимому, являются *ультраяркие сверхмягкие источники* (ultraluminous supersoft sources, ULS) (Liu and Di Stefano 2008, Soria and Kong 2016, Urquhart and Soria 2016a). Эти объекты характеризуются очень мягкими тепловыми спектрами с температурой до 0.1 кэВ и практически полным отсутствием излучения выше 1 кэВ. На примере семи объектов было показано, что размер источника теплового излучения (фотосферы) антикоррелирует с температурой, но болометрическая светимость при этом остается постоянной (Urquhart and Soria 2016a). При падении температуры ниже 50 эВ все излучение источника перемещается в ультрафиолетовый диапазон, и он становится недоступен для рентгеновских телескопов. При росте температуры

выше 150 эВ ULS превращается в ULX с мягким типом спектра (Feng et al. 2016, Pinto et al. 2017a, Urquhart and Soria 2016a).

Несмотря на отсутствие в текущий момент физически обоснованных спектральных моделей, которыми можно было бы аппроксимировать накопленные наблюдательные данные, в целом имеющееся многообразие типов спектров согласуется с представлениями о сверхкритической аккреции. MHD-расчеты показывают, что конический канал, образуемый ветром (рис. 1), должен иметь угол раствора $\vartheta \sim 20^\circ\text{--}50^\circ$ (Okuda et al. 2009, Ohsuga et al. 2005, Takeuchi et al. 2013). Очевидно, что в случае ULX наблюдатель должен непосредственно «заглядывать» в канал и видеть наиболее горячие части сверхкритического диска. Однако угол θ , под которым он видит разные объекты (угол между осью канала и лучом зрения, рис. 4), может быть разным (Pinto et al. 2017a, Pintore et al. 2014, Sutton et al. 2013). Объекты, наблюдаемые практически вдоль оси канала, должны иметь самый жесткий спектр (BD- и HUL-объекты, $\theta \simeq 0$). По мере увеличения угла θ спектр должен становится мягче (SUL-объекты, $\theta < \vartheta$) по причине того, что самые глубокие части канала становятся видны хуже, а также из-за того, что луч зрения начинают пересекать сгустки ветра, вырывающиеся из стенок канала. При дальнейшем увеличении угла θ оптическая толща ветра растет, и сгустки ветра могут полностью перекрывать жесткое рентгеновское излучение — такие объекты выглядят как ULS ($\theta \approx \vartheta$). И, наконец, при $\theta \gg \vartheta$ должны наблюдаться объекты типа SS 433, от которых рентгеновское излучение канала доходит до наблюдателя только в отраженном виде (Medvedev and Fabrika 2010).

Оба угла — как θ , так и ϑ — могут меняться с течением времени, что обуславливает спектральную переменность объектов (Middleton et al. 2015a, Pinto et al. 2017a, Pintore et al. 2014). Угол θ может меняться из-за прецессии аккреционного диска (Dauser et al. 2017, Weng et al. 2018), которая хорошо известна на примере SS 433 (Fabrika 2004). Раствор канала ϑ , вероятно, зависит от темпа аккреции: при увеличении \dot{m}_0 ветер усиливается и канал становится более узким (King 2009).

Опираясь на представления о сверхкритическом аккреционном диске SS 433 и предполагая, что аккреция идет на черную дыру, мы разработали упрощенную модель многоцветного канала (multicolor funnel, MCF, по аналогии с многоцветным диском, MCD), которая могла бы предсказать, как должны выглядеть спектры аналогичных объектов при наблюдении плашмя (Fabrika et al. 2006). Для описания распределения температуры стенки канала мы рассмотрели два предельных случая: в одном доминировало газовое давление $T(r) \propto r^{-1}$,

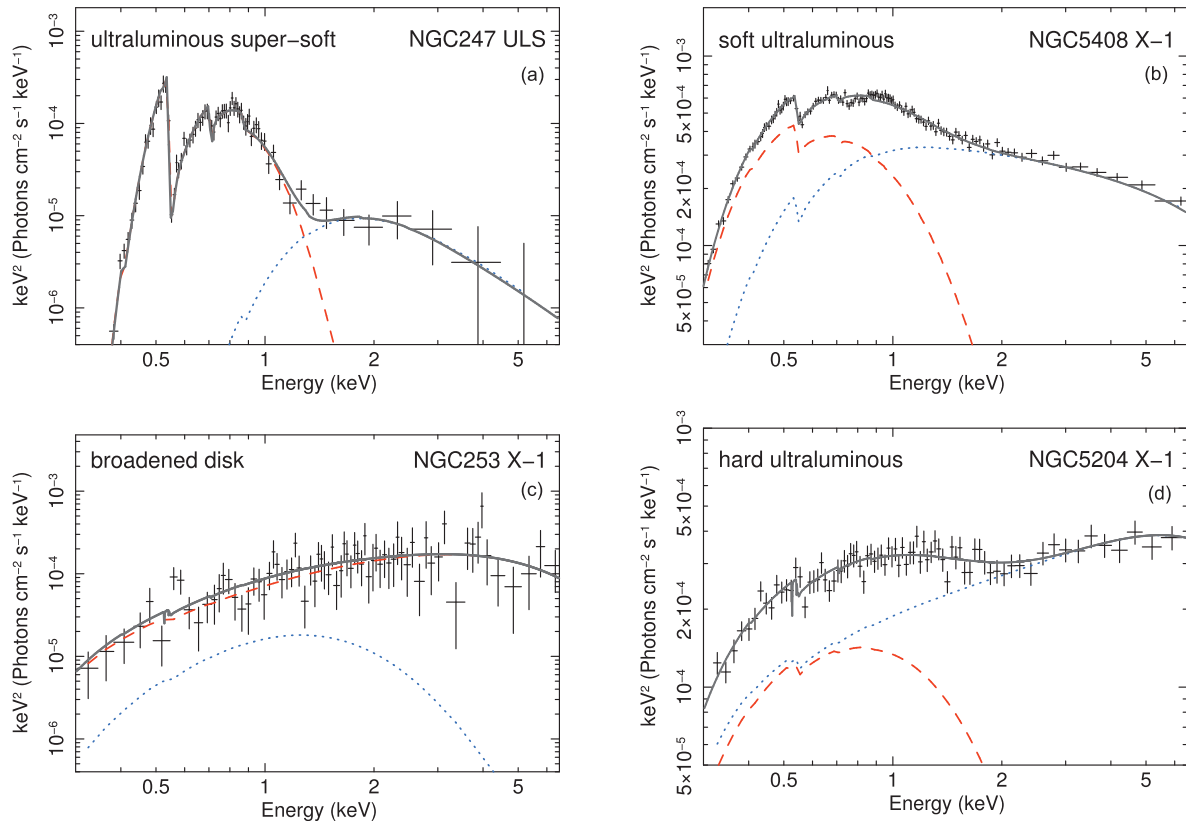


Рис. 2. Четыре типа спектров ультраярких рентгеновских источников в порядке возрастания жесткости. (a) — спектр ультраяркого сверхмягкого источника NGC 247 ULS. (b) — тип спектра «ультраяркий мягкий» на примере источника NGC 5408 X-1. (c) — тип «уширенный диск», NGC 253 X-1. (d) — «ультраяркий жесткий», объект NGC 5204 X-1. Каждый спектр аппроксимирован моделью (серая сплошная линия), состоящей из двух компонентов: многоцветного диска (штриховая красная линия) и комптонизации (пунктирная голубая линия).

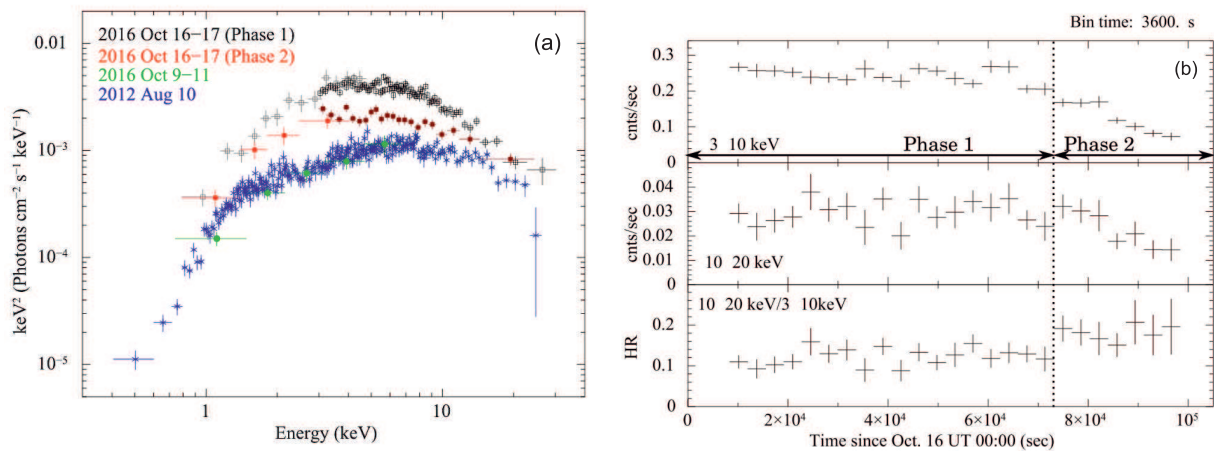


Рис. 3. Спектры (a) и кривые блеска (b) объекта IC 342 X-1 из работы Shidatsu et al. (2017) по данным мониторинга, проведенного с использованием рентгеновских телескопов Swift, NuStar и XMM-Newton. Кривые блеска получены в двух рентгеновских поддиапазонах 17 октября 2016 г. с помощью прибора NuStar/FPMA (также показано их отношение — hardness ratio). Во время этого наблюдения произошло заметное снижение яркости объекта, поэтому данные были разделены на две фазы. Спектры (комбинированные Swift+NuStar) первой и второй фаз показаны черными и красными точками соответственно. Зеленым показан спектр, полученный по наблюдениям Swift, проведенным несколькими днями ранее. Синим цветом показан спектр по данным одновременных наблюдений XMM-Newton+NuStar, выполненных в 2012 г. Видно, что в ярком состоянии спектр имеет более округлую форму.

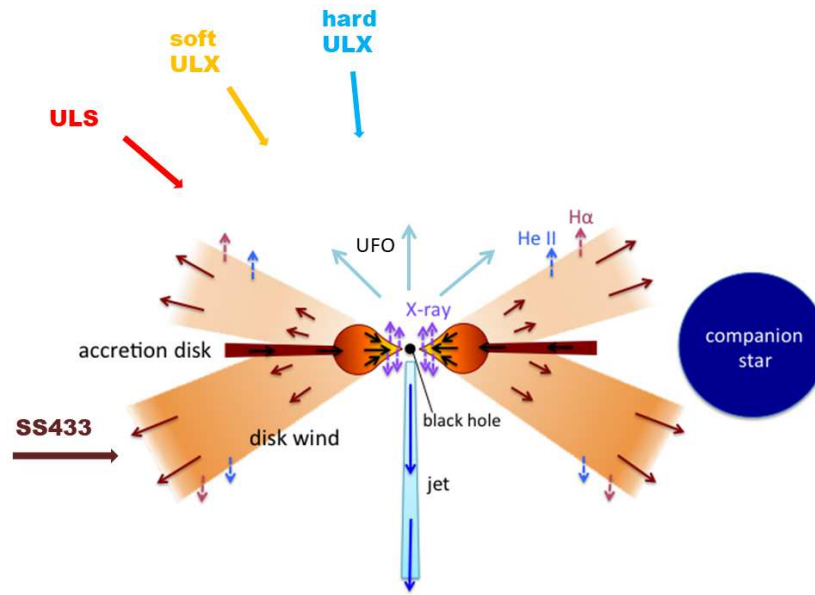


Рис. 4. Взаимосвязь между типом спектра объекта и углом, под которым наблюдается сверхкритический диск. По мере увеличения угла между лучом зрения и осью канала спектр должен становиться мягче. В случае ULX и ULS наблюдатель заглядывает в канал и видит рентгеновское излучение его внутренних частей. В системе SS 433 сверхкритический диск виден сбоку, его наблюдаемая рентгеновская светимость составляет менее 0.1% от истинной. Периферийные части ветра являются источником оптического излучения. Помимо SS 433, релятивистские джеты в явном виде были обнаружены только у одного объекта — M 81 ULS (Liu et al. 2015), а у Holmberg II X-1 найдены свидетельства наличия джетов в прошлом (Cseh et al. 2014). Однако у многих объектов наблюдаются оптически тонкие ультрабыстрые истечения (UFO), которые, по-видимому, представляют собой неколлимированный джет (см. текст).

а в другом — давление излучения $T(r) \propto r^{-1/2}$. Из наблюдений известны температура внешней фотосферы канала и его глубина (уровень фотосферы на дне канала рассчитывался исходя из известного расхода массы в струях). Температура стенок канала в самых глубоких его частях, которые еще можно наблюдать, оценивается в $1 \times 10^6 - 1.7 \times 10^7$ К.

На рис. 5а мы приводим модельные спектры MCF для различных значений параметра $\zeta = aT_0^3/3k_b n_0$ — отношения давления излучения к газовому давлению; здесь $a = 4\sigma/c$, где σ — постоянная Стефана-Больцмана, k_b — постоянная Больцмана и n_0 — плотность в наиболее глубоких частях канала r_0 . Температуру $T_0(r_0)$ мы приняли равной 1 кэВ. Для сравнения на том же рисунке приведена модель многоцветного диска (multicolor disk, MCD) с $T_{in} = 1$ кэВ, а также результат аппроксимации моделью MCF спектра ультраяркого рентгеновского источника NGC 4736 X-1 (рис. 5б).

Наблюдаемая скорость струй SS 433 $V_j \approx 0.26 c$ говорит о том, что при ускорении струй важную роль играет эффект запираания линий (line-locking mechanism), хорошо известный по квазарам (Shapiro et al. 1986). Это значит, что спектр, испускаемый веществом стенки канала, должен быть абсорбционным и содержать скачки Lc и Kc

водородо- и гелиоподобных ионов (рис. 5с). Итоговый спектр, предсказываемый моделью, имеет весьма сложную структуру, состоящую из бленд $K\alpha/Kc$ и $L\alpha/Lc$ наиболее обильных тяжелых элементов. Дополнительно на его форму будут влиять изменения физических параметров газа в канале: скорости, плотности, температуры, фактора заполнения (коллимации струй) и т.д. При аппроксимации таких спектров гладкими непрерывными моделями (например, степенным законом) абсорбционные скачки должны проявляться в невязках (рис. 5д).

Путем моделирования многоцветного канала было предсказано, что в случае наблюдения внутренних частей канала SS 433 непосредственно (face-on) в спектре должен проявляться достаточно мощный горб на энергии около 1 кэВ вместе с мелкими, очень широкими (0.1 с–0.3 с) абсорбциями, сдвинутыми в голубую сторону. При получении хорошо накопленных спектров ULX такие горбы были действительно обнаружены (Middleton et al. 2015b). На рис. 6 показаны невязки спектров шести наиболее изученных ультраярких рентгеновских источников. Видно, что все они имеют приблизительно одинаковую форму, свидетельствующую о том, что эти невязки носят не случайный характер, а являются следствием поглощения в канале, которое не учитывается

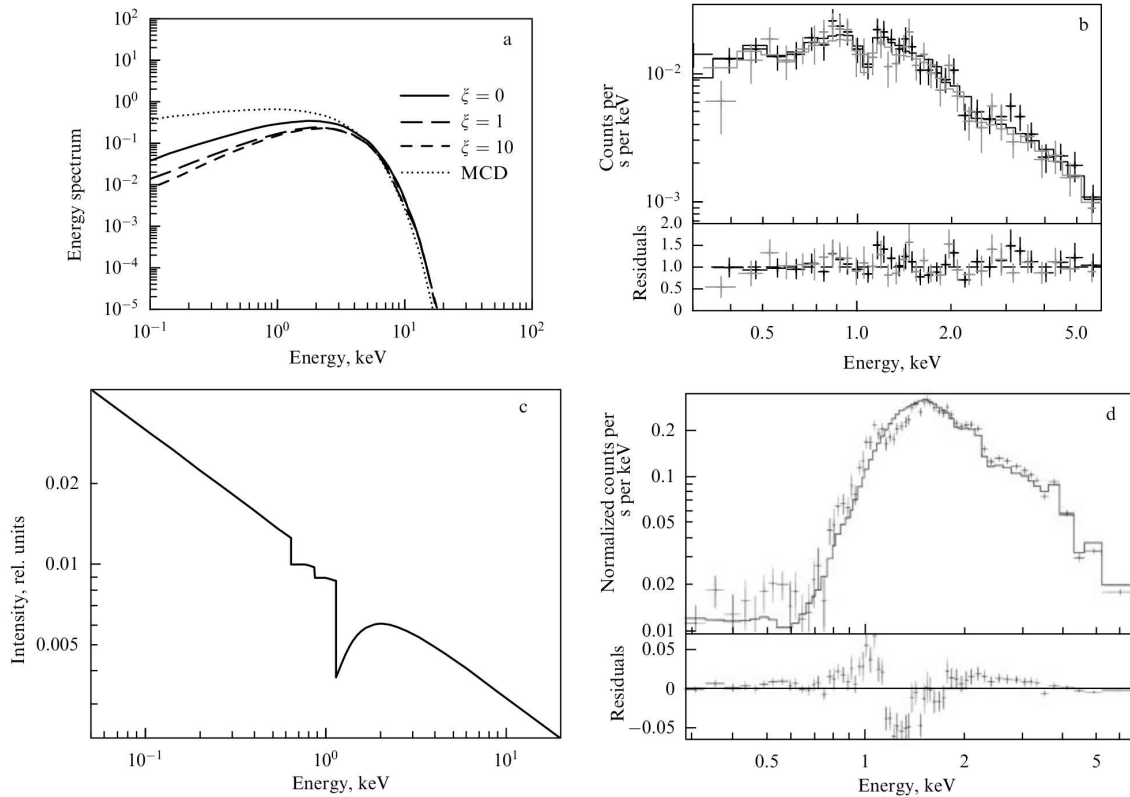


Рис. 5. (a) Модель непрерывного излучения многоцветного канала (MCF) в сравнении с моделью многоцветного (стандартного) диска (MCD), ζ — отношение давления излучения к газовому давлению. (b) Применение непрерывной модели канала к наблюдаемому спектру ультраяркого рентгеновского источника NGC 4736 X-1. (c) Модель эмиссионных/абсорбционных особенностей, которые могут наблюдаться в ULX и в SS 433. Приведен степенной спектр с показателем $\Gamma = 2.5$ с наложенными на него абсорбционными скачками (L_c -edges) ионов C VI (порядка 0.63 кэВ), N VII (порядка 0.9 кэВ) и O VIII (порядка 1.1 кэВ), смещенных в голубую сторону на 0.26 с. (d) Показано, как выглядел бы данный спектр на приборе XMM-Newton/MOS при глубоком накоплении (более 10^5 фотонов), а также дана его аппроксимация степенным законом. В нижней части рисунка приведены невязки, которые должны иметь специфическую форму с подъемом в районе 1 кэВ и следующим сразу за ним провалом, повторяющим форму скачка O VIII (Fabrika et al. 2007).

простыми моделями континуума. Тем не менее форма невязок может слегка меняться в зависимости от типа спектра (SUL или HUL) и наклона сверхкритического диска (Pinto et al. 2017a; 2020).

Наблюдаемая рентгеновская светимость SS 433 составляет $L_X \sim 10^{36}$ эрг с $^{-1}$. Большая часть этого излучения приходит от струй, имеющих температуру видимого основания около 17 кэВ (Brinkmann et al. 2005). Однако при аппроксимации наблюдаемого спектра только одной лишь моделью струй возникают невязки, систематически возрастающие в сторону высоких энергий, что говорит о необходимости добавления дополнительной компоненты (Brinkmann et al. 2005, Khabibullin et al. 2016, Medvedev and Fabrika 2010). В работе Medvedev and Fabrika (2010) мы проанализировали спектры SS 433, полученные на телескопе XMM-Newton, применив к ним модель адиабатически расширяющейся радиативно охлаждающейся струи, и обнаружили, что дополнительной компонентой

может быть излучение внутренних частей диска, отражаемое в сторону наблюдателя стенками канала. Дополнительная компонента становится статистически значимой в области энергий более 3 кэВ. Отражение происходит на относительно холодной ($T \sim 0.1$ кэВ), но высокоионизованной плазме (параметр ионизации $\xi \sim 300$). Отражаемое жесткое излучение имеет степенной спектр с показателем $\Gamma \sim 1.5-2$. О значимом вкладе отражения в наблюдаемый спектр SS 433 также свидетельствует мощная флуоресцентная линия 6.4 кэВ.

По данным, собранным рентгеновской обсерваторией RXTE/ASM с 1996 по 2005 гг., была проведена спектроскопия SS 433, по результатам которой Filippova et al. (2006) обнаружили, что разность между энергетическими спектрами, полученными на различных прецессионных и орбитальных фазах, демонстрирует эффект сильного фотопоглощения вблизи оптической звезды из-за ее ветра.

