

УДК 527.7-735/43

УЛЬТРАЯРКИЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ИСТОЧНИКИ КАК СВЕРХКРИТИЧЕСКИЕ АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ: СПЕКТРАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ

© 2013 А. Винокуров^{1*}, С. Фабрика¹, К. Атапин^{1,2}¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия²Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 11 февраля 2013 года; принята в печать 3 апреля 2013 года

Мы моделируем спектральные распределения энергии сверхкритических аккреционных дисков, приняв за основу концепцию Шакуры и Сюняева. Мы применяем эту модель к пяти ультраярким рентгеновским источникам. В рамках данного подхода, внутри радиуса сферизации диск становится геометрически толстым, а изменение температуры с радиусом приобретает вид $T \propto r^{-1/2}$. В этой области светимость диска может быть описана формулой $L_{\text{bol}} \sim L_{\text{Edd}} \ln(\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}})$; под действием излучения возникает мощный отток вещества в виде ветра, формирующего канал над диском. Выше радиуса сферизации диск является тонким, а его болометрическая светимость равна L_{Edd} . Тонкий диск нагревает ветер снизу. Внутренняя сторона ветрового канала нагревается излучением сверхкритического диска. В этой статье мы не рассматриваем процесс комптонизации в горячем ветре, который должен покрывать самые внутренние области сверхкритического диска. Представленная здесь модель в техническом отношении подобна модели DISKIR Гиерлинского и соавторов. Модели различаются типами дисков (стандартный, сверхкритический) и способом излучения (диск, ветер). Мы предполагаем, что различить эти две модели можно будет по рентгеновским спектрам ULXs в мягком диапазоне около 0.3–1 кэВ, где модель SCAD предсказывает плоский участок спектра в координатах νF_{ν} , а DISKIR не имеет плоского участка, так как базируется на модели стандартного α -диска. Наиболее важное различие моделей заключается в предсказываемых величинах масс черных дыр. Применение модели DISKIR к ULXs приводит к черным дырам с массами несколько сотен солнечных, тогда как SCAD — к черным дырам звездных масс порядка $10 M_{\odot}$.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (ULXs) имеют рентгеновские светимости 10^{39} – 10^{41} эрг/с, что превышает эддингтоновский предел для черных дыр звездных масс [1]. В наиболее популярных моделях для объяснения феномена ULXs рассматривается аккреция вещества либо на черные дыры промежуточных масс (IMBH, 10^3 – $10^4 M_{\odot}$), либо на черные дыры звездных масс (примерно $10 M_{\odot}$) в существенно сверхэддингтоновском режиме. Оба сценария требуют наличия массивного донора на тесной орбите.

IMBHs, которые предположительно возникли в результате эволюции низкометаллических звезд населения III типа [2], могут образовывать двойные

системы вследствие приливного захвата одиночных звезд. Тем не менее, ожидаемая частота встречаемости подобных систем с IMBHs невысока и не согласуется с наблюдаемым количеством ULXs [3]. Большинство ULXs связаны с областями звездообразования [4] и молодыми звездными скоплениями [5]. Они не распределяются по всему объему галактики, как можно было бы ожидать в случае IMBHs, возникших из звезд населения III типа.

IMBHs также могут формироваться в ядрах молодых звездных скоплений [6], однако в этом случае они должны оставаться внутри скоплений. В работе [5] авторы обнаружили, что большинство ярких рентгеновских источников в галактиках Антенны находятся рядом с очень молодыми скоплениями, а не в самих скоплениях. Они пришли к выводу, что источники были выброшены в результате динамических столкновений звезд в процессе фор-

*E-mail: vinokurov@sao.ru

мирования скоплений, а ULXs являются массивными рентгеновскими двойными и образовались в результате эволюции звезд с массой свыше $50 M_{\odot}$.

В моделях, где ULXs рассматриваются как сверхкритические аккреционные диски (SCADs), требуется наличие геометрической коллимации излучения вдоль луча зрения наблюдателя [7, 8]; эти модели способны объяснить существование объектов со светимостями до 10^{41} эрг/с. Предполагается, что ULXs представляют собой наблюдаемые вдоль оси диска аналоги системы SS 433 — единственного известного сверхкритического микроквазара в Галактике [9]. SS 433 содержит черную дыру звездной массы, находящуюся в режиме постоянной сверхкритической аккреции с темпом около $300\text{--}500 \dot{M}_{\text{Edd}}$. В этой системе ветер формирует широкий канал вдоль оси диска, который коллимирует излучение с поверхности диска. Оптические спектры ULXs очень похожи на спектр в SS 433 [10].

Если ULXs являются SCADs с черными дырами звездных масс, то в их спектрах должны присутствовать спектральные линии ввиду мощного истечения вещества в сверхкритическом режиме. Тем не менее, в рентгеновских спектрах ULXs не обнаружено каких-либо эмиссионных или абсорбционных особенностей; анализ спектров с наиболее высоким отношением сигнал—шум (например, [11]) дает верхний предел на эквивалентную ширину линий порядка нескольких десятков эВ. Общим свойством спектров ультраярких рентгеновских источников является перегиб в области высоких энергий [12–14] со спадом в спектрах между 4 и 7 кэВ. Наличие перегиба говорит в пользу того, что аккреционные диски ULXs не являются стандартными. Внутренние части дисков могут быть покрыты истекающим веществом или относительно холодной и оптически толстой короной [13], которая комптонизирует излучение внутреннего диска.

ULXs часто окружены туманностями [15, 16]; формы этих туманностей таковы, как если бы они были деформированы релятивистскими струями или слабоколлимированными ветрами. В некоторых туманностях, связанных с ULXs, обнаружены изменения лучевых скоростей в этих туманностях [17].

Для ионизации туманностей, окружающих ULXs, не требуется больших факторов коллимации излучения. Промежуточные значения фактора коллимации ($B \sim 3\text{--}5$) вполне достаточны, чтобы получить как наблюдаемые светимости, так и наблюдаемые формы туманностей. Кроме того, не только рентгеновское излучение может ионизовать туманности. В работе [18], в которой была изучена туманность MF 16, окружающая

NGC 6946 ULX-1, авторы показали, что ультрафиолетовое излучение позволяет воспроизвести спектр MF 16. Они предположили, что и другие ULXs являются очень яркими ультрафиолетовыми источниками. Было установлено, что по крайней мере некоторые из ULXs действительно очень яркие УФ-источники [19, 20]. Тем не менее, как IMBHs, так и SCADs, как ожидается, должны быть яркими объектами в ультрафиолетовом диапазоне.

Различные свойства ULXs могут быть объяснены в рамках обеих конкурирующих моделей. Несмотря на большое количество затраченных сил на изучение ULXs, основной вопрос остается без ответа — какова масса черных дыр в ультраярких рентгеновских источниках, есть ли в них стандартные аккреционные диски и представляют ли они собой однородный класс объектов.

Можно предположить, что общими свойствами ULXs является: наличие горячего ветра от диска, который комптонизирует излучение внутреннего диска, что приводит к появлению “комптоновского хвоста” в рентгеновских спектрах; высокая яркость в ультрафиолетовом и оптическом диапазонах; голубые оптические спектры; абсолютная звездная величина хорошо изученных в оптике ULXs составляет $M_V \approx -6 \pm 1$ [21].

Как большие величины УФ/оптических светимостей ULXs, так и наличие комптоновских хвостов могут быть согласованы с идеей самопрогревающегося аккреционного диска. Такая модель была предложена в работах [22, 23] — изначально она была разработана для маломассивным рентгеновским двойным (Low Mass X-ray Binaries, LMXBs). Если прогреваемый диск плоский (как в случае модели стандартных дисков), то реализуется изменение температуры с расстоянием до черной дыры $T(r) \propto r^{-3/4}$, то есть такая же, как для диска без самопрогрева. Авторы предположили, что по каким-то причинам диск является вогнутым. В этом случае можно ожидать более слабую зависимость $T(r) \propto r^{-1/2}$, обеспечивающую большие УФ и оптические потоки от внешних частей диска. Данная модель (DISKIR) была успешно применена к нескольким ULXs [20, 24, 25].