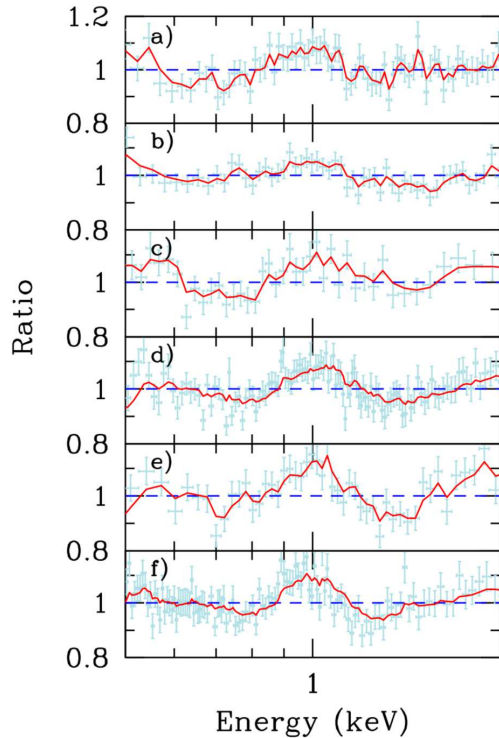


Рис. 6. Невязки, оставшиеся после деления наблюдаемых рентгеновских спектров ULX на модель $\text{TBABS}^*(\text{DISKBB}+\text{NTHCOMP})$ (многоцветный диск+комptonизация). Сверху вниз показаны объекты NGC 1313 X-1, Ho IX X-1 (жесткие), Ho II X-1 (мягкий), NGC 55 ULX-1 (сверхмягкий), NGC 6946 X-1, NGC 5408 X-1 (мягкие). Все невязки имеют форму, схожую с горбом, в районе 1 кэВ, причем их форма одинакова для разных типов объектов. Такого рода невязки свидетельствуют о наличии в спектре особенностей, не учитываемых простыми моделями континуума (рис. 1 из работы Middleton et al. (2015b)).

Ввиду наличия ветра размер звезды, получаемый из анализа рентгеновских затмений, может оказаться значительно больше полости Роша. С учетом этого эффекта были более точно измерены температура струи и расстояние от видимой части струи до компактного объекта: $2\text{--}3 \times 10^{11}$ см.

На рис. 7 показаны спектры высокого разрешения, полученные для SS 433 с помощью прибора HETGS (High Energy Transmission Grating Spectrometer) на борту обсерватории Chandra (Marshall et al. 2002). В спектрах видно множество эмиссионных линий высокоионизованных элементов (Fe XXV, S XVI, Si XIV, Si XIII), имеющих доплеровский сдвиг в голубую и красную стороны. Источниками этих линий являются струи. Эмиссионные линии расширены до $FWHM \approx 1700$ км с^{-1} , но их ширина не зависит от температуры излучения. Это значит, что газ

струй летит по строго баллистической траектории с углом раскрытия $\theta = 1^{\circ}23 \pm 0^{\circ}06$. Доплеровские сдвиги голубых линии также не зависят от температуры. Из этого можно сделать вывод, что самые горячие части струи, наблюдаемые первыми после того как струя появится над фотосферой канала, уже разогнаны до предельной скорости, которая составляет $0.2699 \pm 0.0007 c$ скорости света. Исходя из самосогласованной модели струй (Marshall et al. 2002), были оценены температура — от 5×10^6 К и до 1×10^8 К в разных частях струи — и кинетическая светимость $L_j \sim 3.2 \times 10^{38}$ эрг с^{-1} . Континуальное излучение в области менее 3 кэВ практически полностью обусловлено тормозным излучением плазмы струй.

Несколько лет назад в спектрах высокого разрешения ультраярких рентгеновских источников также были обнаружены релятивистские линии. В работе Pinto et al. (2016), где изучались спектры объектов NGC 5408 X-1, NGC 1313 X-1 и NGC 6946 X-1, полученные со спектрографом RGS (Reflection Grating Spectrometer) обсерватории XMM-Newton, было показано, что первые два объекта помимо несмещенных эмиссионных линий также имеют абсорбционные, сдвинутые на $0.2c\text{--}0.25c$ в голубую сторону (рис. 8). Наличие таких линий свидетельствует о том, что луч зрения пересекает потоки газа, движущиеся на наблюдателя с релятивистскими скоростями; они получили название *ультрабыстрых истечений* (ultrafast outflows, UFO).

Позднее ультрабыстрые истечения были найдены также у ультраяркого пульсара NGC 300 ULX-1 (Kosec et al. 2018) и у ультраяркого мягкого источника NGC 55 ULX (Pinto et al. 2017a). Примечательно, что в последнем случае сдвинутыми в голубую сторону на $0.01c\text{--}0.20c$ оказались как линии поглощения, так и эмиссионные линии. Этот факт подтверждает связь спектрального типа объекта с наклоном диска к лучу зрения: у объектов NGC 5408 X-1 и NGC 1313 X-1, наблюдаемых вдоль оси канала и имеющих типы SUL и HUL соответственно (Sutton et al. 2013), UFO проявляется только в абсорбциях, а у объекта NGC 55 ULX, наблюдаемого сбоку — как в абсорбциях, так и в эмиссиях (рис. 4).

В работе Pinto et al. (2020) был рассчитан фотоионизационный баланс ветра для девяти объектов, среди которых были ULX и ULS. Было показано, что ветер обычно находится в равновесии, но на его устойчивость и спектр влияют изменения темпа аккреции и угла наклона. В частности, этим можно объяснить варьирование у многих объектов формы невязок в районе 1 кэВ (рис. 6) со временем. Также была найдена корреляция между жесткостью объекта, скоростью ветра и параметром ионизации ветра ξ .

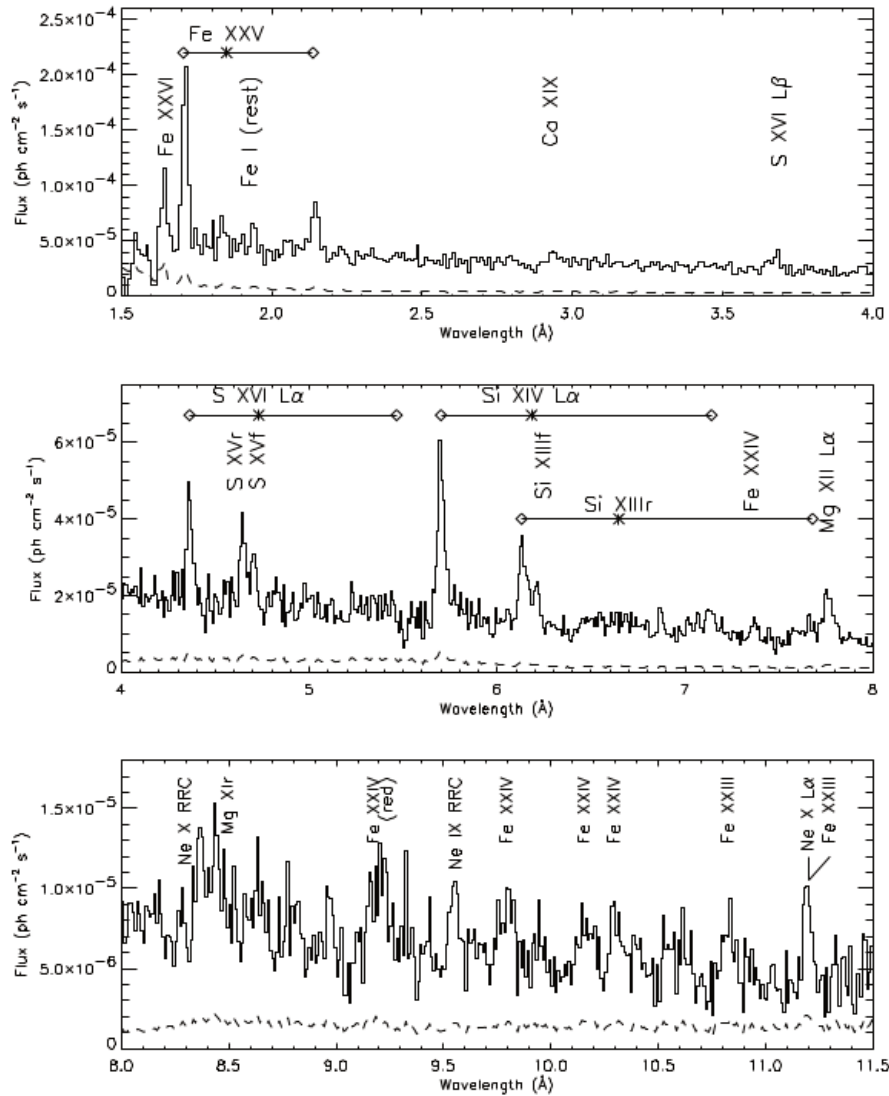


Рис. 7. Спектры SS 433 из статьи Marshall et al. (2002), полученные с помощью рентгеновского спектрографа высокого разрешения HETGS космической обсерватории Chandra. Источниками практически всего излучения в представленном диапазоне являются релятивистские струи (голубая и красная). Горизонтальные линии с ромбами на концах отмечают доплеровские сдвиги линий голубой и красной струй, звездочки — положение линий в лабораторной системе отсчета. Штриховая линия соответствует статистической неопределенности. Эмиссионные линии разрешаются, их ширины показывают, что плазма имеет столкновительный характер.

2.2. Ультраяркие рентгеновские пульсары

Пожалуй, одним из самых неожиданных открытий стало обнаружение в 2014 г. группой Маттео Бачетти когерентных пульсации у ультраяркого рентгеновского источника M 82 X-2 (Bachetti et al. 2014), на тот момент уже хорошо известного объекта. Его пульсации смодулированы орбитальным движением с периодом около 2.5 дней и имеют средний период 1.37 с (рис. 9). Как и в случае обычных рентгеновских пульсаров, в M 82 X-2 пульсации возникают вследствие аккреции вещества на вращающуюся замагниченную нейтронную звезду. Пиковая светимость источника составляет

$L_X = 1.8 \times 10^{40}$ эргс⁻¹, что превышает эддингтоновский предел более чем в 100 раз (для массы нейтронной звезды $1.4 M_\odot$).

К 2020 г. стало известно уже довольно много ультраярких пульсаров. Помимо M 82 X-2, это NGC 7793 P13 (Fürst et al. 2016, Israel et al. 2017b), NGC 5907 ULX-1 (Fürst et al. 2017, Israel et al. 2017a), NGC 300 ULX-1 (Carpano et al. 2018), M 51 ULX-7 (Rodriguez Castillo et al. 2020), M 81 X-6 (Jithesh et al. 2020) и NGC 1313 X-2 (Sathyaprakash et al. 2019). Самым ярким является пульсар NGC 5907 ULX-1, его светимость достигает порядка 10^{41} эргс⁻¹ (см. таблицу 1),

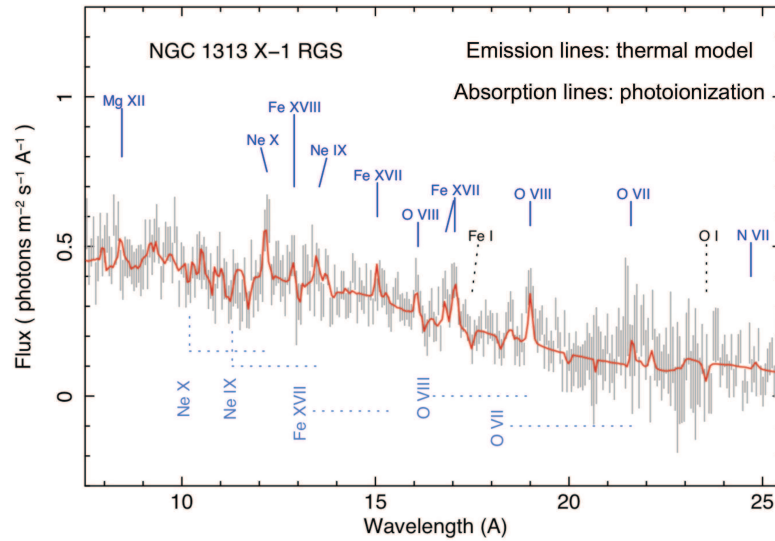


Рис. 8. Спектры высокого разрешения объекта NGC 1313 X-1 из статьи Pinto et al. (2017a), полученные с помощью спектрографа RGS телескопа XMM-Newton. Подписаны основные линии, пунктиром показано смещение линий по отношению к покоящейся система отсчета.

Таблица 1. Параметры ультраярких рентгеновских пульсаров

Объект	$L_{X, \text{max}}$, эрг с ⁻¹	P , с	\dot{P}_{max} , с с ⁻¹	Ссылки
M 82 X-2	1.8×10^{40}	~ 1.37	-2.7×10^{-10}	Bachetti et al. (2014)
NGC 7793 P13	$\sim 10^{40}$	~ 0.43	-3×10^{-11}	Fürst et al. (2016), Israel et al. (2017b)
NGC 5907 ULX-1	$\sim 10^{41}$	~ 1.1	-8×10^{-10}	Fürst et al. (2017), Israel et al. (2017a)
NGC 300 ULX-1	4.7×10^{39}	~ 31.5	-5.6×10^{-7}	Carpano et al. (2018)
M 51 ULX-7	7×10^{39}	~ 2.8	-10^{-9}	Rodriguez Castillo et al. (2020)
M 81 X-6	3.6×10^{39}	2681	—	Jithesh et al. (2020)
NGC 1313 X-2	2×10^{40}	~ 1.5	-3.3×10^{-8}	Sathyaprakash et al. (2019)
M 51 ULX-8	4.8×10^{39}	—	—	Brightman et al. (2018), Middleton et al. (2019)
CXOU J073709.1+653544	$\sim 10^{39}$	~ 18	-1.1×10^{-7}	Trudolyubov (2008)
SMC X-3	2.5×10^{39}	~ 7.8	-7.4×10^{-10}	Townsend et al. (2017), Tsygankov et al. (2017)
RX J0209.6-7427	$\sim 2 \times 10^{39}$	~ 9.3	-1.75×10^{-8}	Chandra et al. (2020), Vasilopoulos et al. (2020b)
Swift J0243.6+61241	$\sim 2 \times 10^{39}$	~ 9.8	$\sim 2.2 \times 10^{-8}$	Doroshenko et al. (2018; 2020), Tao et al. (2019), Zhang et al. (2019)

что ставит его в разряд гиперярких источников. Большинство объектов имеет периоды в диапазоне от долей до десятков секунд. Резко отличается от них M 81 X-6, имеющий период 2681 с, однако статистическая значимость этого периода не очень велика (чуть выше 95%) (Jithesh et al. 2020). Доля пульсирующего излучения (pulsed fraction) у

всех ULXP растет с ростом энергии, у объекта NGC 7793 P13 на энергии порядка 10 кэВ она достигает 50% (Israel et al. 2017b).

Еще одним подтвержденным ULX с нейтронной звездой является M 51 ULX-8 (Brightman et al. 2018). У него пока не обнаружены пульсации, но в рентгеновском спектре найдена циклотронная ли-

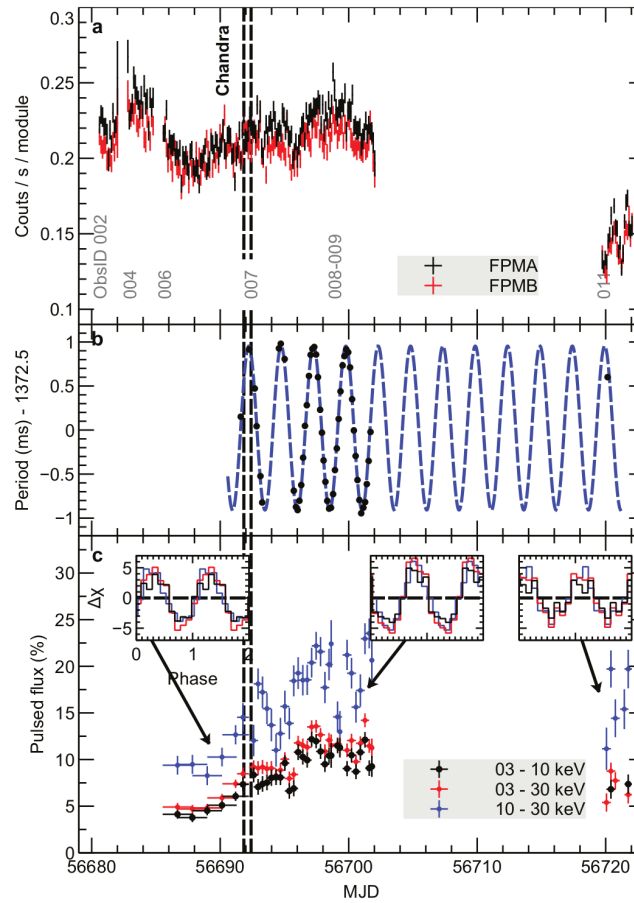


Рис. 9. Рисунок из работы Vachetti et al. (2014): открытие пульсаций в объекте M82 X-2. Панель (а): кривая блеска объекта, полученная с помощью телескопа NuStar; черным и красным показаны данные с двух одинаковых детекторов. Панель (б): период пульсаций (черные точки) и его модуляция орбитальным движением, восстановленная с использованием наилучших синусоидальных эфемерид (синяя штриховая линия). Период пульсации составляет 1.37 с, орбитальный период — 2.5 дня. Панель (с): доля пульсирующего излучения к полному для трех диапазонов. На вставках показаны профили импульса. Штриховыми вертикальными линиями обозначены моменты наблюдений телескопом Chandra.

ния — это однозначно свидетельствует о наличии сильного магнитного поля у этого объекта. Однако Brightman et al. (2018) отмечают, что форма найденной линии отличается от того, что наблюдается у обычных пульсаров: линия M 51 ULX-8 более узкая и не имеет гармоник. Предполагается, что либо эта линия может быть связана с протонными переходами (Brightman et al. 2018), а не с электронными, либо магнитное поле может иметь существенный мультипольный компонент (Middleton et al. 2019).

Дополнительно к ULXP причисляют несколько транзиентных пульсаров, пиковые светимости которых превысили 10^{39} эрг с^{-1} : CXOU J073709.1+653544 в галактике NGC 2403 (Trudolyubov 2008), а также пульсары SMC X-3 (Townsend et al. 2017, Tsygankov et al. 2017) и RX J0209.6-7427 (Chandra et al. 2020, Vasilopoulos

et al. 2020b) в Магеллановых Облаках и Swift J0243.6+61241 (Doroshenko et al. 2018, Tao et al. 2019) в нашей Галактике. Хотя такие светимости лишь с натяжкой подпадают под формальное определение ULX, тем не менее, учитывая, что аккреция идет на нейтронные звезды, они показывают превышение эддингтоновского предела в десять и более раз. В отличие от объектов первой группы — стандартных ULXP, которые могут аккрецировать в сверхэддингтоновском режиме продолжительное время, — транзиентные пульсары достигают сверхэддингтоновских светимостей лишь в относительно короткие моменты вспышек. Во время вспышки происходит резкий подъем, а затем экспоненциальный спад светимости, продолжающийся несколько месяцев (см. кривые блеска, например, в работе Tao et al. (2019), Townsend et al. (2017)).

Предполагается, что транзиентные ULXP — это

двойные системы с Ве-донорами, в которых нейтронная звезда движется по эллиптической орбите (King and Lasota 2019). Ве-звезды — это особая разновидность звезд, вокруг экватора которых из-за быстрого вращения образуется диск. Нейтронная звезда черпает вещество из этого диска во время прохождения периастра, но раз в несколько оборотов поток вещества может резко возрасти, например, из-за того, что плоскость диска и плоскость орбиты не совпадают (Martin et al. 2014). Предположение о резком увеличении темпа аккреции во времена вспышек подтверждается тем фактом, что в эти моменты скачкообразно возрастает темп раскрутки нейтронной звезды (производная \dot{P} возрастает по модулю) (Chandra et al. 2020, Zhang et al. 2019). В целом высокие темпы раскрутки — на несколько порядков выше, чем у обычных пульсаров — присущи в той или иной степени всем ULXP (см. таблицу 1).

Обнаружение пульсаций однозначно показало, что часть ультраярких рентгеновских источников является аккрецирующими нейтронными звездами. В связи с этим возникает вопрос: насколько широко нейтронные звезды представлены в популяции ULX? Анализ выборки из 15 наиболее исследованных объектов с большим количеством наблюдений показал, что пульсации в них отсутствуют (Doroshenko et al. 2015). Однако у подтвержденных ULXP пульсации тоже проявляются далеко не в каждом наблюдении. Так, в M82 X-2 пульсации были найдены только при наблюдениях 2014 г.; в более ранних данных (а источник до этого наблюдался уже несколько десятков раз) пульсации отсутствуют (Bachetti et al. 2014). Это подтвердил и последующий более внимательный анализ старых наблюдений. После открытия пульсаций начался обширный мониторинг этого объекта: в 2015 и 2016 гг. обсерваторией NuStar было проведено 15 новых наблюдений. Из них слабые пульсации были обнаружены лишь у одного объекта (Bachetti et al. 2020). Аналогичная ситуация и с другими ULXP. Связано это с малой (и меняющейся от наблюдения к наблюдению) долей пульсирующей части излучения (рис. 9с), а также с модуляцией пульсаций орбитальным движением, которое замирает в спектре мощности пик, соответствующий частоте пульсаций. В статье Rodriguez Castillo et al. (2020) приводится любопытная статистика, согласно которой из примерно 300 известных ULX (Earnshaw et al. 2019) достаточное для обнаружения пульсаций накопление имеется у 15 объектов, а у 25% из них пульсации уже найдены.

Что касается прочих свойств, помимо наличия пульсаций, ультраяркие пульсары не сильно отличаются от остальных ULX. В целом они имеют более жесткие спектры, но их форма вполне

подпадает под тип BD или HUL (Pintore et al. 2017, Walton et al. 2018). Также для ULXP, как для транзитных, так и для стандартных, характерно резкое падение светимости в 100 и более раз, нетипичное для большинства ULX (см. ниже). Но названных отличий недостаточно для того, чтобы по косвенным признакам однозначно идентифицировать нейтронную звезду.

В связи с этим можно заключить, что вопрос о соотношении черных дыр и нейтронных звезд среди ULX пока далек от однозначного решения. Высказываются предположения, что чуть ли не подавляющее большинство известных объектов может оказаться нейтронными звездами (King and Lasota 2016, King et al. 2017, Middleton and King 2017, Mushtukov et al. 2015, Walton et al. 2018) (но во многих из них пульсации могут быть подавлены, см. ниже), однако есть и более осторожные мнения. Эволюционные расчеты показывают, что в целом двойных систем с нейтронными звездами во Вселенной должно быть в 50–100 раз больше, чем систем с черными дырами (Belczynski and Ziolkowski 2009). Однако, если время существования таких систем в режиме ULX окажется очень мало, либо это потребует каких-либо экстремальных условий (например, наличия очень сильных магнитных полей), то количество ULX с нейтронными звездами может оказаться относительно невелико.