Модель SCADs потенциально способна объяснить как УФ/оптические светимости, так и комптоновские хвосты в спектрах ULXs. Фотосфера истекающего с поверхности диска ветра может быть очень ярким источником с горячим, близким к чернотельному спектром [8, 9]. В глубоких внутренних областях канала сверхкритического диска, где формируются и коллимируются струи, горячий ветер создает подходящие условия для комптонизации излучения стенок канала. Ожидается, что

жесткое излучение будет коллимироваться каналом. Внешние части стенок канала образуют фотосферу ветра. Джеты, как и в случае объекта SS 433, могут возбуждать и формировать структуру туманностей вокруг ULXs.

Режим сверхкритической аккреции был впервые описан Шакурой и Сюняевым [26]. Они ввели “радиус сферизации” R_{sp} , ниже которого диск становится сверхкритическим. Сверхкритический диск является геометрически толстым, с его поверхности происходит мощное истечение вещества. Формирующийся под R_{sp} ветер является характерной особенностью сверхкритического режима аккреции; скорость этого ветра, как и в звездных ветрах, близка к вириальной. При больших величинах темпов аккреции, значительно превосходящих \dot{M}_{Edd} , протяженная фотосфера ветра ($R_{ph} \gg R_{sp}$) может закрывать от наблюдателя области формирования ветра, что и наблюдается в случае SS 433.

Современные результаты 2D радиационных гидродинамических расчетов (например, [27, 28]), учитывающих в том числе и адвекцию излучения, подтверждают все основные идеи модели SCAD Шакуры и Сюняева. Поутанен с соавторами [8] подошли к проблеме ULXs в рамках подхода Шакуры-Сюняева и подтвердили, что основные наблюдаемые особенности спектров ULXs могут формироваться в протяженных фотосферах ветров.

В этой работе мы моделируем спектральные распределения энергии (spectral energy distributions, SEDs) сверхкритических аккреционных дисков на основе концепции Шакуры-Сюняева. Мы показываем, что данная модель сходна по основным наблюдательным проявлениям с моделью DISKIR [22, 23], тем не менее, модели различаются во многих деталях. В нашей модели внешние части ветра прогреваются внутренними областями сверхкритического диска ($R < R_{sp}$), тогда как в модели Гиерлинского и соавторов [23] внутренними области аккреционного диска облучают внешние части этого же диска. В этой статье мы не учитываем комптонизацию, и поэтому считаем, что модель может удовлетворительно описывать спектры до 1.5 кэВ. Мы планируем включить в нашу модель комптонизацию в следующей статье.

Чтобы сделать выбор между двумя моделями ULXs, необходимы ультрафиолетовые данные, которые как можно ближе располагались бы к рентгеновскому диапазону. Сейчас данные в области короче 2000 Å доступны только для двух ULXs. Также важно, чтобы данные были одновременными: хотя в оптическом диапазоне переменность не очень велика (около 10–20% [21]), рентгеновский поток может меняться в несколько раз. Мы нашли

всего два ультраярких рентгеновских источника (NGC 5408 X-1 и Holmberg IX X-1), для которых имеются одновременные наблюдения в оптическом и рентгеновском диапазонах. Ниже мы описываем наблюдения и нашу модель спектрального распределения энергии и сравниваем наблюдаемые и модельные SEDs.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ

В каталоге ультраярких рентгеновских источников [29] приведены данные для более чем 150 объектов, однако с оптическими источниками отождествлены менее 50 объектов [30]. Существенно меньше детально изученных источников, для которых известны спектральные распределения энергии в широком диапазоне длин волн (см., например, [21]). Мы отобрали пять ULXs, имеющих надежные оптические отождествления с точечными источниками: Holmberg II X-1 [31], NGC 6946 ULX-1 [19], NGC 1313 X-1 [32], NGC 1313 X-2 [33] и NGC 5408 X-1 [34]. С целью проверки нашей модели выбирались яркие в оптическом диапазоне объекты, находящиеся в близких галактиках (до 5 Мпк), и имеющие различные спектральные индексы в УФ-оптическом диапазоне.

В Таблице 1 собраны основные сведения об исследуемых ультраярких рентгеновских источниках, включая расстояния до родительских галактик, принятые значения межзвездного поглощения, рентгеновские светимости объектов и спектральные индексы в УФ-оптическом диапазоне. Для оценки средней величины L_X объектов NGC 1313 X-1 и NGC 1313 X-2 (Таблица 1) мы использовали светимости из статьи [35] для средней величины N_H .

2.1. Оптические данные

Мы использовали архивные данные, полученные на космическом телескопе им. Хаббла. Наблюдения проводились с помощью Advanced Camera for Surveys (ACS), Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2) и Wide Field Camera 3 (WFC3). Последняя камера использовалась только при наблюдениях NGC 5408 X-1.

Для объектов NGC 1313 X-1, NGC 1313 X-2 и NGC 5408 X-1 мы использовали результаты фотометрии из статей [21, 24, 32]. Выбирались квазисовременные наблюдения с наибольшим набором фильтров. Для NGC 1313 X-1 из статьи [32] мы взяли измерения потоков в фильтрах F330W, F435W, F555W и F814W за 17 ноября 2003 г. Фотометрические измерения в фильтрах F330W, F435W, F555W и F814W за 22 ноября 2003 г. для NGC 1313 X-2 были взяты из работы [21];

Таблица 1. Наблюдаемые параметры ULXs. В столбцах приводятся: D — расстояние до родительской галактики в Мпк; A_V — полное поглощение в звездных величинах, найденное по спектроскопии туманностей; A_{V_G} — поглощение в Галактике; L_X — исправленная за поглощение рентгеновская светимость в диапазоне 0.3–10 кэВ в единицах 10^{39} эрг/с; α — показатель степени в УФ-оптическом спектре, $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$

Name	D	A_V	$A_{V_G}^7$	L_X	α
Holmberg II X-1	3.39 ¹	0.23	0.10	6.0 ⁸	-1.07 ± 0.05
NGC 6946 ULX-1	4.5 ²	1.34	1.14	3.8 ⁸	-1.78 ± 0.25
NGC 1313 X-1	4.13 ³	—	0.34	15.7 ⁹	-0.81 ± 0.03
NGC 1313 X-2	4.13 ³	0.40 ⁵	0.26	5.4 ⁹	-1.34 ± 0.04
NGC 5408 X-1	4.8 ⁴	0.25 ⁶	0.21	10.2 ¹⁰	-1.32 ± 0.07

Источники: ¹Karachentsev et al., 2002 [36], ²Tikhonov [37], ³Mendez et al., 2002 [38], ⁴Karachentsev et al., 2002 [39], ⁵Grise et al., 2008 [40], ⁶Kaaret and Corbel, 2009 [41], ⁷Schlegel et al., 1998 [42], ⁸Swartz et al., 2011 [43], ⁹средняя величина по данным Feng and Kaaret, 2006 [35] (см. текст), ¹⁰Grise et al., 2012 [24].

для NGC 5408 X-1 использовались результаты фотометрии в фильтрах F225W, F336W, F547M, F845M, F105W и F160W за 15 мая 2010 г. из работы [24].

Для Holmberg II X-1 и NGC 6946 ULX-1, которые наблюдались на HST в далеком УФ-диапазоне, мы выполнили фотометрию архивных данных. Информация о дате наблюдений, используемых камерах и фильтрах приведена в Таблице 2.

Для наблюдений, полученных с камерой ACS, были выбраны суммарные и исправленные за дисторсию изображения в формате **drz**. Стандартная первичная обработка данных с ACS включает в себя процедуры вычитания bias и темновых кадров, исправления за плоское поле, учета наличия “плохих” столбцов и “горячих” пикселей и удаления следов космических частиц. Фотометрия WFPC2-данных проводилась на изображениях в формате **sof**. Маскирование дефектных пикселей, вычитание фона неба и удаление космических частиц были выполнены в специализированном пакете программ **HSTPHOT 1.1**.

Поток от рентгеновских источников в оптическом диапазоне измерялся методами апертурой фотометрии с использованием пакета программ **APPHOT**, разработанного на базе IRAF. Радиусы апертур выбирались равными 0"15–0"2. Основная неопределенность измерения потока точечных источников связана с наличием крайне неоднородной туманности. Следуя работе [19], мы оценили вклад туманности в суммарный поток в апертуре объекта и, исходя из этой величины, рассчитали ошибку потока точечного источника в каждом фильтре (см. Таблицу 2).