При аккреции на замагниченную нейтронную звезду вещество аккреционного диска, начиная с радиуса r_m , захватывается магнитным полем и далее вынуждено двигаться вдоль его силовых линий. Данный радиус, определяющий размеры магнитосферы пульсара, зависит от величины магнитного поля, темпа аккреции и массы нейтронной звезды; он называется *альфвеновским радиусом*. Силовые линии поля направляют поток вещества к полюсам нейтронной звезды, где возле каждого полюса образуется так называемая *аккреционная колонка* (Basko and Sunyaev 1975; 1976). Из-за того, что вещество удерживается магнитным полем, а также из-за несферической геометрии потока, светимость аккреционной колонки способна превышать эддингтоновский уровень (Basko and Sunyaev 1976) в несколько раз. Современные модели (Chashkina et al. 2017; 2019, Mushtukov et al. 2019a; 2015; 2017; 2018b) показывают, что для обеспечения светимости порядка 10^{40} эрг с⁻¹ требуются магнитные поля $B \gtrsim 10^{14}$ Гс. Это очень сильные поля, они на два порядка превышают поля, наблюдаемые у «обычных» рентгеновских пульсаров. Тем не менее в нашей Галактике известно несколько нейтронных звезд с такими полями; подобные объекты называются *магнетарами*. В работе Mushtukov et al. (2015) отмечается, что светимость порядка 10^{40} , возможно, является физическим пределом для пульсаров, что объясняет

наличие слома в функции светимости рентгеновских источников в этом месте (Mineo et al. 2012).

В работах Chashkina et al. (2017), Mushtukov et al. (2015; 2017) предполагается, что $r_m > r_{sp}$, т.е. сверхкритическая область в диске отсутствует, а захват материи магнитным полем происходит сразу из стандартного диска. Однако за счет высокого темпа аккреции поток материи, движущейся вдоль силовых линий поля, оказывается оптически толстым (Mushtukov et al. 2019a; 2017). Сформированная этим потоком оболочка должна иметь спектр многоцветного черного тела с температурой в несколько килоэлектронвольт. Таким образом, потенциально можно описать наблюдаемые рентгеновские спектры ULX. Также эти модели объясняют отсутствие циклотронных линий в спектрах ультраярких пульсаров и отличия в профилях пульсации ULXP и обычных пульсаров (Mushtukov et al. 2019a; 2017).

Наиболее серьезным аргументом в пользу наличия сильных полей ULXP является открытие бимодального распределения светимости ультраяркого пульсара M 82 X-2 (т.е. источник часто бывает либо ярким, либо слабым, но редко — в промежуточных состояниях), которое может быть интерпретировано как результат работы так называемого *эффекта пропеллера* (Tsygankov et al. 2016b). Возможность присутствия данного эффекта, предсказанного еще в 70-х годах Илларионовым и Сюняевым (Illarionov and Sunyaev 1975) (см. также (Lipunov 1987, Ustyugova et al. 2006)), недавно была надежно подтверждена наблюдениями двух пульсаров нашей Галактики (Tsygankov et al. 2016a). Эффект пропеллера заключается в том, что, если на радиусе магнитосферы r_m угловая скорость вращения вещества, образующего аккреционный диск, оказывается ниже, чем угловая скорость вращения самой нейтронной звезды, то аккреция прекращается, т.к. падению вещества начинают препятствовать центробежные силы. С уменьшением темпа аккреции радиус магнитосферы растет: $r_m \propto \dot{M}^{-2/7}$, а кеплеровская угловая скорость диска $\Omega_K(r_m)$ падает, поэтому при определенных пограничных режимах даже небольшое снижение \dot{M} может остановить аккрецию, и источник потухнет. Было показано, что для того чтобы при наблюдаемых у M 82 X-2 светимостях работал эффект пропеллера, требуются поля величиной порядка 10^{14} Гс (Tsygankov et al. 2016b). Были предприняты масштабные поиски эффекта пропеллера среди ULX (Earnshaw et al. 2018, Song et al. 2020). Из нескольких сотен проанализированных объектов у 25 была найдена переменность с амплитудой более 10 раз, а признаки бимодального распределения — у 17 объектов.

Еще один важный аргумент в пользу наличия магнетарных полей у M 82 X-2 — обнаружение замедления вращения пульсара в наблюдениях 2014–2016 гг. (Bachetti et al. 2020). Чередуемые периоды раскрутки и торможения пульсара может говорить о том, что наблюдаемый период его вращения может быть близок к равновесному. Раскрутка происходит из-за того, что аккрецируемое вещество приносит с собой угловой момент. В те моменты времени, когда аккреция прекращается, вращение пульсара начинает замедляться из-за потерь на излучение, которое он производит, будучи вращающимся магнитным диполем. Оцениваемое из этих соображений магнитное поле равно примерно 3×10^{14} Гс (Bachetti et al. 2020), что соответствует величине, получаемой из соотношений, учитывающих эффект пропеллера.

Помимо моделей с сильными магнитными полями также были предложены модели, в которых для объяснения феномена ULXP наличие магнетарных полей не требуется, а большие наблюдаемые светимости могут быть обусловлены высокой коллимацией (King and Lasota 2016; 2019; 2020, King et al. 2017, Kluzniak and Lasota 2015, Middleton and King 2017, Walton et al. 2018), геометрией аккреционного потока (Kawashima and Ohsuga 2020, Kawashima et al. 2016) либо другими механизмами (Takahashi et al. 2018). В последней работе показано, что сверхкритическая аккреция возможна даже на нейтронную звезду, которая вообще не имеет магнитного поля. Исходя из МНД-расчетов Takahashi et al. (2018), оказалось, что в этом случае возникает аккреционный диск со структурой в целом аналогичной тому, что описано во Введении настоящего обзора (т.е. также возникает конический канал с $H \sim R$, заполненный разреженным газом, движущимся с релятивистскими скоростями), но имеющий более мощный ветер. Вблизи поверхности нейтронной звезды газ останавливается и образуется «подушка», состоящая из вещества и излучения. Превышение эддингтоновской светимости достигается в результате того, что давление излучения уравнивается суммой центробежной и гравитационной сил (Takahashi et al. 2018).

В работах Kawashima et al. (2016) и Kawashima and Ohsuga (2020) приведены МНД-расчеты аккреционной колонки для случая слабого, $B \sim 10^{10}$ Гс, и среднего, $B \sim 10^{12}$ Гс (наблюдаемого у большинства обычных пульсаров), полей соответственно. В первом случае газ все еще может немного двигаться поперек силовых линий поля, и колонка оказывается заполнена изнутри веществом. Во втором — такие движения уже полностью «запрещены», колонка представляет собой многослойный пустотелый конус. Пространство между слоями заполнено очень разреженным газом, который движется в обратную сторону (выбрасывается из

системы). Благодаря тому, что излучение может свободно выходить через боковые стенки аккреционной колонки, эддингтоновский предел может быть превышен на несколько порядков в первой модели и до 30 раз во второй. Такая огромная эффективность в случае слабых полей обусловлена тем, что в заполненной колонке вблизи поверхности нейтронной звезды возникают мощные ударные волны, эффективно преобразующие кинетическую энергию падающего вещества в излучение.

Размер магнитосферы уменьшается по мере ослабления магнитного поля, поэтому в моделях со слабыми и средними полями (King and Lasota 2019; 2020, King et al. 2017, Walton et al. 2018) отбор газа магнитным полем происходит из сверхкритической зоны диска, т.е. $r_m \lesssim r_{sp}$. Наблюдаемая доля пульсирующей части излучения при этом должна зависеть от соотношения между этими двумя радиусами. Поскольку пульсации будут замываться из-за рассеяния излучения в канале сверхкритического диска и поскольку сам канал также является источником неппульсирующего излучения, то предполагается, что для уверенного наблюдения пульсаций r_{sp} должен превышать радиус магнитосферы не более чем в 2–3 раза (King and Lasota 2019, King et al. 2017, Walton et al. 2018). При $r_m \ll r_{sp}$ доля пульсирующего излучения будет слишком мала для обнаружения, поэтому высказывается мнение (King and Lasota 2016; 2020, King et al. 2017, Middleton and King 2017), что многие ULX, у которых пульсации не найдены, также могут включать нейтронные звезды.

Также канал, вероятно, должен коллимировать излучение центрального источника, причем степень коллимации может зависеть от безразмерного темпа аккреции (King 2009) (который при одинаковом темпе аккреции в абсолютных единицах у нейтронных звезд больше, чем у черных дыр). Это отчасти объясняет наблюдаемые большие светимости нейтронных звезд, но все же слишком высокие факторы коллимации выглядят сомнительными. Кроме этого, с частичным рассеянием излучения в канале могут быть связаны более плавные по сравнению с профилями обычных пульсаров синусоидальные профили пульсаций, наблюдаемые у ULXP (рис. 9). При этом конкретная форма профиля пульсаций и доля пульсирующего излучения должны зависеть от расположения оси вращения пульса, его магнитной оси и оси канала аккреционного диска по отношению друг к другу и к лучу зрения наблюдателя (King and Lasota 2020). Отмечается, что, если ось вращения сориентирована приблизительно вдоль луча зрения, то пульсации будут подавлены даже при $r_m \sim r_{sp}$. Такая ситуация может иметь место в источнике M 51 ULX-8, у которого наблюдается циклотронная линия, но отсутствуют пульсации (King and Lasota 2020).

Важно подчеркнуть, что оба класса моделей имеют свои слабые стороны. Сильные магнитные поля уровня магнетаров подвержены быстрому затуханию, особенно при столь высоких темпах аккреции. Хотя в нашей Галактике и был найден кандидат в магнетары возрастом 2.4–5.0 млн. лет (объект 4U 0114+65), а также был предложен возможный сценарий его возникновения (Igoshev and Popov 2018), все же данный класс моделей ULXP требует одновременного совпадения двух экстремальных условий: наличия сильных полей и перманентно высоких темпов аккреции, а значит, если в природе и существуют подобные объекты, то их, скорее всего, не может быть много. Результаты популяционного синтеза показывают, что в двойных системах с нейтронными звездами темп перетока вещества, необходимый для обеспечения светимости системы на уровне ULX, возникает только при возрастах от 100 млн. лет и более (Wiktorowicz et al. 2017). Также против наличия сильных магнитных полей в ULXP в работе King and Lasota (2019) высказывается аргумент, что все известные магнетары — это изолированные объекты, в то время как в двойных системах поля нейтронных звезд не превышают 10^{13} Гс. На это, однако, можно возразить, что циклотронные линии, по которым можно измерять поля непосредственно, найдены лишь у относительного небольшого числа пульсаров. А отсутствие циклотронных линий в спектрах остальных объектов может быть связано в том числе и с тем, что поля этих объектов слишком сильные, и линии оказываются за границами доступного для измерений диапазона энергий.

В моделях с коллимацией экстремальный параметр только один — темп аккреции. Они объясняют, почему у большинства ULX пульсации отсутствуют (если они являются нейтронными звездами, то из-за слабого поля их магнитосферы могут быть слишком малы по сравнению с размерами канала сверхкритического диска), а также почему остальные свойства ULX, среди которых все же могут быть черные дыры, и ULXP оказались так похожи (свойства определяются в большей степени сверхкритическим диском, чем магнитосферой). Тем не менее моделями с коллимацией не удается объяснить природу транзиентных ULXP. Во время вспышки яркость этих объектов меняется в широком диапазоне, но при этом не наблюдается никаких признаков того, что объект перешел из состояния с низкой коллимацией в состояние с высокой. Также возникают проблемы с описанием тех объектов, у которых при колоссальной светимости наблюдается и значительная доля пульсирующего излучения — в особенности это касается пульсара NGC 5907 ULX-1, у которого доля пульсирующего излучения составляет 12–20% при светимости свыше 10^{41} эрг с⁻¹. Пульсирующая компонента

излучения вряд ли может быть сильно сколлимирована, поскольку при многократном рассеянии в узком и длинном канале пульсации должны замыкаться. Однако и для моделей с магнетарными полями этот объект оказывается сложен для описания. В работе (Israel et al. 2017a) сообщается, что для объяснения светимости NGC 5907 ULX-1 требуются поля величиной порядка 5×10^{15} Гс, но при таких полях источник должен находиться в режиме пропеллера постоянно, и аккреция происходить не может. В качестве выхода из сложившегося тупика было предложено объяснение, что поле может быть мультипольным, а излучение подвержено коллимации в 7–25 раз (Israel et al. 2017a).

2.3. Переменность в рентгеновском диапазоне

Переменность излучения астрономических объектов можно разделить на периодическую и стохастическую. Самый наглядный пример периодической переменности — переменность, связанная с орбитальным движением. SS 433 — затменная двойная система. Поэтому один раз в течение орбитального периода $P_{\text{orb}} = 13.082$ дня при затмении аккреционного диска звездой-донором наблюдается резкий спад рентгеновского потока и дважды за орбитальный период — заметное снижение оптического потока (т.е. как при затмении диска звездой, так и звезды диском вклад звезды составляет примерно 10% от полного оптического излучения системы, см. ниже). Помимо орбитального периода в SS 433 также наблюдаются прецессионный $P_{\text{pr}} \approx [162.2; 162.5]$ дня и нутационный периоды $P_{\text{nut}} = 6.28$ дня (покачивание струй из-за воздействия приливных сил) (Fabrika 2004).

Что касается ULX, мы нашли в литературе упоминание о пяти объектах, для которых сообщалось об успешном обнаружении затмений: это источник в галактике Циркуль (Circinus Galaxy X-1, CG X-1 (Qiu et al. 2019)) и четыре источника в галактике M 51: CXOM51 J132940.0+471237, CXOM51 J132939.5+471244 (Urquhart and Soria 2016b), CXOM51 J132943.3+471135 и CXOM51 J132946.1+471042 (Wang et al. 2018). У CG X-1 был найден орбитальный период системы $P \approx 7.2$ часа и измерена его производная $\dot{P}/P \sim 10^{-6}$ год⁻¹ (период увеличивается) (Qiu et al. 2019). У CXOM51 J132946.1+471042 по серии наблюдений Chandra были определены орбитальный период 52.75 ± 0.63 часа и измерена глубина затмения — порядка 22% (Wang et al. 2018).

У некоторых других объектов тоже были выявлены резкие провалы рентгеновского потока (дипы), аналогичные затмениям. В частности,

у NGC 5408 X-1 найден «период» 115 дней (Strohmayer 2009). Однако позже было установлено, что эти провалы иногда исчезают и, соответственно, не могут быть настоящими затмениями (Grisé et al. 2013, Pasham and Strohmayer 2013a). Вероятнее всего, они связаны с облаками ветра, пересекающими луч зрения (см. ниже).

У ряда объектов были обнаружены суперорбитальные периоды, связанные, вероятнее всего, с прецессией аккреционного диска: NGC 4395 ULX-1 порядка 63 дня (Vinokurov et al. 2018), Holmberg XI X-1 около 266 дней, NGC 1313 X-1 около 212 дней (Weng et al. 2018), у ультраярких пульсаров NGC 5907 ULX-1 порядка 78 дней (Walton et al. 2016), M 82 X-2 — 60 дней (Brightman et al. 2019), M 51 ULX-7 — 39 дней (Vasilopoulos et al. 2020a), NGC 1313 X-2 — 158 дней (Weng et al. 2018), а также у некоторых других объектов (Lin et al. 2015, Weng et al. 2018). На рис. 10 показана фазовая кривая NGC 4395 ULX-1, построенная по 226 точкам наблюдений Swift/XRT, проводившихся с 2005 по 2015 гг. На рисунке видно, что, помимо основного максимума, фазовая кривая имеет также и вторичный максимум, что делает ее очень похожей на прецессионную кривую SS 433 (Atapin and Fabrika 2016).

Стохастическая переменность в той или иной степени свойственна всем аккрецирующим системам (Frank et al. 2002), и ультраяркие рентгеновские источники здесь не исключение. Практически все ULX на временном масштабе месяцы—годы меняют свой блеск как минимум в 3–5 раз (Pintore et al. 2014, Sutton et al. 2013). На рис. 11 показана кривая блеска IC 342 X-1. Некоторые объекты демонстрируют более существенную переменность — в 100 и более раз. В основном это ультраяркие пульсары (например, M 82 X-2 (Tsygankov et al. 2016b), см. также ссылки в предыдущем разделе), но пока не у всех таких объектов найдены пульсации, например, у источников в галактиках M 83 (Soria et al. 2012), M 86 (van Haaften et al. 2019), NGC 925 (ULX-3) (Earnshaw et al. 2020), UGC 6456 (Borby et al. 2015, Vinokurov et al. 2020) и др. (Earnshaw et al. 2018).

На более коротких временах, в рамках одного непрерывного наблюдения (самые длинные обычно менее 10^5 с) была обнаружена взаимосвязь между переменностью и типом спектра объекта. Для количественного измерения переменности часто используется характеристика F_{rms} — стандартное отклонение отсчетов кривой блеска, нормированное на средний поток, за вычетом вклада (пуассоновского) шума измерений (далее *относительная переменность*, fractional rms variability (Vaughan

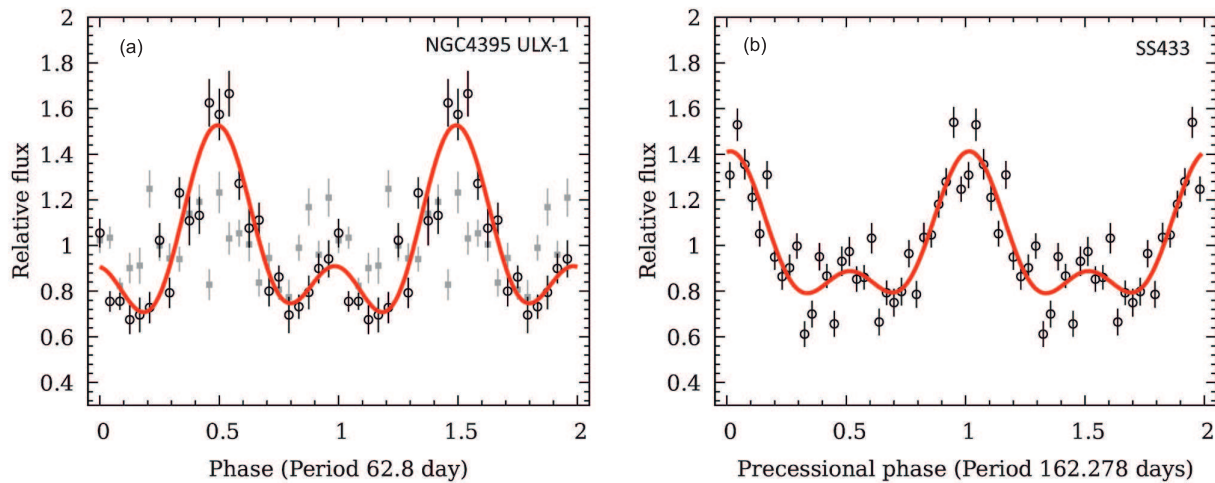


Рис. 10. (а): рентгеновская фазовая кривая источника NGC 4395 ULX-1 из работы Vinokurov et al. (2018), соответствующая периоду 62.8 ± 0.3 дня. Черным обозначены точки объекта, серым — точки фона. Поток даны в относительных единицах (нормированы на средний уровень), однако в действительности сигнал фона более чем в 50 раз слабее сигнала объекта. Красной линии показана аппроксимации наблюдаемых точек двумя гармоникам ряда Фурье. (b): для сравнения приведена прецессионная фазовая кривая SS 433, построенная по данным RXTE/ASM.

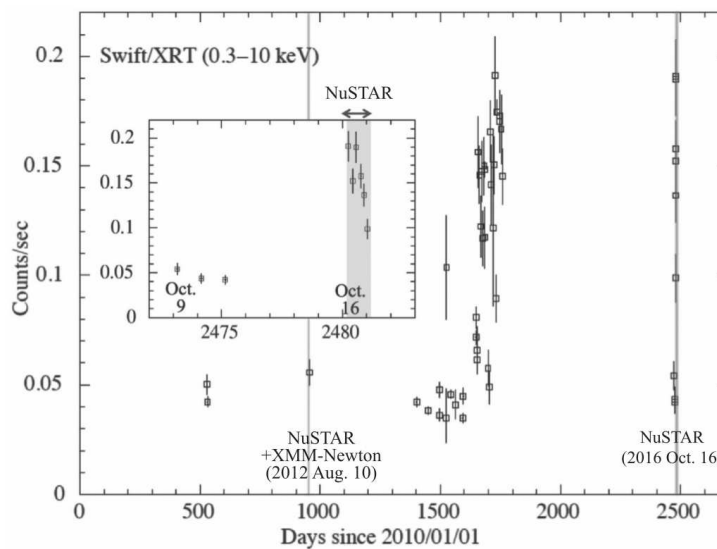


Рис. 11. Кривая блеска объекта IC 342 X-1 из статьи Shidatsu et al. (2017), полученная с помощью рентгеновского телескопа Swift/XRT. Серыми полосами, а также крупно на вставке, показаны моменты одновременных наблюдений Swift+XMM-Newton и Swift+NuSTAR. На рисунке видно, что источник изменил свою яркость примерно в 3 раза менее чем за сутки (см. также рис. 3).

et al. 2003)). Оказалось, что относительная переменность выше у источников с мягким спектром и достигает 40% (Pintore et al. 2014, Sutton et al. 2013). Однако, если у мягких источников сравнить вклады в переменность отдельно мягкой и жесткой частей спектра, оказывается, что наибольший вклад вносит именно жесткая (De Marco et al. 2013, Hernández-García et al. 2015, Pintore et al. 2014, Sutton et al. 2013).

Ультраяркие сверхмягкие источники еще бо-

лее переменны. Даже на масштабах времени в несколько часов в их рентгеновских кривых блеска наблюдаются резкие провалы продолжительностью десятки минут (Feng et al. 2016, Pinto et al. 2017a, Urquhart and Soria 2016a). Помимо провалов, встречаются и всплески (например, кривые блеска источника M 101 ULS (другое название M 101 ULX-1) в работе Urquhart and Soria (2016a)), причем и здесь переменность в жестком диапазоне выше.

Такая взаимосвязь между F_{rms} и типом спектра хорошо согласуется со схемой, представленной на рис. 4. Чем спектр более мягкий, тем больше угол к оси канала, под которым он наблюдается, и тем чаще луч зрения пересекают оптически толстые сгустки ветра, вырывающиеся из стенки канала (Middleton et al. 2015a, Pinto et al. 2017a, Sutton et al. 2013, Urquhart and Soria 2016a). Эти сгустки перекрывают собой внутренние горячие части канала, излучающие жесткий спектр, в результате чего в кривой блеска происходят провалы. В ULX, наблюдаемых практически вдоль стенки канала, горячие части канала могут быть закрыты облаками газа почти постоянно, а когда в них образуется «окно», в жестком диапазоне наблюдается всплеск. Этот механизм — возникновение переменности в сверхкритическом диске за счет непрозрачных сгустков ветра — был неоднократно подтвержден MHD-моделированием (Takeuchi et al. 2013; 2014).

Другой механизм, ответственный за возникновение переменности, — вариации темпа аккреции вследствие флуктуаций вязкости на различных радиусах диска. Эта идея была предложена Lyubarskii (1997) для объяснения степенных спектров мощности и доработана в статьях других авторов (Agrévalo and Uttley 2006, Ingram and Done 2011, Ingram and van der Klis 2013, Kotov et al. 2001, Mönkkönen et al. 2019, Mushtukov et al. 2018a; 2019b, Revnivtsev et al. 2009, Titarchuk et al. 2007). Степенные спектры мощности наблюдаются у многих рентгеновских двойных нашей Галактики, хотя детальная их форма (показатели, частоты сломов и т.д.) зависит от конкретного состояния аккреции (Belloni 2018, McClintock and Remillard 2006).

SS 433 также в целом демонстрирует степенной спектр мощности с показателем порядка 1.5 (Revnivtsev et al. 2004; 2006). Однако более детальный анализ (Atapin et al. 2015) показал, что форма его спектра мощности зависит от фазы прецессии (рис. 12). Чисто степенную форму спектр мощности имеет только тогда, когда канал сверхкритического диска закрыт для наблюдателя. Далее, по мере того как с изменением фазы прецессии наблюдатель все глубже заглядывает в канал, в спектре мощности появляется плоский участок, или шум с плоской вершиной (flat-topped noise, FTN). Мы полагаем, что такая форма спектра мощности (с плоским участком) является проявлением сверхкритической аккреции в этом объекте.

Спектры мощности ULX исследовались в работах Agrawal and Nandi (2015), Caballero-García et al. (2013a; b), De Marco et al. (2013), Neil et al. (2009), Hernández-García et al. (2015), Pasham and Strohmayer (2012; 2013b), Pasham et al. (2015), Rao et al. (2010), Strohmayer and Mushotzky (2003),

Strohmayer et al. (2007). Наиболее изученными (и наиболее переменными на частотах более 10^{-3} Гц) являются объекты M 82 X-1, NGC 5408 X-1 и NGC 6946 X-1. M 82 X-1 — это первый ULX, у которого были обнаружены квазипериодические осцилляции (quasiperiodic oscillations, QPO). Квазипериодические осцилляции наблюдаются у многих рентгеновских транзиентов нашей Галактики; их частоты меняются по мере развития вспышки, но практически никогда не опускаются ниже 0.1 Гц (Belloni 2018, Motta et al. 2011). У объектов NGC 5408 X-1 и NGC 6946 X-1 пики QPO наблюдаются на частотах 0.01–0.04 Гц (Caballero-García et al. 2013a, De Marco et al. 2013, Pasham and Strohmayer 2012, Rao et al. 2010).

В работе Atapin et al. (2019) мы исследовали переменность пяти ULX, у которых были найдены QPO: NGC 5408 X-1, NGC 6946 X-1, M 82 X-1, NGC 1313 X-1 и IC 342 X-1. Их спектры мощности показаны на рис. 13. Видно, что все они имеют подъем в сторону низких частот и плоский участок, аналогичный тому, что наблюдается в SS 433 (рис. 12), причем уровень плоского участка тем выше, чем ниже частота QPO.

Также мы изучили взаимосвязи между частотами QPO, относительной переменностью, рентгеновской светимостью и жесткостью спектра объектов (Atapin et al. 2019). Все эти параметры у каждого из исследованных источников меняются от наблюдения к наблюдению. Было найдено, что F_{rms} антикоррелирует с частотой QPO (рис. 14a). При этом объекты NGC 5408 X-1, NGC 6946 X-1 и NGC 1313 X-1 ложатся на степенной закон $F_{\text{rms}} \propto f_q^{-\gamma}$ с единым показателем $\gamma \approx 0.3$. Источник M 82 X-1 отличается от них и имеет показатель $\gamma \approx 0.17$.

На рис. 14(b) и 14(c) показаны нормализованная скорость счета (приведенная к одному и тому же расстоянию) и спектральная жесткость источника в зависимости от частоты QPO. Рассматриваемые объекты значительно отличаются друг от друга по жесткости. На рисунке видно, что чем жестче источник, тем на более высоких частотах у него наблюдается QPO: IC 342 X-1 имеет очень жесткий спектр (один из самых жестких ULX, не считая ультраярких пульсаров) и самую высокую частоту QPO среди исследуемых пяти объектов. Самые мягкие NGC 6946 X-1 и NGC 5408 X-1 показывают частоты гораздо ниже. Однако, если говорить о каждом конкретном источнике, то вариации его частоты QPO между наблюдениями влияния на жесткость не оказывают. Исключение составляет лишь NGC 6946 X-1, у которого мы нашли слабую положительную корреляцию между частотой и жесткостью. Также мы нашли положительную корреляцию между частотой и светимостью (рис. 14b).

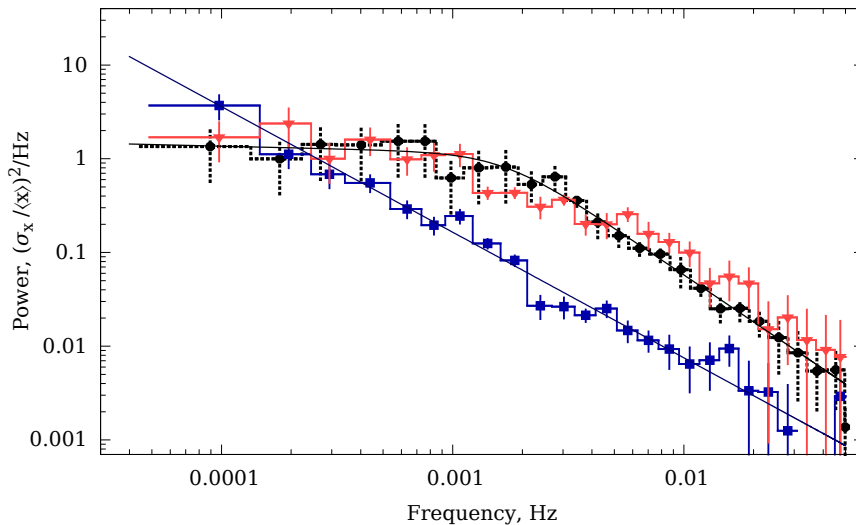


Рис. 12. Спектры мощности SS 433 в диапазоне 2–20 кэВ по данным RXTE/PCA для различной ориентации сверхкритического диска (фаз прецессии). Черным показан спектр мощности, соответствующий такой фазе прецессии, когда канал максимально развернут на наблюдателя, синим — когда диск наблюдается с ребра (канал полностью закрыт), красным — промежуточная ориентация. «Черный» и «красный» спектры мощности имеют явный плоский участок $P \propto f^0$ на частотах ниже 10^{-3} Гц.

Стоит отметить, что QPO у исследуемых объектов проявляются далеко не во всех наблюдениях (например, у IC 342 X-1 они обнаружены только в одном). Поэтому на рис. 14d мы построили относительную переменность в зависимости от скорости счета для всех наблюдений независимо от наличия QPO. Видно, что наблюдения с QPO и без QPO образуют единую последовательность, причем в моменты, когда QPO отсутствуют, источники оказываются более яркими и менее переменными. Можно предположить, что каждый источник имеет некоторый порог светимости, выше которого механизм, производящий QPO и FTN, ломается, и переменность исчезает. Возможно, эти вариации связаны с колебаниями темпа аккреции и, соответственно, силы истекающего ветра.

Используя выявленные закономерности, мы сравнили массы черных дыр этих пяти объектов. Выражая массы черных дыр в единицах NGC 5408 X-1 (1.0), мы получили массы 0.9, 9.5, 1.6 и 1.8 для NGC 6946 X-1, M 82 X-1, NGC 1313 X-1 и IC 342 X-1 соответственно. В случае M 82 X-1 оказалось, что черная дыра должна быть приблизительно в 10 раз более массивной, чем в остальных объектах. Здесь мы предположили, что максимальная рентгеновская светимость зависит только от массы черной дыры и темпа аккреции, но тем не менее более точные оценки должны также учитывать другие параметры, а именно коллимацию излучения и наклон диска.

В других работах мы исследовали наиболее длинные наблюдения SS 433 (Atapin and Fabrika

2016) и ULX (Atapin and Fabrika 2017, Fabrika et al. 2018) (объекты NGC 5408 X-1 и NGC 6946 X-1, для них имелось по несколько наблюдений XMM-Newton длиной около 10^5 с). Это позволило нам продлить спектры мощности до частот 10^{-5} Гц в случае ULX и до 10^{-6} Гц для SS 433 (рис. 15). Видно, что оба спектра мощности имеют схожую форму: в каждом из них есть плоский участок, но его протяженность ограничена двумя–тремя порядками по частоте. На более низких и более высоких частотах спектры мощности имеют степенную форму с показателями 1.5–2.

Мы полагаем, что, как наличие плоского участка в спектрах мощности сверхкритического диска, так и (анти)корреляция между частотой QPO и относительной переменностью могут быть объяснены в рамках идеи Любарского (Lyubarskii 1997). Согласно этой модели, случайные флуктуации вязкости на различных радиусах диска имеют характерный временной масштаб порядка вязкостного времени $t_{\text{visc}}(R) = [\alpha(H/R)^2\Omega_K(R)]^{-1}$, где α — параметр вязкости (Shakura and Sunyaev 1973), Ω_K — кеплеровская частота. Вязкостное время уменьшается при приближении к черной дыре, поэтому по мере прохождения вещества через диск на медленные крупномасштабные флуктуации, возникшие в периферийных областях диска, накладываются все более быстрые. Поскольку в стандартном диске вязкостное время уменьшается плавно, спектр мощности оказывается степенным (Lyubarskii 1997).

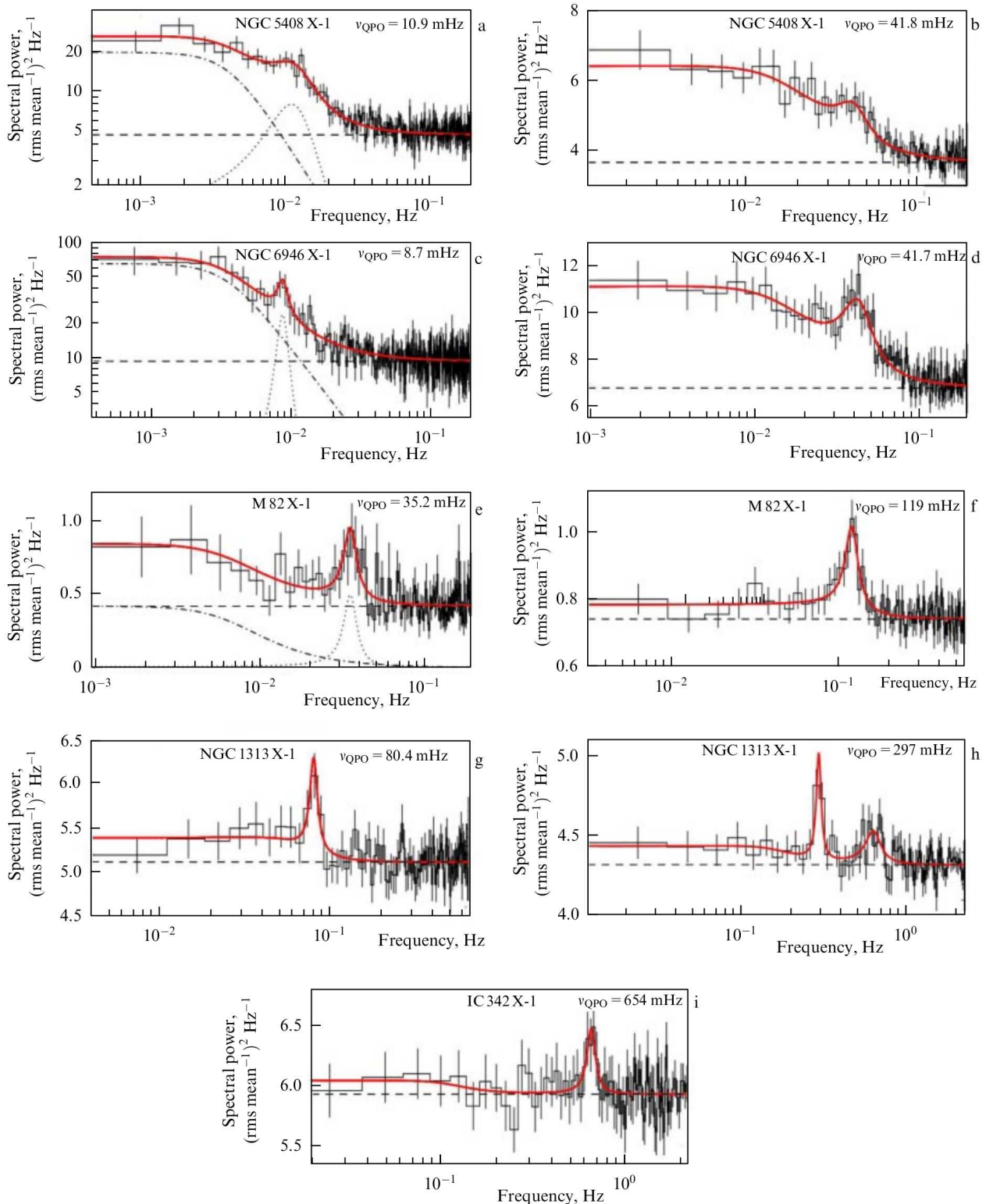


Рис. 13. Спектры мощности объектов NGC 5408 X-1, NGC 6946 X-1, M 82 X-1, NGC 1313 X-1 и IC 342 X-1 в диапазоне энергий 1–10 кэВ. Слева и справа показаны спектр мощности с самой низкой и с самой высокой частотой QPO. Сплошная линия — наилучшая модель; пунктирной и штрих-пунктирной линиями показаны ее компоненты: лоренциана для аппроксимации пика QPO, степенной закон со сломом для описания шума с плоской вершиной. Штриховой линией обозначен уровень пуассоновского шума. Видно, что в спектрах мощности с более низкой частотой QPO уровень плоского участка выше.

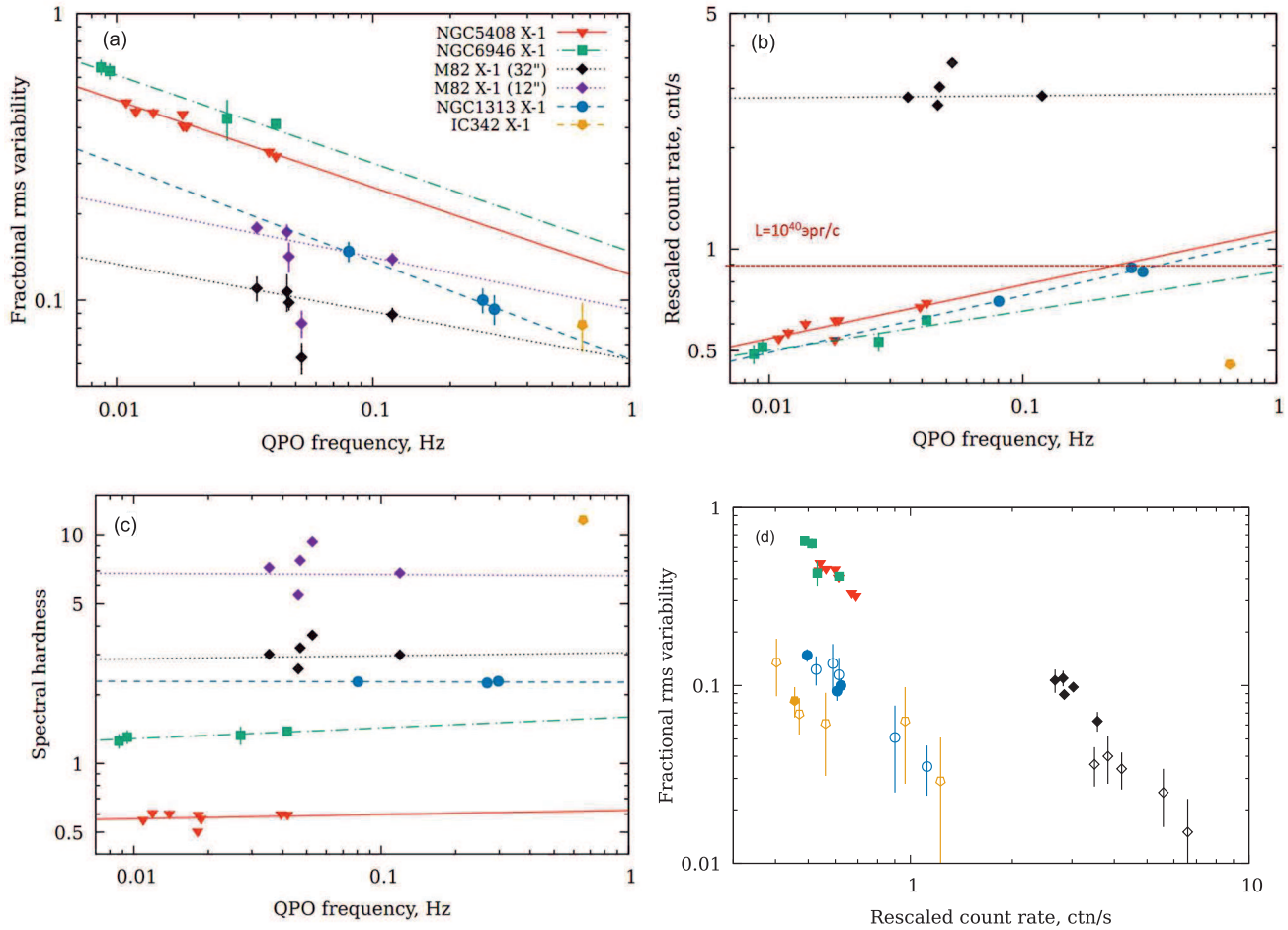


Рис. 14. Быстрая переменность пяти ультраярких рентгеновских источников. (а): относительная переменность (fractional rms variability, F_{rms}) в диапазоне энергий 1–10 кэВ как функция частоты QPO. (б): скорость счета в диапазоне 1–10 кэВ, приведенная к одному и тому же расстоянию (5.32 Мпк, галактика NGC 5408), против частоты QPO. Красной штриховой линией показана скорость счета, соответствующая светимости 10^{40} эрг с^{-1} . (с): спектральная жесткость (отношение потоков в диапазоне 1–10 кэВ и 0.3–1 кэВ) против частоты QPO. (д): относительная переменность в зависимости от приведенной скорости счета. Открытыми символами обозначены наблюдения, в которых QPO не обнаружены. Для объекта M 82 X-1 представлены данные, полученные из двух апертур: 32'' (как для остальных объектов) и 12''. Апертура меньшего размера использовалась для того, чтобы снизить вклад расположенного в 6'' от него ультраяркого пульсара M 82 X-2.

В сверхкритическом диске ситуация другая. Внутри радиуса сферизации отношение толщины к радиусу составляет $H/R \sim 0.7$ (Lipunova 1999). За радиусом сферизации диск имеет структуру, аналогичную стандартному диску — $H/R \sim 0.03\text{--}0.1$ (Shakura and Sunyaev 1973). Вследствие этого при пересечении веществом радиуса сферизации вязкостное время должно резко уменьшиться. Мы полагаем, что в этом случае радиус сферизации играет роль триггера, который управляет поступлением вещества в сверхкритическую область диска, и если вязкость на нем меняется случайным образом (белый шум), как это предполагалось для всех остальных радиусов диска, то в спектре мощности должен возникать плоский участок.