Учет апертурных поправок для данных, полученных на ACS/SBC, проводился с использованием пакета программ **synphot**. Для WFPC2 и ACS/WFC поправки определялись путем фотометрических измерений от трех до пяти одиночных звезд в апертурах от 0"15 до 0"5. Значительное влияние на результат измерений могут оказывать так называемый СТЕ-эффект, обусловленный тем, что при считывании матрицы эффективность переноса зарядового пакета от пикселя к пикселю не равна 100%. При расчете СТЕ-поправок мы использовали интернет-ресурс СТЕ Tool,¹ а также алгоритм, описанный в главе 5.1.5 *ACS Data Handbook* [44]. По результатам расчетов оказалось, что СТЕ-поправки не превышают 0^m11.

Исправление потока в данном фильтре за межзвездное поглощение проводилось в предположении, что спектры объектов описываются степенным законом $F_\lambda \propto \lambda^{-3}$. Данная процедура была выполнена с помощью команды **calcphot** пакета программ **synphot**.

Межзвездное поглощение для объектов NGC 6946 ULX-1 и Holmberg II X-1 оценивалось исходя из отношения потоков $H\alpha/H\beta$ в туманностях. Для фотоионизованной плазмы в широком диапазоне условий (при температурах 5000–20000 К и электронных плотностях 10^2 – 10^6 см⁻³) величина $H\alpha/H\beta$ равна 2.86 с точностью около 5% [45]. В случае наличия ударных волн это отношение может достигать значения 3.2, и тогда для более надежных оценок

¹http://www.stsci.edu/hst/wfpc2/software/wfpc2_cte_calc.html

Таблица 2. Данные HST и результаты фотометрии. Потоки (в единицах 10^{-17} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$ Å $^{-1}$) исправлены за межзвездное поглощение (Таблица 1). Приведены полные ошибки с учетом неопределенности, связанной с вычитанием вклада туманности. λ_{eff} — эффективная длина волны фильтра в ангстремах

Name	Date	Instrument / filter	λ_{eff}	Flux
NGC 6946 ULX-1	May 1, 2008	ACS/SBC/F140LP	1533	32.0 ± 2.7
	June 8, 2001	WFPC2/PC1/F450W	4557	2.3 ± 0.6
	June 8, 2001	WFPC2/PC1/F555W	5443	1.09 ± 0.26
	June 8, 2001	WFPC2/PC1/F814W	7996	0.27 ± 0.05
Holmberg II X-1	November 27, 2006	ACS/SBC/F165LP	1758	33.0 ± 1.7
	February 9, 2009	WFPC2/WF2/F336W	3359	4.62 ± 0.18
	October 3, 2007	WFPC2/PC1/F450W	4557	1.98 ± 0.18
	October 5, 2007	WFPC2/PC1/F450W	4557	1.88 ± 0.17
	October 9, 2007	WFPC2/PC1/F450W	4557	1.96 ± 0.18
	October 3, 2007	WFPC2/PC1/F555W	5443	1.06 ± 0.07
	October 5, 2007	WFPC2/PC1/F555W	5443	1.07 ± 0.07
	October 9, 2007	WFPC2/PC1/F555W	5443	1.07 ± 0.07
	December 30, 2006	ACS/WFC/F814W	8060	0.301 ± 0.012

величины поглощения может быть использовано отношение линий $H\gamma/H\beta$.

Мы использовали оптический спектр окружающей Holmberg II X-1 туманности за 28 февраля 2011 г. из архива SMOCA [46]. Для оценки возможного вклада ударных волн в наблюдаемое отношение $H\alpha/H\beta$ мы провели анализ линий туманности. Из анализа дублета [S II] $\lambda\lambda 6716, 6734$ Å следует, что исправленные за аппаратный контур (4.35 ± 0.15 Å) ширины линий дублета составляют 92 ± 8 км/с. Это значение согласуется с результатами измерений градиента скоростей He II $\lambda 4686$ Å в работе [17], что говорит о влиянии ударных волн. Тем не менее, отношения линий $H\alpha/H\beta$ и $H\gamma/H\beta$ дают согласующиеся друг с другом значения поглощения, равные $A_V \simeq 0.23$. Следовательно влияние ударных волн невелико. При оценках A_V использовалась кривая поглощения Cardelli et al. [47] с $R_V = 3.1$. Полученная величина поглощения находится в согласии с результатами работы [16].