На рис. 15а показано, как должен выглядеть

спектр мощности в рамках этой модели. В нем есть плоский участок и два слома: слом на частоте f_b , который отчетливо наблюдается у ULX (рис. 13) и у SS 433 (рис. 12), а также низкочастотный слом $f_{b, \text{low}}$. По нашему мнению, возникновение плоского участка связано с флуктуациями непосредственно на радиусе сферизации R_{sp} , причем частота слома f_b определяется вязкостным временем на R_{sp} . Степенной участок на частотах выше слома формируется в сверхкритической области диска, где вязкостное время монотонно убывает с $t_{\text{visc}}(R_{\text{sp}})$ до $t_{\text{visc}}(R_{\text{in}})$. Область низких частот должна соответствовать периферийным областям диска. Мы предполагаем, что на низких частотах спектр мощности снова должен стать степенным, поскольку в области $R \gg R_{\text{sp}}$ структура диска должна быть

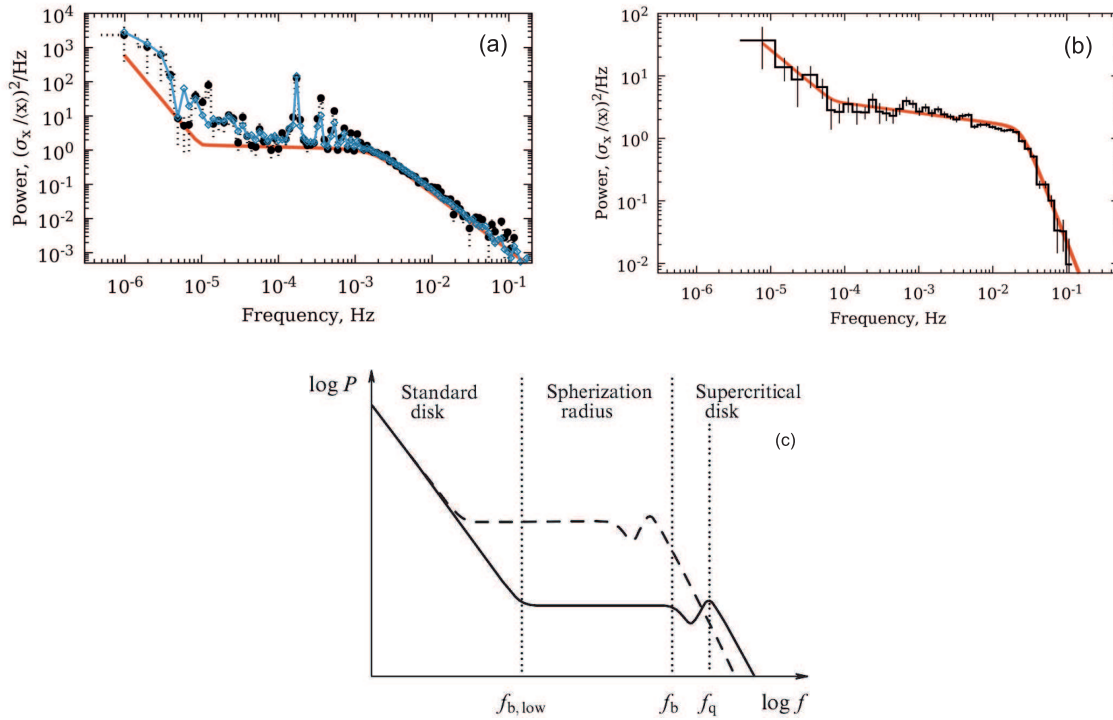


Рис. 15. (а): спектр мощности SS 433, построенный по данным очень длинного, порядка 10^6 с, наблюдения ASCA. Черными точками показан наблюдаемый спектр мощности. Поскольку наблюдение имело пропуски, в спектре мощности возникают ложные пики и прочие артефакты. Красной сплошной линией показана изначальная модель, голубым — Монте-Карло-моделирование искажений, появляющихся в изначальной модели в результате добавления в нее таких же пропусков, как в наблюдениях. Видно, что модель хорошо описывает возникающие пики. (б): спектр мощности ультраяркого рентгеновского источника NGC 5408 X-1, полученный по данным XMM-Newton. Видно, что оба спектра мощности очень похожи, и каждый из них имеет плоский участок, протяженностью 2–2.5 порядка по частоте. (в): схема спектра мощности быстрой переменности, возникающей в сверхкритическом аккреционном диске. Отмечены частоты: f_q — частота QPO (рис. 13), f_b и $f_{b,low}$ — высоко- и низкочастотный сломы. Все три характерные частоты зависят от темпа аккреции, который определяет размер сверхкритической зоны диска (радиуса сферизации) (Atarip et al. 2015; 2019). Плоский участок возникает из-за колебаний вязкости на радиусе сферизации. При увеличении темпа аккреции все частоты смещаются на рисунке влево (понижаются), а уровень плоского участка повышается (показан штриховой линией).

аналогична стандартной. Здесь должен наблюдаться слом $f_{b,low}$, после которого плоский участок сменяется степенным.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ УЛЬТРАЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ

Оптические (а также инфракрасные и ультрафиолетовые) наблюдения ULX могут предоставить много важной информации помимо того, что можно получить из анализа рентгеновских данных. ULX, в силу того, что они представляют собой тесные двойные системы, в оптическом диапазоне должны выглядеть как точечные звездообразные источники. отождествление ULX с такими источниками (так называемыми *оптическими двойниками*, optical counterparts) может позволить, например, построить кривые лучевых скоростей звезд-компаньонов и, таким образом, поставить довольно

жесткие ограничения на массы компактных объектов. Ответ на этот важнейший вопрос пока не получен. Провести такие измерения удается нечасто, поскольку во многих случаях над излучением звезды-донора преобладает излучение сверхкритического диска (см. ниже), внешние области которого излучают в оптическом диапазоне. В таком случае, однако, мы имеем возможность получить информацию об аккреционном потоке и ветре. Наконец, оптические исследования окружения ULX (звездного населения и туманностей) могут пролить свет на историю эволюции двойных систем.

3.1. Основные характеристики окружения ULX

Изучение окружения ультраярких рентгеновских источников показало наличие вокруг многих из них оболочечных туманностей размером от нескольких десятков до сотен парсек (Cseh

et al. 2012, Grisé et al. 2012, Pakull and Mirioni 2003). Формы этих туманностей, а также изменения лучевых скоростей в них с амплитудой порядка 100 км с^{-1} (Fabrika et al. 2006, Lehmann et al. 2005, Pakull et al. 2006) свидетельствуют в пользу существования дополнительного источника энергии, динамически возмущающего межзвездную среду. Как было показано в работе Abolmasov et al. (2007), этим источником энергии могут выступать ударные волны, возникающие при столкновении релятивистских струй или ветра с газом в окружающем пространстве. Яркие линии низкого возбуждения, такие как [O I] 6300, 6364 Å и [N I] 5200 Å, а также высокие отношения интенсивностей линий [S II] 6717, 6731 Å/ $H\alpha > 0.3$ и [N II] 6548, 6583 Å/ $H\alpha > 0.5$, видимые в спектрах туманностей вокруг некоторых ULX (например, IC 342 X-1, M 51 X-1), предполагают ионизацию электронным ударом, что в большинстве случаев может объясняться наличием ударных волн со скоростями $20\text{--}100 \text{ км с}^{-1}$ (Abolmasov et al. 2007). При этом оцениваемая по светимости линии $H\beta$ полная энергия ударных волн оказывается сопоставима с рентгеновскими светимостями ULX, что полностью согласуется с ожидаемой мощностью ветров при сверхкритической аккреции.

Другим источником возбуждения газа туманностей — гораздо более эффективным, чем рентгеновское излучение — может служить фотоионизация экстремальным ультрафиолетом (ЭУФ, extreme ultraviolet, EUV), на который может приходиться значительная доля излучения сверхкритических дисков (Abolmasov et al. 2007; 2008, Vinokurov et al. 2013). При этом коллимация ультрафиолетового излучения ожидается не очень высокой (фактор порядка нескольких единиц (Ohsga et al. 2005)), что достаточно для того, чтобы получить как наблюдаемые светимости, так и наблюдаемые формы туманностей. Свидетельством присутствия жесткого источника фотоионизации в ЭУФ являются относительно яркие линии He II 4686 Å и [Fe III] и исключительно яркие линии [O III] (отношение [O III]/ $H\beta > 3$), которые наблюдаются в спектрах туманностей, окружающих NGC 6946 ULX-1, NGC 5204 X-1 и другие объекты. Важно отметить, что, хотя для объяснения спектров многих (но не всех) туманностей требуется яркий (до $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$) ультрафиолетовый источник, признаки ударного возбуждения характерны для всех окружающих ULX туманностей (Abolmasov et al. 2007).

Многие ультраяркие рентгеновские источники (главным образом в галактиках со вспышками звездообразования) находятся вблизи плотных компактных звездных скоплений или звездных

сверхскоплений (super star clusters, SSCs), что указывает на их физическую связь. Наиболее ярко существующая связь была подтверждена в работе Poutanen et al. (2013), где проводилось исследование ULX в галактиках Антенны (NGC 4038/NGC 4039). В то же время было показано, что большинство ярких рентгеновских источников находится рядом (на расстояниях до 290 пк), а не внутри звездных скоплений. Скопления оказались очень молодыми, их возраст составляет менее 6 млн. лет. Это позволило сделать вывод, что массы прародителей ULX превышают $30 M_{\odot}$, а в некоторых случаях должны достигать и до $100 M_{\odot}$. Полученные результаты согласуются с идеей, что большинство ULX представляет собой массивные рентгеновские двойные, которые были выброшены в процессе образования звездных скоплений в результате кратных столкновений звезд (Portegies Zwart et al. 2004). Аналогичные результаты были получены нами для другой галактики с мощным звездообразованием — NGC 3256. В обеих работах возраст скоплений определялся путем сравнения данных спектроскопии и фотометрии с результатами моделирования спектров, потоков эмиссионных линий He II 4676 Å и C IV 5808 Å и спектральных распределений энергии (spectral energy distributions, SEDs) звездных скоплений с помощью кода Starburst99 (Leitherer et al. 1999).

Тем не менее не всегда яркие ULX ассоциируются с молодыми скоплениями даже в галактиках с очень высоким темпом звездообразования, располагаясь в незвездообразующих областях (см., например, Soria et al. (2012)). Этот факт может свидетельствовать в пользу существования в таких галактиках двух популяций ультраярких рентгеновских источников, имеющих существенно разный возраст. В спиральных и карликовых галактиках с умеренным звездообразованием ULX могут находиться рядом с «рыхлыми» скоплениями или OB-ассоциациями с массами в несколько тысяч масс Солнца и возрастом $10\text{--}20$ млн. лет (Feng and P. Kaaret 2008, Grisé et al. 2011; 2008). В эллиптических галактиках наблюдается дефицит ярких ULX ($L_X \gtrsim 2\text{--}3 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$), что согласуется с разрывом ниже $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ в функции рентгеновской светимости эллиптических галактик, не затронутых недавним звездообразованием (Kim and Fabbiano 2010, Sarazin et al. 2000). Среди немногочисленных ULX со светимостями в ярком состоянии $L_X = 4\text{--}5 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$, находящихся в эллиптических галактиках, можно назвать транзитный ультраяркий рентгеновский источник M 86 TULX-1 (van Haften et al. 2019), ULX в шаровых скоплениях, например, в NGC 1399 (Feng

and P. Kaaret 2006) и NGC 4472 (Maccarone et al. 2007).

Информация о возрастах окружающего ULX звездного населения позволяет найти ограничения не только на массы прародителей компактных объектов (как в работе Poutanen et al. (2013)), но и верхние пределы масс звезд-доноров. С помощью этого метода во многих работах было показано, что доноры в значительной части ULX имеют массы не более 10–15 M_{\odot} (например, Feng and P. Kaaret (2008), Grisé et al. (2008)). Тем не менее существенно больше информации о звездах-донорах дают фотометрия и спектроскопия оптических двойников ULX. Здесь лишь отметим, что полученные оценки по крайней мере не противоречат современным результатам популяционного синтеза рентгеновских двойных систем (Wiktorowicz et al. 2017). В этих расчетах авторы установили, что типичный ULX с черной дырой должен содержать звезду-донор массой 6 M_{\odot} на Главной последовательности, а компаньонами нейтронных звезд должны быть красные гиганты с массой 1 M_{\odot} .

3.2. Оптические двойники

Каталоги ультраярких рентгеновских источников (Earnshaw et al. 2019, Liu 2011, Walton et al. 2011) включают около 400 кандидатов, однако в оптическом диапазоне отождествлены и относительно хорошо исследованы всего несколько десятков объектов (Gladstone et al. 2013, Ptak et al. 2006). В большинстве случаев оптические отождествления не являются однозначными: в круг ошибок координат рентгеновского источника попадает несколько оптических источников. Только около 20 объектов имеют надежные оптические двойники, для которых известны спектральные распределения энергии в широком диапазоне длин волн (см., например, Tao et al. (2011), Vinokurov et al. (2018)).

Большая часть оптических двойников ультраярких рентгеновских источников была найдена по данным космического телескопа имени Хаббла (Hubble Space Telescope, HST) (Avdan et al. 2019, Earnshaw and Roberts 2017, Gladstone et al. 2013, Kaaret et al. 2010, Liu et al. 2007, Ptak et al. 2006, Ramsey et al. 2006, Roberts et al. 2008, Soria et al. 2005, Tao et al. 2011, Yang et al. 2011). В отдельных случаях оптические двойники ULX удалось обнаружить в результате исследований, выполненных на наземных телескопах (например, NGC 7793 P13 (Motch et al. 2011; 2014)). Однако подобные отождествления единичны, поскольку большинство ультраярких рентгеновских источников находится в очень тесных звездных полях, и однозначное их отождествление возможно только на основе данных HST.

В оптическом диапазоне ультраяркие рентгеновские источники оказались очень слабыми объектами, самые яркие из них имеют видимую звездную величину около 20^m. Видимые звездные величины большинства оптических двойников ULX находятся в диапазоне $m_V = 21\text{--}24$ (Gladstone et al. 2013, Tao et al. 2011), однако существуют и гораздо более слабые объекты с $m_V = 25\text{--}26$ (см., например, Avdan et al. (2016)). Переменность блеска оптических двойников ULX редко превышает $\Delta V = 0.1\text{--}0.2$ звездной величины (Tao et al. 2011), хотя те объекты, рентгеновская светимость которых меняется в сотни раз, чаще демонстрируют сильные изменения блеска (до нескольких звездных величин) в оптическом диапазоне (Motch et al. 2014, Soria et al. 2012, van Haften et al. 2019).

У ULX отношение рентгеновского и оптического потоков F_X/F_{opt} находится в диапазоне от нескольких сотен до нескольких тысяч. При этом границы значений F_X/F_{opt} достаточно слабо меняются в зависимости от методов измерений, которые могут отличаться и набором используемых оптических фильтров, и рентгеновскими диапазонами (см. Avdan et al. (2016), Soria et al. (2012), Tao et al. (2011)). Столь же высокие значения F_X/F_{opt} наблюдаются у маломассивных рентгеновских двойных (Low-mass X-ray binaries, LMXBs), в то время как массивные рентгеновские двойные (High-mass X-ray binaries, HMXBs) показывают более низкие отношения. Такое сходство между ULX и LMXB позволяет предположить, что в оптическом излучении ULX вклад донора также может быть очень мал. Однако на практике картина оказывается менее однозначной (см. ниже).

Высокое отношение F_X/F_{opt} , наблюдающееся у ультраярких рентгеновских источников, имеет важное практическое значение: оно позволяет отличить ULX от галактик с активными ядрами (active galactic nucleus, AGNs). Дело в том, что AGNs довольно часто проецируются на более близкие галактики, имитируя рентгеновские источники в них, а используя только данные в рентгеновском диапазоне, не всегда можно различить эти объекты. Это приводит к значительной доле фоновых AGNs, ошибочно попавших в каталоги ULX-кандидатов. В работе Vinokurov et al. (2018) мы уточнили критерий, применяя который можно разделить два класса объектов: $F_X/F_{\text{opt}} > 100\text{--}200$. Действительно, у подавляющего большинства AGNs отношение рентгеновской к оптической светимости не превышает 10 (Aird et al. 2010), и только в отдельных случаях в галактиках с очень высоким внутренним поглощением это отношение достигает величины порядка 100 (Della Ceca et al. 2015).

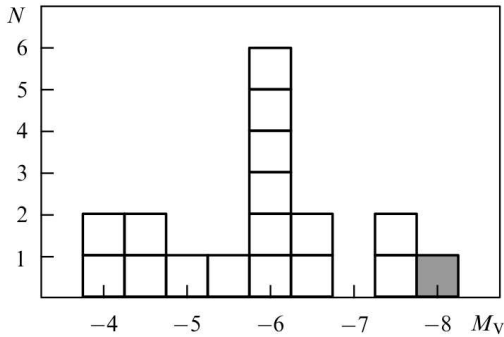


Рис. 16. Исправленные за поглощение абсолютные звездные величины ультраярких рентгеновских источников и SS 433 (показан серым). В порядке уменьшения блеска объекта: SS 433, NGC 6946 ULX-1, NGC 7793 P13, NGC 4559 X-7, NGC 5408 X-1, NGC 5204 X-1, NGC 4395 X-1, M 81 ULS-1, Holmberg II X-1, IC 342 X-1, Holmberg IX X-1, NGC 4559 X-10, NGC 1313 X-2 (ULXP), NGC 5474 X-1, NGC 1313 X-1, M 66 X-1 и M 81 X-6 (Fabrika 2016, Vinokurov et al. 2018).

Распределение ультраярких рентгеновских источников по абсолютным звездным величинам в полосе V (рис. 16) демонстрирует очевидный пик на значении $M_V = -6$, причем уменьшение количества источников с падением их блеска, по видимому, носит физический, а не селекционный характер (Tao et al. 2011, Vinokurov et al. 2018). Общими свойствами ярких (с абсолютными величинами $M_V \lesssim -6$) оптических двойников ULX являются их голубые степенные спектральные распределения энергии $F_\nu \propto \nu^\alpha$ с показателем степени α в диапазоне 1–2 (Tao et al. 2011, Vinokurov et al. 2013). Такие формы SEDs хорошо согласуются с тем, что ожидается в случае доминирования в оптическом диапазоне горячих ветров сверхкритических дисков при относительно малом вкладе звезд-доноров (Fabrika et al. 2015). Одним из немногих исключений является ультраяркий пульсар NGC 7793 P13 ($M_V \approx -7.5$), у которого донор класса B9Ia доминирует даже в тот момент, когда объект находится в ярком состоянии (Motch et al. 2014).

Среди более слабых в оптическом диапазоне ультраярких рентгеновских источников (с $M_V > -5^m5$) большинством являются объекты с относительно «холодными» распределениями энергии, соответствующими сверхгигантам классов A–G (Avdan et al. 2016; 2019), что может указывать на преобладание вклада звезд-доноров над вкладом горячих ветров сверхкритических дисков (Vinokurov et al. 2018). Причиной уменьшения вклада излучения ветра могут являться более низкие темпы аккреции в этих объектах. Как показано в нашей работе Fabrika et al. (2015), оптическая светимость при сверхкритическом

режиме аккреции будет кардинальным образом зависеть от темпа истечения газа в ветре, который в свою очередь сравним по величине с начальным темпом аккреции \dot{M}_0 (см. Введение). Искомая зависимость может быть получена на основе простых соотношений. Ожидаемая величина скорости ветра на радиусе сферизации сверхкритического диска близка к вириальной $V \propto M^{1/2} R_{sp}^{-1/2}$ (Shakura and Sunyaev 1973). В таком случае радиус фотосферы ветра может быть оценен как $R_{ph} \propto \dot{M}_0 V^{-1} \propto \dot{M}_0^{3/2} M^{-1/2}$ (Fabrika 2004). Боллометрическая светимость сверхкритических дисков с ветровой фотосферой определяется соотношением $L \propto M \propto R_{ph}^2 T_{ph}^4$. Комбинируя эти два соотношения, можно получить оценки температуры фотосферы $T_{ph} \propto \dot{M}_0^{-3/4} M^{1/2}$ (Fabrika et al. 2015). При ожидаемых высоких температурах фотосферы ветра (порядка нескольких десятков тысяч градусов (Fabrika et al. 2015)) оптическое излучение ветра должно приходиться на релей–джинсовскую область, следовательно $L_V \propto R_{ph}^2 T_{ph} \propto \dot{M}_0^{9/4} M^{-1/2}$. В случае постоянной скорости газа в ветре зависимость получается немного более слабой: $L_V \propto \dot{M}_0^{3/2} M^{1/4}$ (Fabrika et al. 2015).

Размер фотосферы ветра и его светимость в оптическом диапазоне определяются главным образом темпом истечения вещества в ветре, и чем он выше, тем более ярким будет выглядеть объект. Детальное моделирование оптических спектров ULX позволило оценить темпы истечения некоторых из самых ярких в оптическом диапазоне источников ((Kostenkov et al. 2020), см. Раздел 3.3 в данной работе): они оказались порядка $\dot{M} = 10^{-5} - 10^{-4} M_\odot \text{ год}^{-1}$. Численные оценки радиуса фотосферы можно получить из записанного в предыдущем абзаце соотношения, которое с учетом коэффициентов для случая постоянной скорости ветра $V \approx 1000 \text{ км с}^{-1}$ (раздел 3.3) примет вид $R_{ph} = \kappa \dot{M} / (\Omega V)$, где Ω — телесный угол, в котором летит газ ветра, κ — непрозрачность. Самый простой случай, одновременно дающий оценки снизу для R_{ph} , предполагает полную ионизацию газа сферически симметричного ветра (тогда κ — томсоновская непрозрачность, $\Omega = 4\pi$). В таком приближении радиус фотосферы ветра равен $2 \times 10^{11} - 2 \times 10^{12} \text{ см}$. При температурах около 30 000 K (Kostenkov et al. 2020) нижняя оценка боллометрической светимости фотосферы ветра будет превышать $5000 L_\odot$.

Обнаружение объектов с $M_V > -5^m5$ может дать ключ к пониманию того, какие классы звезд выступают в качестве доноров в ULX. То, что во

многих таких системах присутствуют относительно холодные сверхгиганты (вплоть до класса М), подтверждают и работы по исследованию инфракрасных спектров ULX (Heida et al. 2016; 2015, López et al. 2020). Тем не менее данные выводы базируются на изучении довольно малого количества объектов (около 20 оптических двойников во всем диапазоне M_V), для их подтверждения требуется значительное увеличение выборки исследованных ULX.

В большинстве случаев полученные на основе анализа оптических данных ограничения на спектральные типы и классы светимости звезд-доноров ULX дают лишь косвенные указания на возможный тип аккректора. Иная ситуация складывается тогда, когда независимым методом удается определить орбитальный период системы. Тогда, имея полученные по оптическим данным ограничения на массу звезды-компаньона, достаточно надежно можно определить и массу компактного объекта. Хорошим примером этому является затменная система СХОМ51 J132946.1+471042 (см. выше), в которой массивный донор находится в паре с непulsирующей нейтронной звездой (Wang et al. 2018). Используя данные HST, удалось обнаружить оптический двойник этого ULX и получить ограничения на массу донора 20–35 M_{\odot} . Объединив эти данные с информацией об орбитальном периоде, найденной из затмений, авторы показали, что масса донора должна превышать массу релятивистского компонента системы по крайней мере в 18 раз. Это в свою очередь позволило получить оценку массы аккректора, которая оказалась соответствующей массе нейтронной звезды. Однако еще более широкие возможности для определения масс обоих компонентов двойной системы дает выявление линий донора в спектре оптического двойника, хотя сделать это удается достаточно редко (см. раздел 3.4).

3.3. Оптические спектры

Спектроскопия ультраярких рентгеновских источников в оптическом диапазоне стала проводиться вскоре после появления первых однозначных оптических отождествлений (см., например, Grisé et al. (2009), Pakull et al. (2006)). И хотя уже прошло около пятнадцати лет с момента получения первых результатов, до сих пор оптические (а также УФ- (Bregman et al. 2012) и ИК- (Heida et al. 2016; 2015, López et al. 2020)) спектры получены лишь для очень малой части ULX. В оптическом диапазоне наиболее хорошо исследовано десять объектов: NGC 1313 X-2 (Grisé et al. 2009, Pakull et al. 2006, Roberts et al. 2011); NGC 5408 X-1 (Cseh et al. 2011; 2013); NGC 7793 P13 (Motch et al. 2014); NGC 4559 X-7,

NGC 5204 X-1, Holmberg IX X-1, Holmberg II X-1 (Fabrika et al. 2015); NGC 4395 ULX-1 (Vinokurov et al. 2018); NGC 300 ULX-1 (Heida et al. 2019, Villar et al. 2016); UGC 6456 ULX (Vinokurov et al. 2020). Все объекты в ярком состоянии имеют рентгеновские светимости выше 3×10^{39} эрг s^{-1} , характерные для bona fide ULX, а NGC 1313 X-2, NGC 7793 P13 и NGC 300 ULX-1 являются известными ультраяркими рентгеновскими пульсарями. Спектры были получены на крупных наземных телескопах: Subaru японской Национальной астрономической обсерватории, VLT Европейской южной обсерватории (Very Large Telescope), на 6-м телескопе БТА САО РАН. Малое количество исследованных оптических двойников обусловлено сложностью спектральных наблюдений из-за низкого блеска ULX в оптическом диапазоне (от 20 до 26 зв. величины в полосе V), а также из-за тесных звездных полей, в которых находится большинство из них. Последнее ставит серьезные ограничения на качество изображений (обычно требуется существенно лучше 1") при наземных наблюдениях.

Для оптических спектров ULX характерно наличие широких ($FWHM \approx 300\text{--}1600$ км s^{-1}) эмиссионных линий (Fabrika et al. 2015, Roberts et al. 2011) (рис. 17). Наиболее часто наблюдаемыми являются линия He II 4686 Å и линии балмеровской серии водорода. Линия He II 4686 Å была обнаружена в спектрах всех исследованных объектов, тогда как широкие линии водорода обнаружены только у восьми ULX. Исключениями являются NGC 1313 X-2 и NGC 4395 ULX-1. В работах, посвященных спектральным исследованиям NGC 1313 X-2 (Grisé et al. 2009, Pakull et al. 2006, Roberts et al. 2011), не сообщается об обнаружении других широких линий, кроме He II. Аналогично в спектрах NGC 4395 ULX-1 линия He II является единственной, у которой была выявлена широкая компонента (Vinokurov et al. 2018), однако в данном случае возможность детектирования более слабых широких линий ограничивается низким отношением S/N в полученных спектрах. Немного реже наблюдаются эмиссии нейтрального гелия (четыре объекта из работы Fabrika et al. (2015), UGC 6456 ULX (Vinokurov et al. 2020), NGC 300 ULX-1 (Villar et al. 2016)), что также может быть связано с порогом обнаружения слабых линий в спектрах. Отметим, что поиск широких компонент эмиссионных линий часто осложняется наличием ярких, но узких, эмиссионных линий туманностей, окружающих многие ULX (Pakull and Mirioni 2003).

Ультраяркие рентгеновские пульсары NGC 7793 P13 и NGC 300 ULX-1 показывают более богатые разными линиями спектры. У обоих объектов помимо широких компонент линий

бальмеровской серии и He II 4686 Å присутствуют яркие эмиссии более тяжелых элементов. В спектре NGC 7793 P13 хорошо заметна блenda C III/N III 4640–4650 Å (Motch et al. 2014) (хотя намеки на ее присутствие имеются также в спектрах трех ULX из работы Fabrika et al. (2015)). Спектр NGC 300 ULX-1 изобилует разрешенными и запрещенными линиями железа, кальция и других элементов (Villag et al. 2016)). Кроме того, в спектрах NGC 7793 P13 и NGC 300 ULX-1 были обнаружены принадлежащие донорам линии поглощения (Heida et al. 2019, Motch et al. 2014).

В работе Fabrika et al. (2015), используя спектры пяти ULX с хорошо различимыми широкими эмиссиями водорода и гелия, мы измерили отношения их эквивалентных ширин:

$$EW(\text{He II})/EW(\text{H}\beta) \approx 2.2,$$

$$EW(\text{He II})/EW(\text{H}\alpha) \approx 0.36,$$

$$EW(\text{He II})/EW(\text{He I } 5876) \gtrsim 3.6.$$

На основе этих оценок был сделан вывод о высокой температуре газа (несколько десятков тысяч градусов), в котором эти линии образовались. При этом соотношение водорода и гелия в газе было оценено близким к солнечному содержанию, поскольку линии серии Пикеринга слабы: $EW(\text{He II } 5411 \text{ \AA})/EW(\text{H}\beta) \lesssim 0.27$.

На сегодняшний день наиболее изученным является поведение линии He II 4686 Å. Обнаружена значительная переменность ширины ее профиля, эквивалентной ширины и лучевой скорости на временных масштабах от одного дня до месяцев. *FWHM* линии может меняться от 13% (NGC 5408 X-1 (Cseh et al. 2013)) до 3 раз (NGC 4559 X-7 и NGC 5204 X-1 (Fabrika et al. 2015)) и даже несколько больше в случае NGC 1313 X-2 (Roberts et al. 2011). Переменность лучевой скорости в диапазоне 100–400 км с⁻¹ обнаружена у семи объектов из десяти вышеперечисленных. По результатам анализа длинного ряда наблюдений у одного из них, NGC 7793 P13, был определен орбитальный период 63–65 дней (Motch et al. 2014). Для объектов NGC 1313 X-2, Holmberg IX X-1, NGC 5408 X-1 статистически значимый периодический сигнал не обнаружен, хотя не исключается возможность коротких периодов порядка или меньше одного дня (Cseh et al. 2013, Roberts et al. 2011). Для оставшихся трех (NGC 4559 X-7, NGC 5204 X-1 и UGC 6456 ULX) объем имеющихся данных пока недостаточен для поиска периодичности. Поведение линий бальмеровской серии и редко встречающихся в спектрах ULX линий тяжелых элементов исследовано хуже, но в целом величины и времена переменности этих

линий сравнимы с таковыми у He II. Наиболее глубокий анализ изменения параметров некоторых линий бальмеровской серии проведен в работах Fabrika et al. (2015), Motch et al. (2011).

В ранних работах считалось, что областью формирования широких эмиссионных линий является прогреваемый рентгеновским излучением тонкий аккреционный диск. Известно, что эмиссия He II образуется в более горячих областях, чем линии бальмеровской серии. В дисках такие области располагаются ближе к аккретору и имеют более высокие скорости вращения, следовательно, линия He II должна быть существенно шире водородных линий. Такая картина наблюдается в спектрах транзиентных рентгеновских источников с черными дырами (например, GX 339-4 (Rahoui et al. 2014, Soria et al. 1999), V404 Cyg (Casares et al. 1991, Gotthelf et al. 1992), GRO J1655-40 (Hunstead et al. 1997, Soria et al. 1998)). Однако в случае ULX водородные линии в среднем на 30% шире линии He II (рис. 18). Этот факт был объяснен нами в работе Fabrika et al. (2015) исходя из идеи, что линии образуются в радиационно ускоренных ветрах, которые должны наблюдаться в режиме сверхкритической аккреции. Действительно, ветер ускоряется постепенно, поэтому его более холодные области, находящиеся дальше от аккретора, имеют более высокую скорость, чем близкие и горячие. Схематично области формирования линий показаны на рис. 4. Этот эффект хорошо известен и наблюдается в спектрах звезд, имеющих ветровую фотосферу: ярких голубых переменных (LBV) и поздних Вольфа–Райе звезд азотной последовательности с линиями водорода (WNLh). Спектры этих звезд очень похожи на спектры ультраярких рентгеновских источников. Однако наблюдаемые оптические спектры ULX не могут формироваться в ветрах доноров, даже если доноры являются звездами указанных типов или звездами Вольфа–Райе других подклассов. Против последних говорит присутствие в спектрах ULX сильных водородных линий. Кроме того, в случае Вольфа–Райе-доноров аккреция должна происходить из звездного ветра и может быть эффективной, позволяя достичь характерных для ULX рентгеновских светимостей только при достаточно коротких орбитальных периодах, таких, например, как у M 101 ULX-1 и CG X-1 (Liu et al. 2013, Qiu et al. 2019). Более весомым аргументом против идеи звездного происхождения спектров ULX является сильная переменность ширины эмиссионных линий на временах менее одного дня, что не свойственно для звезд, поскольку терминальная скорость ветра определяется главным образом гравитацией на поверхности звезды и ее светимостью, а значит, может меняться лишь на больших интервалах времени.

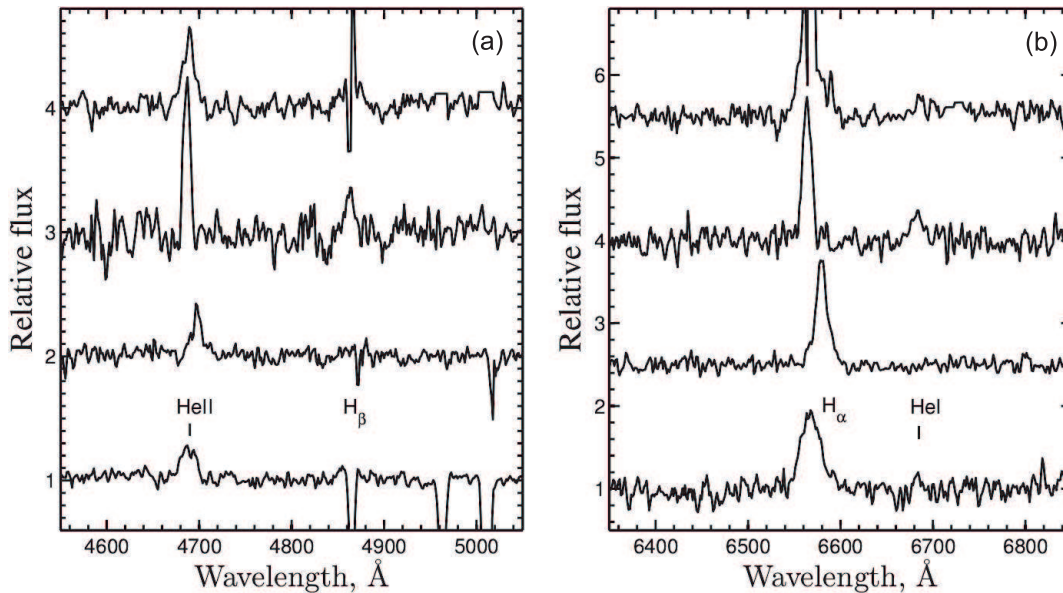


Рис. 17. Нормированные спектры Holmberg II X-1, Holmberg IX X-1, NGC 4559 X-7 и NGC 5204 X-1 (сверху вниз) в голубом (a) и красном (b) спектральных диапазонах, полученные в феврале 2011 г. на телескопе Subaru (Гавайи). Спектры не приведены к нулевой лучевой скорости. Наиболее яркими широкими эмиссионными линиями являются He II 4686 Å, H β , H α , и He I 6678 Å. Узкие эмиссионные линии туманностей H β и [O III] 4959, 5007 Å в случаях NGC 4559 X-7 и NGC 5204 X-1 были перевычтены в процессе экстракции спектров объектов (см. подробнее Fabrika et al. (2015)), тем не менее широкие крылья линии H β хорошо видны.

SS 433 также обладает спектром, имеющим ветровое происхождение, причем самыми яркими спектральными особенностями являются те же эмиссионные линии, которые наблюдаются в спектрах ULX. Исключение составляют «движущиеся» линии струй (подробнее см. раздел 3.5), которые ULX не демонстрируют. Нормированные спектры семи ULX в сравнении со спектром SS 433 показаны на рис. 19. В результате сопоставления наблюдательных свойств ультраярких рентгеновских источников и SS 433 в разных диапазонах был сделан вывод о том, что они представляют собой единый класс объектов со сверхкритическими аккреционными дисками (Fabrika et al. 2015). При этом имеющиеся различия в эквивалентных ширинах наблюдаемых эмиссионных линий могут быть объяснены более высокими температурами газа в ветрах ULX при более низких темпах истечения, чем у SS 433, что по крайней мере частично подтверждается первыми результатами моделирования оптических спектров ULX (Kostenkov et al. 2020).

Моделирование оптических спектров ULX представляет собой чрезвычайно сложную задачу и требует учета многих факторов. Однако сходство между истечениями ULX и ветрами звезд позволяет нам использовать модели протяженных атмосфер, которые успешно применяются для моделирования спектров и определения парамет-

ров звездных ветров. Наиболее продвинутыми программами, решающими задачу такого моделирования, на данный момент являются коды CMFGEN (Hillier et al. 1998) и PoWR (Hamann et al. 2006). В работе Kostenkov et al. (2020) мы оценили температуры и темпы истечения для Holmberg II X-1, NGC 5204 X-1, PNGC 4559 X-7 и UGC 6456 ULX, используя код CMFGEN. Полученные с помощью сеток моделей оценки температуры фотосфер всех четырех объектов находятся в узком интервале $T_{\text{ph}} = 33\,000\text{--}36\,000$ К, а темпы истечения — $\dot{M} = 1.1\text{--}7.6 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Для UGC 6456 ULX было проведено детальное моделирование оптического спектра, которое дало немного меньшие значения параметров, чем были получены на основе сеток моделей: $T_{\text{ph}} = 31\,250$ К против $T_{\text{ph}} = 33\,000_{-750}^{+2100}$ К и $\dot{M} = 2.7 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ против $\dot{M} = 7.6_{-3.3}^{+2.0} \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Отметим, что уравнение переноса при расчетах моделей протяженных атмосфер решается для сферически симметричного случая. В ветрах ULX сферическая симметрия нарушается наличием канала, и насколько сильное влияние это оказывает на величину получаемых параметров ветра, предстоит выяснить в будущих работах.

Оценки температуры фотосферы SS 433 сильно отличаются у разных авторов, доходя до 70 000 К

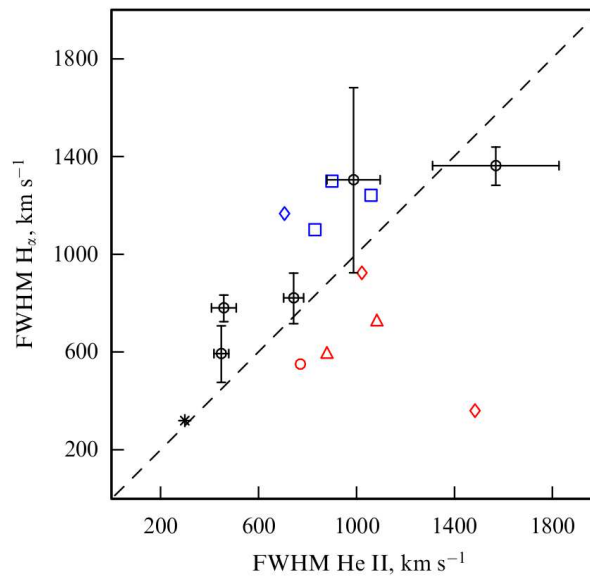


Рис. 18. Ширины ($FWHM$) эмиссионных линий He II и $H\alpha$ ультраярких рентгеновских источников Holmberg IX X-1, NGC 4559 X-7, NGC 5408 X-1, Holmberg II X-1, NGC 5204 X-1 (кружки с барами ошибок, располагающиеся слева направо в указанном порядке). Ввиду сильной переменности линий измерения ширин He II и $H\alpha$ проводились по данным телескопа Subaru, полученным в течение одной ночи (Fabrika et al. 2015). Ширины линий NGC 5408 X-1 взяты из архивных данных VLT (Cseh et al. 2013). Величина баров ошибок учитывает систематическую ошибку, связанную с неопределенностью вычитания вклада туманности. Для сравнения приведены отношения ширин указанных линий для переходных звезд WR 22, WR 24 и WR 25 (transitional stars, все три относятся к типу WN 6ha (Walborn and Fitzpatrick 2000), синие квадраты), V532 (LBV в горячем состоянии в галактике M 33 (Sholukhova et al. 2011), обозначена звездочкой) и SS 433 (Grandi et al. (1982), Kubota et al. (2010), синий ромб, измерения выполнены по спектрам в одинаковой прецессионной фазе). Красными символами показано положение рентгеновских транзиентов с черными дырами GX 339-4 (Rahoui et al. (2014), Soria et al. (1999), кружок), GRO J1655-40 (Casares et al. (1991), Gotthelf et al. (1992), ромбы) и V404 Cyg (Casares et al. (1991), Gotthelf et al. (1992), треугольники). Для последних двух объектов представлены по два измерения. Четыре из пяти ULX имеют линии He II шире $H\alpha$. Такая же картина наблюдается для обладающих мощными ветрами звезд WNLh и LBV. В противоположность этим объектам все транзиенты располагаются ниже штриховой линии, отмечающей место равных ширин линий He II и $H\alpha$.

(Dolan et al. 1997), однако близкое к реальности значение, вероятно, составляет $T_{ph} \approx 30\,000$ K (см. работу Fabrika (2004) и ссылки в ней). Более того, обнаружены достаточно сильные изменения температуры фотосферы в зависимости от фазы прецессии: от 21 000 до 45 000 K (Wagner 1986), что может являться следствием наличия канала в ветре. Измерения температуры проводились аппроксимацией фотометрических данных чернотельным законом. Темп истечения газа из SS 433 составляет $\dot{M}_W \sim 10^{-4} M_\odot \text{ год}^{-1}$ (Fabrika 2004). Таким образом, температура фотосферы ветра SS 433 (несмотря на значительную неопределенность ее величины) приблизительно совпадает с оценками температуры ветров ULX, тогда как темпы истечения в ветрах ULX в среднем более низкие, как и предполагалось в работе Fabrika et al. (2015).

3.4. Спектроскопия доноров ультраярких рентгеновских источников

На сегодняшний день тип звезды-донора с той или иной степенью надежности удалось определить

менее чем у десяти ULX, причем сделано это было именно с использованием данных оптической спектроскопии.

Одним из первых был классифицирован компаньон M 101 ULX-1 (Liu et al. 2013). Светимость объекта в основном состоянии равна $L_X \sim 10^{37}$ эрг с $^{-1}$ (Kong et al. 2004) и только во вспышках достигает характерных для ULX значений около $L_X \approx 3 \times 10^{39}$ эрг с $^{-1}$ (Mukai et al. 2005). Во время вспышек источник имеет очень мягкий рентгеновский спектр, хорошо описываемый тепловым компонентом (диск) с температурой 90–180 эВ (Liu et al. 2013). Оптические спектры M 101 ULX-1 были получены в период ожидаемой низкой рентгеновской светимости (хотя это не подтверждено), когда вклад аккреционного диска (или ветра) в оптическое излучение должен был быть минимален. Донором в системе оказалась звезда Вольфа–Райе подтипа WN8 массой $19 \pm 1 M_\odot$, что было определено на основе наблюдающихся в спектре широких эмиссионных линий He II 4686, 5411 Å, He I 4471, 4922, 5876, 6679 Å, N III 4634 Å и отсутствия

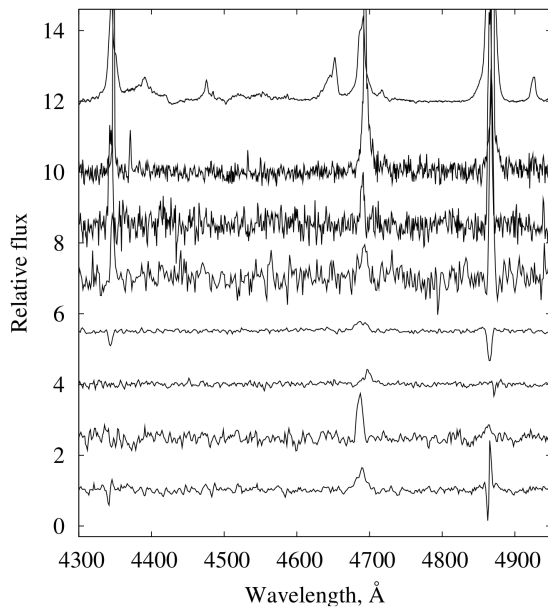


Рис. 19. Нормированные спектры в голубом диапазоне семи ULX и SS 433. Сверху вниз приведены: SS 433 (1), NGC 5408 X-1 (2), NGC 4395 ULX-1 (3), NGC 1313 X-2 (2), NGC 5204 X-1 (1), NGC 4559 X-7 (1), Holmberg IX X-1 (1) и Holmberg II X-1 (1). Номера в скобках соответствуют телескопам, на которых проведены наблюдения: 1 — Subaru, 2 — VLT, 3 — БТА. Правее линии $H\gamma$ в спектре SS 433 видна релятивистская линия $H^{-}\beta$. Как и на рис. 17, видны следы перевычитания узкой компоненты линии $H\beta$, формирующейся в окружающих ULX областях H II.