Для NGC 6946 ULX-1 мы сделали оценки поглощения по представленным в работе [16] наблюдаемым потокам в линиях туманности. Отношение $H\alpha/H\beta$ приводит к величине $A_V \simeq 1.55$, тогда как $H\gamma/H\beta$ приводит к $A_V \simeq 1.34$. На эшелле-спектрах объекта Dupp et al. [48] обнаружили широкие компоненты эмиссионных линий с дисперсией скоростей около 250 км/с. По-видимому, в

туманности вокруг NGC 6946 ULX-1 ударные волны оказывают влияние на наблюдаемые отношения линий. Поэтому для этого объекта мы принимаем значение $A_V \simeq 1.34$, измеренное по отношению линий $H\gamma/H\beta$. Исправленные за поглощение потоки источников приведены Таблице 2.

Величины межзвездного поглощения для NGC 1313 X-1, NGC 1313 X-2 и NGC 5408 X-1 были взяты из работ [40–42] (Таблица 1). В случае NGC 1313 X-1 мы использовали величину поглощения в Галактике, так как для этого объекта нет измерений поглощения по бальмеровскому декременту в туманности.

На Рис. 1 представлены спектральные распределения энергии выбранных нами ультраярких рентгеновских источников. Линиями показаны результаты аппроксимации потоков степенными законами $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ (см. Таблицу 1). Величины потоков исправлены за межзвездное поглощение и приведены к расстоянию $D = 3.39$ Мпк до родительской галактики Holmberg II X-1.

Для Holmberg II X-1 при аппроксимации использовались разновременные данные во всех имеющихся фильтрах. Потоки в фильтрах F450W и F555W были усреднены за три даты наблюдений. Наилучшая аппроксимация получается при значении спектрального индекса $\alpha = -1.07 \pm 0.05$. В случае NGC 6946 ULX-1 наклон спектра определялся по потокам в фильтрах F450W, F555W и

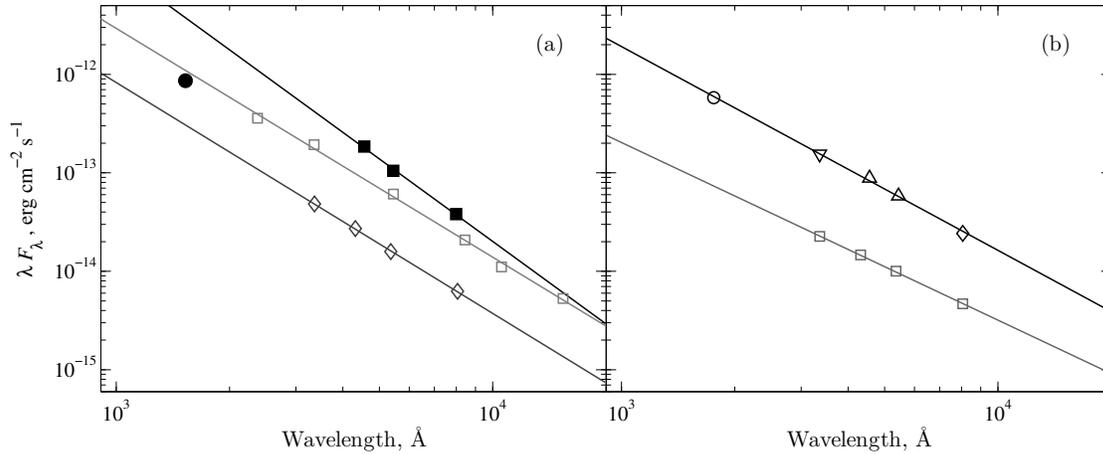


Рис. 1. Спектральные распределения энергии ULXs. Потoki исправлены за межзвездное поглощение и приведены к расстоянию $D = 3.39$ Мпк до родительской галактики Holmberg II X-1. Одновременно полученные данные показаны символами одного типа. Спектры расположены сверху вниз в следующем порядке: (a) NGC 6946 ULX-1 (заполненные символы), NGC 5408 X-1, NGC 1313 X-2; (b) Holmberg II X-1, NGC 1313 X-1. Кроме двух объектов (NGC 6946 ULX-1 и Holmberg II X-1) мы показываем только одновременно полученные данные, чтобы не перегружать рисунок. Линии — результаты аппроксимации потоков степенными законами $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ (см. текст).