эмиссионных линий водорода и углерода (Liu et al. 2013). В результате мониторинга объекта был определен вероятный орбитальный период системы $P = 8.2$ дня, получены ограничения снизу на массу черной дыры порядка $5 M_{\odot}$ и дано ее наиболее вероятное значение в диапазоне $20\text{--}30 M_{\odot}$.

В спектре ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13 впервые были найдены принадлежащие донору линии поглощения (Motch et al. 2011; 2014), которые не были обнаружены в спектрах многих других ULX (см., например, Cseh et al. (2013)). Наблюдающиеся в спектре объекта линии поглощения бальмеровской серии (начиная с $H\beta$), нейтрального гелия, кремния и других элементов позволяют классифицировать донор как сверхгигант B9 Ia с массой $18\text{--}23 M_{\odot}$ (Motch et al. 2014). Анализ кривой блеска и кривой лучевой скорости эмиссионной линии He II 4686 \AA показал наличие периода $63\text{--}65$ дней. Моделирование кривой блеска с учетом прогрева звезды-донора рентгеновским излучением позволило ограничить сверху массу аккретора величиной $15 M_{\odot}$ (Motch et al. 2014). Как обсуждалось в предыдущих разделах, дальнейшие исследования системы привели к открытию когерентных пульсаций рентгеновского излучения

и идентификации компактного компонента как нейтронной звезды.

Абсорбционные особенности, обнаруженные в спектре ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 300 ULX-1, указывают на наличие в этой системе красного сверхгиганта (red supergiant, RSG) (Heida et al. 2019). Этот вывод подтверждает проведенная авторами ИК-фотометрия в полосах J и H . В отличие от NGC 7793 P13, где звезда-донор доминирует в оптическом спектре источника, в случае NGC 300 ULX-1 доминирующей является горячая компонента с температурой не ниже $20\,000 \text{ K}$ с яркими эмиссионными линиями, которая, по-видимому, представляет собой излучение ветра сверхкритического диска или, что, по нашему мнению, менее вероятно, прогретую рентгеновским излучением часть фотосферы донора или внешнюю часть аккреционного диска (Heida et al. 2019).

Известны еще пять ULX, донорами которых могут являться красные сверхгиганты (Heida et al. 2016; 2015, López et al. 2020). К такому выводу авторы пришли на основе данных ИК-спектроскопии. Однако результаты их исследования еще нуждаются в дальнейшем подтверждении, поскольку отождествление этих пяти ULX было выполнено с использованием только наземных ИК-изображений, что хоть и маловероятно, как показали авторы López et al. (2020), однако может привести к ложной идентификации в условиях тесных полей. В общей сложности в ИК-диапазоне фотометрическим методом авторами было исследовано 113 ULX, вероятные отождествления найдены для 38 объектов, спектроскопически подтверждена природа 12 источников: пять оказались туманностями, один источник не классифицирован, один источник является AGN и пять, вероятно, являются ULX с RSG-донорами. Авторы делают далекоидущий вывод о том, что красные сверхгиганты могут быть донорами в $4 \pm 2\%$ ULX, что в 4 раза больше, чем предсказывается эволюционными расчетами (Wiktorowicz et al. 2017).

Наконец, в SS 433 компаньоном является заполняющий свою полость Роша сверхгигант A3-7 I, который был также классифицирован по слабому спектру поглощения, наблюдаемому на фоне яркого эмиссионного спектра сверхкритического диска (Gies et al. 2002, Hillwig et al. 2004). Вклад донора в оптическое излучение объекта составляет менее 10% .

3.5. SS 433: геометрия истекающего газа сверхкритических аккреционных дисков

Как уже отмечалось выше, SS 433 является единственным известным объектом в нашей Галактике, постоянно находящимся в режиме сверхкритической аккреции. И хотя от ULX его отличает

очень низкая наблюдаемая светимость в рентгеновском диапазоне — порядка 10^{36} эрг s^{-1} , — его реальная светимость может достигать 10^{40} эрг s^{-1} . Причиной тому может служить мощный оптически толстый ветер, истекающий с поверхности сверхкритического диска (Grandi et al. 1982, Kubota et al. 2010) и закрывающий для наземного наблюдателя (который видит объект близко к плоскости аккреционного диска) излучение центрального источника (рис. 4).

Многие процессы и явления, хорошо исследованные в системе SS 433, пока что не наблюдаются (или крайне редко наблюдаются) в ультраярких рентгеновских источниках. Поэтому SS 433 в настоящее время предоставляет уникальные условия для детального изучения физических процессов, происходящих в сверхкритических аккреционных дисках. К сожалению, сам диск не наблюдается, находясь под фотосферой плотного ветра. Однако знание геометрии потоков газа на разных расстояниях от аккретора (в струях, ветре, протяженном диске) может дать важную для понимания физических процессов информацию. Из рентгеновских, УФ и оптических наблюдений вырисовывается модель, в которой внутренняя полость канала окружена коконами горячего газа, переизлучающими кванты внутренних областей. Очень большой массив данных при этом поступает именно в оптическом диапазоне. Сравнимые возможности для изучения проявлений сверхкритической аккреции в ультраярких рентгеновских источниках будут достигнуты только после введения в строй нового поколения оптических телескопов, таких как 6-м космический телескоп имени Джеймса Уэбба (James Webb Space Telescope, JWST) или 39-м Чрезвычайно Большой Телескоп (Extremely Large Telescope, ELT) в Чили.

Самое удивительное явление в SS 433 — это его струи. Среди bona fide ULX эпизодические струйные выбросы, вероятно, могут быть источником энергии для наблюдающейся трехлепестковой радиотуманности вокруг Holmberg II X-1 (Cseh et al. 2014; 2015). Однако не исключено, что радиотуманности вокруг других ULX сформированы такими же транзиентными джетами. С другой стороны, радиационные гидродинамические расчеты структуры истечения с поверхности сверхкритического диска показывают, что образование сколламированных струй не является обязательным явлением в сверхкритических дисках: часто горячий газ истекает с субрелятивистскими скоростями в достаточно широком диапазоне углов в канале более плотного и медленного ветра (см., например, Kawashima et al. (2012)). Вполне вероятно, что такой высокоскоростной газ как раз и наблюдается во многих ULX в виде сверхбыстрого истечения (рис. 4).

В SS 433 в зависимости от расстояния от источника, температуры струй, механизма излучения и, соответственно, методов наблюдений различают рентгеновские струи (порядка 10^{11-13} см), оптические струи (порядка 10^{14-15} см), радиоструи (более 10^{15} см). Также наблюдаются протяженные рентгеновские струи на расстояниях свыше 10^{17} см.

Наблюдательным проявлением струй в оптических спектрах являются «движущиеся» эмиссионные линии водорода и He I. Измеренная по линиям скорость газа в струях составляет 0.26 c . Линии перемещаются по спектру из-за изменений наклона струй к лучу зрения в связи с прецессией. Неожиданным открытием стало обнаружение движущихся линий струй в оптических спектрах ультраяркого сверхмягкого рентгеновского источника в галактике M 81 (Liu et al. 2015). Хотя объект и называют ультраярким, светимость (боллометрическая) M 81 ULS-1 в ярком состоянии лишь незначительно превышает 10^{39} эрг s^{-1} , причем практически все излучение имеет энергию менее 1 кэВ. Спектры M 81 ULS-1 показывают две компоненты линии $H\alpha$, которые сильно смещены относительно также наблюдающейся стационарной линии $H\alpha$ 6563 Å. Несколько проведенных авторами наблюдений в синем диапазоне позволили измерить изменения в положении смещенной в голубую сторону линии, которые соответствуют прогнозируемой скорости движения газа 0.14 c –0.17 c . Это указывает на то, что линия возникает в релятивистской барионной струе.

Струи SS 433 очень узкие, их раствор в месте, где излучаются линии водорода (расстояние соответствует 1–3 дням полета), равен $1^{\circ}0$ – $1^{\circ}5$ (Borisov and Fabrika 1987). Рентгеновские струи весьма короткие, всего несколько сотен секунд полета; в них наблюдаются линии высокоионизованных тяжелых элементов (Marshall et al. 2002) (рис. 7). Раствор рентгеновских струй равен примерно $1^{\circ}2$. Газ струй летит по баллистическим траекториям, а темп истечения газа в струях составляет около $\dot{M}_j \approx 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Кинематическая светимость струй оценивается как $L_k \sim 10^{39}$ эрг s^{-1} .

Информация о структуре ветра сверхкритического диска SS 433 была получена из спектральных и фотометрических данных (Fabrika 1997b; 2004). Прецессия аккреционного диска позволяет измерить по линиям поглощения скорость ветра в зависимости от величины полярного угла α , отсчитываемого от оси диска. Согласно кинематической модели, мы можем изучать ветер только в интервале полярных углов $60^{\circ} < \alpha < 90^{\circ}$. При ориентации диска, когда наблюдатель видит его с ребра ($\alpha = 90^{\circ}$), наблюдается плотный и

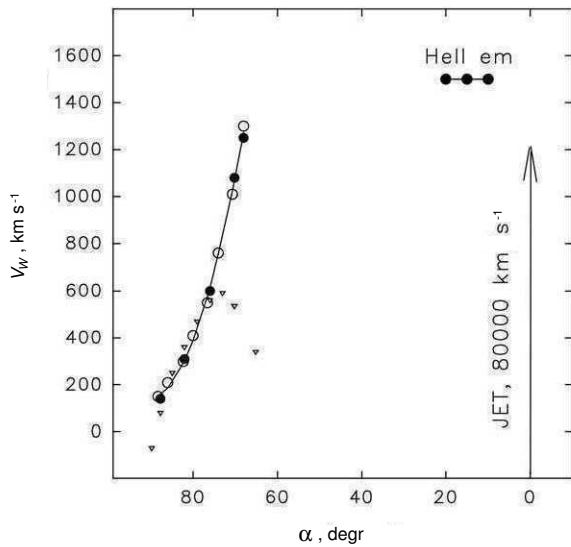


Рис. 20. Скорость ветра аккреционного диска, измеренная по абсорбционным компонентам, является функцией полярного угла при различных ориентациях диска. Открытые и заполненные кружки с левой стороны — абсорбционные линии $H\beta$ и $He I 5015 \text{ \AA}$. Треугольники показывают истечение ветра в абсорбционных линиях $Fe II 5169 \text{ \AA}$. Возвратное поведение скорости, измеренное по линиям железа, показывает, что быстрый ветер догоняет медленный ветер на больших расстояниях от SS 433. Конечная средняя скорость ветра вдоль луча зрения около $V_W \approx 340 \text{ km s}^{-1}$. Данные по эмиссии $He II$ (кокон $He II$) модельно зависимы.

медленный ветер, $V_W \sim 100 \text{ km s}^{-1}$. При увеличении углового расстояния от плоскости диска ветер резко ускоряется и достигает скоростей $V_W \approx 1300 \text{ km s}^{-1}$ (рис. 20). Измерения проводились по абсорбционным компонентам линий с P Cуг-профилем в течение многих прецессионных циклов. Если линии водорода и $He I$ показывают одну и ту же зависимость от полярного угла, то линия железа $Fe II 5169 \text{ \AA}$ следует этой зависимости только до значения примерно 600 km s^{-1} , после чего ее лучевая скорость вновь начинает уменьшаться и достигает значения $V_W \approx 340 \text{ km s}^{-1}$ при $\alpha = 60^\circ$. Скорость ветра по линии $He II$ (рис. 20) в области углов $\alpha \sim 10^\circ - 20^\circ$ определялась в предположении, что двухпиковый профиль $He II$ формируется в коконах, окутывающих основание струй. В отличие от результатов, полученных по $H\beta$, $He I$ и $Fe II$, скорость ветра в линии $He II$ не является результатом прямых измерений.

Помимо хорошо известных прецессионной и орбитальной переменностей, обнаружен цикл, равный $1/7$ периода прецессии $P_7 = 23^d 228 \pm 0.005$, связанный со спиральной ударной волной. Считается, что этим можно объяснить проблему вязкости

в аккреционном диске (Fabrika 1997b). В течение времени прохождения вещества через диск вещество внутри диска совершает несколько оборотов, после чего свободно падает на компактный объект. Найдено значение функции массы, которое показывает, что оптическая звезда является массивной, а масса релятивистской звезды оценивается как $M_X \gtrsim 6 M_\odot$.

Отношение массы донора к массе аккреционного диска SS 433 таково, что это приводит к значительному истечению вещества через точку Лагранжа L2, в результате чего вокруг двойной системы формируется протяженный «окружающий» диск (circumbinary disc), подсвечиваемый вследствие прецессии аккреционного диска вокруг компактного объекта (Fabrika 1993). Используя различные методы исследования оболочки, можно получить оценки отношения масс аккретора и донора $q = M_X/M_d$. В недавней работе Bowler (2018) моделировался профиль стационарных эмиссионных линий $He I$ и его изменения в зависимости от орбитальной фазы, исходя из различных отношений размера орбиты компактного объекта и размера внутренней орбиты вещества в протяженном диске. Вместе с известной величиной скорости газа в протяженном диске $V = 240 \pm 10 \text{ km s}^{-1}$, измеренной по тем же линиям $He I$, это позволило получить значение $q = 0.72 \pm 0.05$ и оценить массы донора и аккретора: порядка $21 M_\odot$ и $15 M_\odot$ соответственно. Cherepashchuk et al. (2019), основываясь на постоянстве орбитального периода в течение последних 30 лет, несмотря на значимый отток массы и углового момента через точку L2 (измерен авторами по данным VLTI+GRAVITY), получили отношение масс $q \gtrsim 0.6$. При этом оценки массы донора находятся в диапазоне от $8 M_\odot$ до $15 M_\odot$, а масса черной дыры составляет $M_X \sim 5 - 9 M_\odot$.

Структура протяженного диска SS 433 была исследована в работе Waisberg et al. (2019) по данным, полученным на оптическом интерферометре VLTI+GRAVITY. Наблюдения в стационарной линии $Br\gamma$ в ближней инфракрасной области выявили вытянутую структуру размером около 1 mas (соответствует линейному размеру 5 a.e.). Она перпендикулярна струям и имеет высокую скорость вращения. В соответствии с моделью прецессии ведомого диска вращение происходит в направлении, обратном прецессии струи. Авторы интерпретировали обнаруженную структуру как выброс в протяженном диске, обусловленный центробежной силой, что подразумевает высокую эффективность передачи углового момента диску от двойной системы (Waisberg et al. 2019). Отметим, что профиль линии $Br\gamma$ имеет двухпиковую структуру, разница между лучевыми скоростями пиков достигает

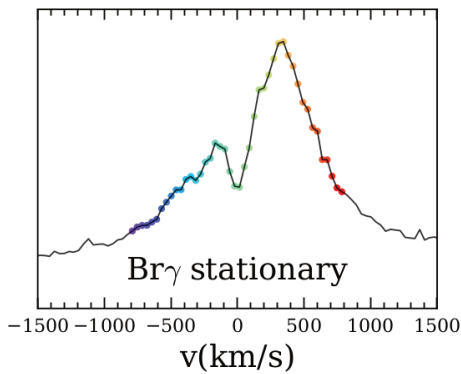


Рис. 21. Профиль линии $\text{Br}\gamma$ по наблюдениям 17 июля 2016 г. С биполярным истечением передается удельный угловой момент протяженному диску. Общая масса двойной системы $M = 40 M_{\odot}$. Точками показаны разные каналы скорости при наблюдениях (подробнее см. Waisberg et al. (2019)).

$\Delta V \approx 500 \text{ км с}^{-1}$ (рис. 21). В дополнение к экваториальной структуре была выявлена очень протяженная (порядка 6 mas, или около 30 а.е.) составляющая сферического ветра: двойная система полностью погружена в оптически тонкую в линии $\text{Br}\gamma$ сферическую оболочку.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на значительные успехи в исследовании ультраярких рентгеновских источников, загадка природы этих объектов пока далека от решения. Сейчас не вызывает сомнения тот факт, что аккреция в большинстве из них происходит на черные дыры звездных масс или нейтронные звезды в сверхкритическом режиме, подобно SS 433. Лишь относительно небольшая часть ULX, а также гиперяркие рентгеновские источники остаются кандидатами в черные дыры промежуточных масс. Часть объектов, по-видимому, находится в сверхкритическом режиме только в моменты вспышек разной продолжительности.

Одним из важнейших открытий последних шести лет стало обнаружение нейтронных звезд в некоторых ULX по когерентным пульсациям их рентгеновского излучения. Однако какова доля таких систем среди ULX остается неясным, так как пульсации носят непостоянный характер и наблюдаются не во всех источниках, аккретором в которых является нейтронная звезда. Возможно, что приблизить нас к ответу на этот и многие другие вопросы может исследование доноров и окружения ULX, так как эволюционные расчеты предсказывают разные возрасты систем и массы компаньонов для черных дыр и нейтронных звезд.

ULX могут представлять собой хоть и кратковременный, но распространенный этап в эволюции

широкого класса рентгеновских двойных. Эта стадия может являться ключевой на пути образования уникальных объектов, таких, например, как тесные системы с двумя компактными объектами (черная дыра + черная дыра, черная дыра + нейтронная звезда, нейтронная звезда + нейтронная звезда), вероятных прародителей гравитационно-волновых явлений (Marchant et al. 2017).

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований в рамках гранта «Экспансия», проект № 19-12-50215, а также грантом № 19-02-00432.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Abolmasov, S. Fabrika, O. Sholukhova, and V. Afanasiev, *Astrophysical Bulletin* **62**, 36 (2007).
2. P. Abolmasov, S. Fabrika, O. Sholukhova, and T. Kotani, arXiv:0809.0409 (2008).
3. M. A. Abramowicz, B. Czerny, J. P. Lasota, and E. Szuszkiewicz, *Astrophys. J.* **332**, 646 (1988).
4. V. K. Agrawal and A. Nandi, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **446**, 3926 (2015).
5. J. Aird, K. Nandra, E. S. Laird, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **401**, 2531 (2010).
6. K. E. Atapin and S. N. Fabrika, *Astronomy Letters* **42**, 517 (2016).
7. K. Atapin and S. Fabrika, *ASP Conf. Ser.* **510**, 478 (2017).
8. K. Atapin, S. Fabrika, A. Medvedev, and A. Vinokurov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **446**, 893 (2015).
9. K. Atapin, S. Fabrika, and M. D. Caballero-García, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486**, 2766 (2019).
10. P. Arévalo and P. Uttley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **367**, 801 (2006).
11. S. Avdan, A. Vinokurov, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455**, L91 (2016).
12. S. Avdan, A. Akyuz, A. Vinokurov, et al., *Astrophys. J.* **875**, 68 (2019).
13. M. Bachetti, V. Rana, D. J. Walton, et al., *Astrophys. J.* **778**, 163 (2013).
14. M. Bachetti, F. A. Harrison, D. J. Walton, et al., *Nature* **514**, 202 (2014).
15. M. Bachetti, T. J. Maccarone, M. Brightman, et al., *Astrophys. J.* **891**, 44 (2020).
16. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **42**, 311 (1975).
17. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **175**, 395 (1976).

18. K. Belczynski and J. Ziolkowski, *Astrophys. J.* **707**, 870 (2009).
19. T. M. Belloni, arXiv:1803.03641 (2018).
20. N. V. Borisov and S. N. Fabrika, *Sov. Astron. Lett.* **13**, 200 (1987).
21. J. N. Bregman, J. N. Felberg, P. J. Seitzer, et al., arXiv:1205.0424 (2012).
22. M. Brightman, F. A. Harrison, F. Fürst, et al., *Nature Astronomy* **2**, 312 (2018).
23. M. Brightman, F. A. Harrison, M. Bachetti, et al., *Astrophys. J.* **873**, 115 (2019).
24. W. Brinkmann, T. Kotani, and N. Kawai, *Astron. and Astrophys.* **431**, 575 (2005).
25. M. Brorby, P. Kaaret, and H. Feng, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **448**, 3374 (2015).
26. M. G. Bowler, *Astron. and Astrophys.* **619**, L4 (2018).
27. M. D. Caballero-García, T. M. Belloni, and A. Wolter, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435**, 2665 (2013).
28. M. D. Caballero-García, T. Belloni, and L. Zampieri, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **436**, 3262 (2013).
29. S. Carpano, F. Haberl, C. Maitra, and G. Vasilopoulos, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476**, L45 (2018).
30. J. Casares, P. A. Charles, D. H. P. Jones, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **250**, 712 (1991).
31. A. D. Chandra, J. Roy, P. C. Agrawal, and M. Choudhury, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **495**, 2664 (2020).
32. A. Chashkina, P. Abolmasov, and J. Poutanen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **470**, 2799 (2017).
33. A. Chashkina, G. Lipunova, P. Abolmasov, and J. Poutanen, *Astron. and Astrophys.* **626**, A18 (2019).
34. A. M. Cherepashchuk, K. A. Postnov, and A. A. Belinski, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **485**, 2638 (2019).
35. E. J. M. Colbert and R. F. Mushotzky, *Astrophys. J.* **519**, 89 (1999).
36. D. Cseh, S. Corbel, P. Kaaret, et al., *Astrophys. J.* **749**, id. 17 (2012).
37. D. Cseh, F. Grisé, S. Corbel, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **728**, L5 (2011).
38. D. Cseh, F. Grisé, P. Kaaret, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435**, 2896 (2013).
39. D. Cseh, P. Kaaret, S. Corbel, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **439**, L1 (2014).
40. D. Cseh, J. C. A. Miller-Jones, P. G. Jonker, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **452**, 24 (2015).
41. T. Dauser, M. Middleton, and J. Wilms, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466**, 2236 (2017).
42. S. W. Davis, R. Narayan, Y. Zhu, et al., *Astrophys. J.* **734**, 111 (2011).
43. R. Della Ceca, F. J. Carrera, A. Caccianiga, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **447**, 3227 (2015).
44. B. De Marco, G. Ponti, G. Miniutti, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **436**, 3782 (2013).
45. J. F. Dolan, P. T. Boyd, S. Fabrika, et al., *Astron. and Astrophys.* **327**, 648 (1997).
46. V. Doroshenko, A. Santangelo, and L. Ducci, *Astron. and Astrophys.* **579**, A22 (2015).
47. V. Doroshenko, S. Tsygankov and A. Santangelo, *Astron. and Astrophys.* **613**, 19 (2018).
48. V. Doroshenko, S. N. Zhang, A. Santangelo, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **491**, 1857 (2020).
49. H. M. Earnshaw and T. P. Roberts, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467**, 2690 (2017).
50. H. P. Earnshaw, M. Heida, M. Brightman, et al., *Astrophys. J.* **891**, 153 (2020).
51. H. P. Earnshaw, T. P. Roberts, M. J. Middleton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **483**, 5554 (2019).
52. H. P. Earnshaw, T. P. Roberts, and R. Sathyaprakash, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476**, 4272 (2018).
53. G. Fabbiano, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **27**, 87 (1989).
54. S. Fabrika, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **261**, 241 (1993).
55. S. Fabrika, *Astrophys. and Space Sci.* **252**, 439 (1997).
56. S. Fabrika, *Astrophysics and Space Physics Reviews* **12**, 1 (2004).
57. S. N. Fabrika, in *Proc. Conf. on Accretion Processes in Cosmic Sources, St. Petersburg, Russia, 2016*, id. 46.
58. S. Fabrika and A. Mescheryakov, *IAU Symp.* **205**, 268 (2001).
59. S. N. Fabrika, P. K. Abolmasov, and S. Karpov, *IAU Symp.* **238**, 225 (2007).
60. S. Fabrika, S. Karpov, P. Abolmasov, and O. Sholukhova, *IAU Symp.* **230**, 278 (2006).
61. S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, et al., *Nature Physics* **11**, 551 (2015).
62. S. Fabrika, A. Vinokurov, and K. Atapin, in *Proc. The Fourteenth Marcel Grossmann Meet. On Recent Developments in Theoretical and Experimental General Relativity, Astrophysics, and Relativistic Field Theories*, Ed. by M. Bianchi, R. T. Jansen, and R. Ruffini (World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2018), 1023.
63. S. A. Farrell, N. A. Webb, D. Barret, et al., *Nature* **460**, 73 (2009).
64. H. Feng and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **653**, 536 (2006).
65. H. Feng and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **675**, 1067 (2008).
66. H. Feng, L. Tao, P. Kaaret, and F. Grisé, *Astrophys. J.* **831**, 117 (2016).
67. E. Filippova, M. Revnivtsev, S. Fabrika, et al., *Astron. and Astrophys.* **460**, 125 (2006).
68. J. Frank, A. King, and D. J. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*, 3rd ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2002).
69. F. Fürst, D. J. Walton, F. A. Harrison, et al., *Astrophys. J.* **831**, L14 (2016).
70. F. Fürst, D. J. Walton, D. Stern, et al., *Astrophys. J.* **834**, 77 (2017).
71. D. R. Gies, W. Huang, and M. V. McSwain, *Astrophys. J.* **578**, L67 (2002).
72. J. C. Gladstone, C. Copperwheat, C. O. Heinke, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **206**, 14 (2013).

73. J. C. Gladstone, T. P. Roberts, and C. Done, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **397**, 1836 (2009).
74. S. A. Grandi and R. P. S. Stone, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **94**, 80 (1982).
75. F. Grisé, P. Kaaret, M. W. Pakull, and C. Motch, *Astrophys. J.* **734**, 23 (2011).
76. F. Grisé, P. Kaaret, S. Corbel, et al., *Astrophys. J.* **745**, 123 (2012).
77. F. Grisé, P. Kaaret, S. Corbel, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **433**, 1023 (2013).
78. F. Grisé, M. W. Pakull, R. Soria, et al., *Astron. and Astrophys.* **486**, 151 (2008).
79. F. Grisé, M. W. Pakull, R. Soria, and C. Motch, *AIP Conf. Proc.* **1126**, pp. 201–203 (2009).
80. E. Gotthelf, J. P. Halpern, J. Patterson, and R. M. Rich, *Astron. J.* **103**, 219 (1992).
81. W.-R. Hamann, G. Grafener, and A. Liermann, *ASP Conf. Ser.* **353**, 185 (2006).
82. M. Heida, P. G. Jonker, M. A. P. Torres, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* , **459**, 771 (2016).
83. M. Heida, R. M. Lau, B. Davies, et al., *Astrophys. J.* **883**, L34 (2019).
84. M. Heida, M. A. P. Torres, P. G. Jonker, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* , **453**, 3510 (2015).
85. L. M. Heil, S. Vaughan, and T. P. Roberts, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **397**, 1061 (2009).
86. L. Hernández-García, S. Vaughan, T. P. Roberts, and M. Moddleton, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **453**, 2877 (2015).
87. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.* **496**, 407 (1998).
88. T. C. Hillwig, D. R. Gies, W. Huang, et al., *Astrophys. J.* **615**, 422 (2004).
89. R. W. Hunstead, K. Wu, and D. Campbell-Wilson, *ASP Conf. Ser.* **121**, 63 (1997).
90. A. P. Igoshev and S. B. Popov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **473**, 3204 (2018).
91. A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **39**, 185 (1975).
92. A. Ingram and C. Done, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **415**, 2323 (2011).
93. A. Ingram and M. van der Klis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **434**, 1476 (2013).
94. G. L. Israel, A. Belliore, L. Stella, et al., *Science* **355**, 817 (2017).
95. G. L. Israel, A. Papitto, P. Esposito, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **466**, L48 (2017).
96. M. Jaroszynski, M. A. Abramowicz, and B. Paczynski, *Acta Astronomica* **30**, 1 (1980).
97. V. Jithesh, C. Anjana, and R. Misra, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **494**, 4026 (2020).
98. P. Kaaret, H. Feng, and T. P. Roberts, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 303 (2017).
99. P. Kaaret, H. Feng, D. S. Wong, et al., *Astrophys. J.* **714**, L167 (2010).
100. A. R. King, M. B. Davies, M. J. Ward, et al., *Astrophys. J.* **552**, L109 (2001).
101. T. Kawashima and K. Ohsuga, *Publ. Astron. Soc. Japan* **72**, 15 (2020).
102. T. Kawashima, S. Mineshige, K. Ohsuga, and T. Ogawa, *Publ. Astron. Soc. Japan* **68**, 83 (2016).
103. T. Kawashima, K. Ohsuga, S. Mineshige, et al., *Astrophys. J.* **752**, 18 (2012).
104. I. Khabibullin, P. Medvedev, and S. Sazonov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455**, 1414 (2016).
105. A. R. King, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **393**, L41 (2009).
106. A. King and J.-P. Lasota, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **458**, L10 (2016).
107. A. King and J.-P. Lasota, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* , **485**, 3588 (2019).
108. A. King and J.-P. Lasota, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **494**, 3611 (2020).
109. A. King, J.-P. Lasota, and W. Kluźniak, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468**, L59 (2017).
110. D.-W. Kim and G. Fabbiano, *Astrophys. J.* **721**, 1523 (2010).
111. W. Kluźniak and J.-P. Lasota *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **448**, L43 (2015).
112. A. K. H. Kong, R. Di Stefano, and F. Yuan, *Astrophys. J.* **617**, L49 (2004).
113. P. Kosec, C. Pinto, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **479**, 3978 (2018).
114. A. Kostenkov, A. Vinokurov, Y. Solovyeva, et al., *Astrophysical Bulletin* **75**, 182 (2020).
115. O. Kotov, E. Churazov, and M. Gilfanov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **327**, 799 (2001).
116. K. Kubota, Y. Ueda, S. Fabrika, et al., *Astrophys. J.* **709**, 1374 (2010).
117. I. Lehmann, T. Becker, S. Fabrika, et al., *Astron. and Astrophys.* **431**, 847 (2005).
118. C. Leitherer, D. Schaerer, J. D. Goldader, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **123**, 3 (1999).
119. L. C.-C. Lin, C.-P. Hu, A. K. H. Kong, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454**, 1644 (2015).
120. V. M. Lipunov, *Astrophys. and Space Sci.* **132**, 1 (1987).
121. G. V. Lipunova, *Astronomy Letters* **25**, 508 (1999).
122. J. Liu, *Astrophys. J. Suppl.* **192**, 10 (2011).
123. J. Liu and R. Di Stefano, *Astrophys. J.* **674**, L73 (2008).
124. J.-F. Liu, Y. Bai, S. Wang, et al., *Nature* **528**, 108 (2015).
125. J.-F. Liu, J. N. Bregman, Y. Bai, et al., *Nature* **503**, 500 (2013).
126. J.-F. Liu, J. Bregman, J. Miller, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **661**, 165 (2007).
127. K. M. López, M. Heida, P. G. Jonker, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **497**, 917 (2020).
128. W. Luangtip, T. P. Roberts, and C. Done, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **460**, 4417 (2016).
129. Y. E. Lyubarskii, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **292**, 679 (1997).
130. T. J. Maccarone, A. Kundu, S. E. Zepf, and K. L. Rhode, *Nature* **445**, 183 (2007).
131. P. Marchant, N. Langer, P. Podsiadlowski, et al., *Astron. and Astrophys.* **604**, A55 (2017).
132. H. L. Marshall, C. R. Canizares, and N. S. Schulz, *Astrophys. J.* **564**, 941 (2002).
133. R. G. Martin, C. Nixon, P. J. Armitage, et al., *Astrophys. J.* **710**, L34 (2014).

134. J. E. McClintock and R. A. Remillard, in *Compact Stellar X-ray Sources*, Ed. by W. Lewin, M. van der Klis (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2006) pp. 157–213 (Cambridge Astrophys. Ser., No. 39).
135. A. Medvedev and S. Fabrika, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **402**, 479 (2010).
136. A. S. Medvedev and J. Poutanen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431**, 2690 (2013).
137. M. J. Middleton and A. King, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **470**, L69 (2017).
138. M. J. Middleton, V. Brightman, F. Pintore, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468**, 2 (2019).
139. M. J. Middleton, L. Heil, F. Pintore, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **447**, 3243 (2015).
140. M. J. Middleton, D. J. Walton, A. Fabian, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454**, 3134 (2015).
141. S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **419**, 2095 (2012).
142. J. Mönkkönen, S. S. Tsygankov, A. A. Mushtukov, et al., *Astron. and Astrophys.* **626**, A106 (2019).
143. C. Motch, M. W. Pakull, F. Grisé, and R. Soria, *Astronomische Nachrichten* **332**, 367 (2011).
144. C. Motch, M. W. Pakull, R. Soria, et al., *Nature* **514**, 198 (2014).
145. S. Motta, T. Muñoz-Darias, P. Casella, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **418**, 2292 (2011).
146. K. Mukai, M. Still, R. H. D. Corbet, et al., *Astrophys. J.* **634**, 1085 (2005).
147. A. A. Mushtukov, A. Ingram, and M. van der Klis, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **474**, 2259 (2018).
148. A. A. Mushtukov, A. Ingram, M. Middleton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **484**, 687 (2019).
149. A. A. Mushtukov, G. V. Lipunova, A. Ingram, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **486**, 4061 (2019).
150. A. A. Mushtukov, V. F. Suleimanov, S. S. Tsygankov, and J. Poutanen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **454**, 2539 (2015).
151. A. A. Mushtukov, V. F. Suleimanov, S. S. Tsygankov, and A. Ingram, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **467**, 1202 (2017).
152. A. A. Mushtukov, S. S. Tsygankov, V. F. Suleimanov, and J. Poutanen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **476**, 2867 (2018).
153. T. Okuda, G. V. Lipunova, and D. Molteni, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **398**, 1668 (2009).
154. K. Ohsuga and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **736**, 2 (2011).
155. K. Ohsuga, M. Mori, T. Nakamoto, and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **628**, 368 (2005).
156. M. W. Pakull and L. Mirioni, *Revista Mexicana Astron. Astrofis. Conf. Ser.* **15**, 197 (2003).
157. M. W. Pakull, F. Grisé, and C. Motch, *IAU Symp.* **230**, pp. 293–297 (2006).
158. A. A. Panferov and S. N. Fabrika, *Astronomy Reports* **41**, 506 (1997).
159. D. R. Pasham and T. E. Strohmayer, *Astrophys. J.* **753**, 139 (2012).
160. D. R. Pasham and T. E. Strohmayer, *Astrophys. J.* **764**, 93 (2013).
161. D. R. Pasham and T. E. Strohmayer, *Astrophys. J.* **771**, 101 (2013).
162. D. R. Pasham, S. B. Cenko, A. Zoghbi, et al., *Astrophys. J.* **811**, L11 (2015).
163. C. Pinto, W. Alston, R. Soria, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468**, 2865 (2017).
164. C. Pinto, A. Fabian, M. Middleton, and D. Walton, *Astronomische Nachrichten* **338**, 234 (2017).
165. C. Pinto, M. Mehdipour, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **491**, 5702 (2020).
166. C. Pinto, M. J. Middleton and A. C. Fabian, *Nature* **533**, 64 (2016).
167. F. Pintore and L. Zampieri, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **420**, 1107 (2012).
168. F. Pintore, L. Zampieri, L. Stella, et al., *Astrophys. J.* **836**, 113 (2017).
169. F. Pintore, L. Zampieri, A. Wolter, and T. Belloni, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **439**, 3461 (2014).
170. J. Poutanen, S. Fabrika, A. F. Valeev, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **432**, 506 (2013).
171. J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **377**, 1187 (2007).
172. S. F. Portegies Zwart, H. Baumgardt, P. Hut, et al., *Nature* **428**, 724 (2004).
173. A. Ptak, E. Colbert, R. P. van der Marel, et al., *Astrophys. J. Suppl.*, **166**, 154 (2006).
174. Y. Qiu, R. Soria, S. Wang, et al., *Astrophys. J.* **877**, 57 (2019).
175. F. Rahoui, M. Coriat, and J. C. Lee, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **442**, 1610 (2014).
176. C. J. Ramsey, R. M. Williams, R. A. Gruendl, et al., *Astrophys. J.* **641**, 241 (2006).
177. F. Rao, H. Feng, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **722**, 620 (2010).
178. M. Revnivtsev, R. Burenin, S. Fabrika, et al., *Astron. and Astrophys.* **424**, L5 (2004).
179. M. Revnivtsev, E. Churazov, K. Postnov, and S. Tsygankov, *Astron. and Astrophys.* **507**, 1211 (2009).
180. M. Revnivtsev, S. Fabrika, P. Abolmasov et al., *Astron. and Astrophys.* **447**, 545 (2006).
181. T. P. Roberts, J. C. Gladstone, A. D. Goulding, et al., *Astronomische Nachrichten* **332**, 398 (2011).
182. T. P. Roberts, A. J. Levan, and M. R. Goad, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.*, **387**, 73 (2008).
183. G. A. Rodriguez Castillo, G. L. Israel, A. Belfiore, et al., *Astrophys. J.*, 895, 60 (2020).
184. C. L. Sarazin, J. A. Irwin, and J. N. Bregman, *Astrophys. J.* **544**, L101 (2000).
185. R. Sathyaprakash, T. R. Roberts, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488**, L35 (2019).
186. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
187. P. R. Shapiro, M. Milgrom, and M. J. Rees, *Astrophys. J. Suppl.* **60**, 393 (1986).
188. M. Shidatsu, Y. Ueda, and S. Fabrika, *Astrophys. J.* **839**, 46 (2017).

189. O. N. Sholukhova, S. N. Fabrika, A. V. Zharova, et al., *Astrophysical Bulletin* **66**, 123 (2011).
190. X. Song, D. J. Walton, G. B. Lansbury, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **491**, 1260 (2020).
191. R. Soria and A. Kong, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456**, 1837 (2016).
192. R. Soria, M. Cropper, M. Pakull, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **356**, 12 (2005).
193. R. Soria, K. D. Kuntz, P. F. Winkler, et al., *Astrophys. J.* **750**, 152 (2012).
194. R. Soria, D. T. Wickramasinghe, R. W. Hunstead, and K. Wu, *Astrophys. J.* **495**, L95 (1998).
195. R. Soria, K. Wu, and H. M. Johnston, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **310**, 71 (1999).
196. A.-M. Stobbart, T. P. Roberts, and J. Wilms, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **368**, 397 (2006).
197. T. E. Strohmayer, *Astrophys. J.* **706**, L210 (2009).
198. T. E. Strohmayer and R. F. Mushotzky, *Astrophys. J.* **586**, L61 (2003).
199. T. E. Strohmayer, R. F. Mushotzky, L. Winter, et al., *Astrophys. J.* **660**, 580 (2007).
200. A. D. Sutton, T. P. Roberts, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **423**, 1154 (2012).
201. A. D. Sutton, T. R. Roberts and M. J. Middleton, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435**, 1758 (2013).
202. A. D. Sutton, D. A. Swartz, T. P. Roberts, et al., *Astrophys. J.* **836**, id. 48 (2017).
203. D. A. Swartz, K. K. Ghosh, A. F. Tennant, and K. Wu, *Astrophys. J. Suppl.* **154**, 519 (2004).
204. H. R. Takahashi, S. Mineshige, and K. Ohsuga, *Astrophys. J.* **853**, 45 (2018).
205. S. Takeuchi, K. Ohsuga, and S. Mineshige S., *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, 88 (2013).
206. S. Takeuchi, K. Ohsuga, and S. Mineshige S., *Publ. Astron. Soc. Japan* **66**, 48 (2014).
207. L. Tao, H. Feng, F. Grisé, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **737**, 81 (2011).
208. L. Tao, H. Feng, S. Zhang, et al., *Astrophys. J.* **873**, 19 (2019).
209. L. Titarchuk and E. Seifina, *Astron. and Astrophys.* **595**, 101 (2016).
210. L. Titarchuk, N. Shaposhnikov, and V. Arefiev, *Astrophys. J.* **660**, 556 (2007).
211. L. J. Townsend, J. A. Kennea, M. J. Coe, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **471**, 3878 (2017).
212. S. P. Trudolyubov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **387**, L36 (2008).
213. S. S. Tsygankov, V. Doroshenko, A. A. Lutovinov, et al., *Astron. and Astrophys.* **605**, A39 (2017).
214. S. S. Tsygankov, A. A. Lutovinov, V. Doroshenko, et al., *Astron. and Astrophys.* **593**, A16 (2016).
215. S. S. Tsygankov, A. A. Mushtukov, V. F. Suleimanov, and J. Poutanen, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **457**, 1101 (2016).
216. R. Urquhart and R. Soria, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456**, 1859 (2016).
217. R. Urquhart and R. Soria, *Astrophys. J.* **831**, 56 (2016).
218. G. V. Ustyugova, A. V. Koldoba, M. M. Romanova, and R. V. E. Lovelace, *Astrophys. J.* **646**, 304 (2006).
219. L. M. van Haften, T. J. Maccarone, K. L. Rhode, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **483**, 3566 (2019).
220. G. Vasilopoulos, S. K. Lander, F. Koliopanos, and C. D. Bailyn, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **491**, 4949 (2020).
221. G. Vasilopoulos, P. S. Ray, K. C. Gendreau, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **494**, 5350 (2020).
222. S. Vaughan, R. Edelson, R. S. Warwick, and P. Uttley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **345**, 1271 (2003).
223. V. A. Villar, E. Berger, R. Chornock, et al., *Astrophys. J.* **830**, 11 (2016).
224. A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva, *Astrophys. J.* **893**, L28 (2020).
225. A. Vinokurov, S. Fabrika, and K. Atapin, *Astrophysical Bulletin* **68**, 139 (2013).
226. A. Vinokurov, S. Fabrika, and K. Atapin, *Astrophys. J.* **854**, 176 (2018).
227. R. M. Wagner, *Astrophys. J.* **308**, 152 (1986).
228. I. Waisberg, J. Dexter, P.-O. Petrucci, et al., *Astron. and Astrophys.* **623**, id. A47 (2019).
229. N. R. Walborn and E. L. Fitzpatrick, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **112**, 50 (2000).
230. D. J. Walton, F. Fürst, M. Bachetti, et al., *Astrophys. J.* **827**, L13 (2016).
231. D. J. Walton, F. Fürst, M. Heida, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **856**, 128 (2018).
232. D. J. Walton, F. A. Harrison, B. W. Grefenstette, et al., *Astrophys. J.* **793**, 21 (2014).
233. D. J. Walton, T. P. Roberts, S. Mateos, and V. Heard, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **416**, 1844 (2011).
234. S. Wang, R. Soria, R. Urquhart, and J. Liu, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **477**, 3623 (2018).
235. S.-S. Weng and H. Feng, *Astrophys. J.* **853**, 115 (2018).
236. G. Wiktorowicz, M. Sobolewska, J.-P. Lasota, and K. Belczynski, *Astrophys. J.* **846**, 17 (2017).
237. L. Yang, H. Feng, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **733**, 118 (2011).
238. Y. Zhang, M. Ge, L. Song, et al., *Astrophys. J.* **879**, 61 (2019).

Ultraluminous X-Ray Sources

S. N. Fabrika^{1,2}, K. E. Atapin^{1,3}, A. S. Vinokurov¹, and O. N. Sholukhova¹

¹Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

²Kazan Federal University, Kazan, 420008 Russia

³Sternberg Astronomical Institute of the Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

Ultraluminous X-ray sources (ULXs) were identified as a separate class of objects in 2000 based on data from the Chandra X-Ray Observatory. These are unique objects: their X-ray luminosities exceed the Eddington limit for a typical stellar-mass black hole. For a long time, the nature of ULXs remained unclear. However, the gradual accumulation of data, new results of X-ray and optical spectroscopy, and the study of the structure and energy of nebulae surrounding ULXs led to the understanding that most of the ultraluminous X-ray sources must be supercritical accretion disks like SS 433. The discovery of neutron stars in a number of objects only increased the confidence of the scientific community in the conclusions obtained, since the presence of neutron stars in such systems clearly indicates a supercritical accretion regime. In this review, we systematize the main facts about the observational manifestations of ULXs and SS 433 in the X-ray and optical ranges and discuss their explanation from the point of view of the supercritical accretion theory.

Keywords: *X-rays: binaries—accretion, accretion disks*