F814W, что приводит к величине $\alpha = -1.78 \pm 0.25$. Поток в УФ (точка) выпадает из общего для оптических данных степенного закона. Для остальных трех источников аппроксимировались потоки во всех доступных фильтрах. Полученные величины α указаны в Таблице 1. Во всех этих оценках использовался доверительный интервал 68%.

2.2. Рентгеновские данные

В данной работе мы делаем акцент на моделировании спектров ULXs в УФ и оптическом диапазоне. Учет рентгеновских данных носит иллюстративный характер, поэтому мы сочли уместным использовать заимствованные из литературы результаты аппроксимации рентгеновских спектров простыми моделями. Мы отбирали опубликованные модели, аппроксимирующие наблюдаемые спектры наилучшим образом. Все эти спектры имеют достаточно большое суммарное накопление (более 10 кс) и сильно различаются по уровню потока.

Комптоновское рассеяние играет важную роль в формировании рентгеновских спектров ULXs на энергиях больше 1 кэВ (см., например, [13]). Моделирование рентгеновских данных с учетом комптоновского рассеяния мы проведем в следующей статье. Поскольку в этой статье мы не рассматриваем комптонизацию, мы обрезаем рентгеновские спектры на энергии 1.5 кэВ.

В случае Holmberg II X-1 была выбрана модель BB+DISKPBV с $p = 0.5$ из работы [49], примененная авторами для описания наблюдений за

15 апреля 2004 г. Для NGC 6946 ULX-1 в литературе доступно существенно меньше данных, чем для остальных объектов. Мы взяли результаты аппроксимации моделью DISKBB+POWERLAW спектра этого источника за 7 сентября 2001 г. из работы [50]. Для двух объектов в галактике NGC 1313 использовались результаты из статьи [35]. В случае NGC 1313 X-1 были взяты параметры моделей, описывающих рентгеновские спектры за 17 октября 2000 г., 17 января 2004 г. и 23 ноября 2004 г. Для NGC 1313 X-2 используем результаты тех же авторов за 25 декабря 2003 г. и 23 августа 2004 г.

NGC 5408 X-1 является единственным объектом нашего списка, для которого в 2010 г. были получены три ряда одновременных наблюдений в оптическом (HST) и рентгеновском диапазоне (Chandra). Результаты этих наблюдений опубликованы в статье [24]. Для нашей работы мы взяли данные за 15 мая 2010 г., описанные моделью DISKBB+POWERLAW.

В разделе 5 для объекта Holmberg II X-1 мы отдельно проведем сравнение результатов аппроксимации нашей моделью и моделью DISKIR. Для этого мы переобработали наблюдения объекта Holmberg II X-1, полученные 15 апреля 2004 г. на детекторе PN обсерватории XMM-Newton (OBSID 0200470101). Обработка была выполнена с помощью пакета программ SAS 12. После фильтрации событий с параметрами FLAG = 0 и PATTERN ≤ 4 был выбран наименее подверженный шумам временной интервал около 14 кс. Поскольку объект находится близко к зазору между чипами

матрицы, для экстракции мы использовали апертуру с радиусом около $40''$. Фон определялся в кольце вокруг объекта. Спектр был сгруппирован так, чтобы в каждом бине было по меньшей мере 100 отсчетов.

3. МОДЕЛЬ

3.1. Сверхкритический диск Шакуры–Сюняева

В известной работе Шакуры и Сюняева [26] представлена модель аккреционных дисков (α -дисков). В этой же работе рассмотрен случай сверхкритической аккреции, которая реализуется при темпах поступления вещества в диск:

$$\dot{M}_0 > \dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{2L_{\text{Edd}}R_{\text{in}}}{GM_{\text{BH}}} = \frac{48\pi GM_{\text{BH}}}{c\kappa}, \quad (1)$$

где $L_{\text{Edd}} \simeq 1.3 \times 10^{39} M_{10}$ эрг/с — эддингтоновская светимость для черной дыры массы M_{BH} , выраженной в единицах $10 M_{\odot}$; $\dot{M}_{\text{Edd}} = 2 \times 10^{19} M_{10} \text{ г с}^{-1}$ — соответствующий темп аккреции; R_{in} — внутренний радиус аккреционного диска; κ — сечение томсоновского рассеяния. Такой режим аккреции реализуется в единственном известном сверхаккреторе SS 433, где \dot{M}_0 достигает величины $10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, а это примерно $300 \dot{M}_{\text{Edd}}$ [9, 51]. Сверхкритические свойства диска проявляются ниже радиуса сферизации:

$$R_{\text{sp}} \simeq \frac{\dot{M}_0 \kappa}{8\pi c}. \quad (2)$$

В пределах R_{sp} диск является локально эддингтоновским [26]: в каждой его точке сила гравитации уравнивается силой давления излучения. В результате диск становится геометрически толстым (H/R порядка 1). В дальнейшем для определенности мы принимаем угол полураствора канала сверхкритического диска θ_f равным 45° , что соответствует $H/R = 1$.

Аккрецируемое вещество под действием давления излучения начинает истекать с поверхности сверхкритического диска в виде ветра, что приводит к постепенному уменьшению темпа аккреции с радиусом [26]:

$$\dot{M}(R) = \frac{R}{R_{\text{sp}}} \dot{M}_0. \quad (3)$$

В свою очередь это приводит к уменьшению количества высвобождаемой гравитационной энергии, и результирующая светимость диска оказывается ограничена величиной:

$$L_{\text{tot}} = L_{\text{Edd}}(1 + a \ln \dot{m}_0), \quad (4)$$

где

$$\dot{m}_0 \equiv \frac{\dot{M}_0}{\dot{M}_{\text{Edd}}} = \frac{R_{\text{sp}}}{R_{\text{in}}} \quad (5)$$

является безразмерным темпом поступления вещества в диск, или начальным темпом аккреции, а параметр $a \leq 1$ [8, 26, 52]. В этой статье мы принимаем $a = 1$. Часть светимости L_{tot} , равная L_{Edd} , выделяется в стандартном диске до радиуса сферизации, основное энерговыделение ($L_{\text{Edd}} \ln \dot{m}_0$) происходит в сверхкритическом диске.

В случае SS 433 выражение (4) приводит к светимости $L_{\text{tot}} \sim 10^{40}$ эрг/с, что соответствует измерениям [53, 54] и совпадает с независимой оценкой из работы [55]. Максимум светимости лежит в ультрафиолетовой области спектра. В рентгеновском диапазоне, в котором основной вклад в наблюдаемый поток дает излучение остывающих релятивистских струй, SS 433 относительно слабый объект ($L_X \sim 10^{36}$ эрг/с) [9].

Ориентация SS 433 такова, что мы наблюдаем его близко к плоскости орбиты и поэтому не видим глубоких частей канала в ветре сверхкритического диска. Первоначально все энерговыделение SS 433 формируется в аккреционном диске в виде жесткого излучения, которое затем термализуется в мощном ветре сверхкритического диска [9]. Поэтому для наблюдателя, который бы видел канал сверхкритического диска, SS 433 имел бы рентгеновскую светимость не менее 10^{40} эрг/с. Сходные светимости в рентгеновском диапазоне демонстрируют и ультраяркие рентгеновские источники [1, 29].

Дополнительное увеличение яркости сверхкритического диска для наблюдателя, который может видеть канал, должно быть связано с геометрической коллимацией излучения. В простейшем случае фактор коллимации излучения определяется выражением $B = 2\pi/\Omega_f$, где Ω_f — телесный угол раствора канала сверхкритического диска [7]. Для значения угла $\theta_f \sim 45^\circ$ фактор $B \sim 3$.

Шакура и Сюняев в своей работе [26] указывали на ключевую роль истекающего с поверхности сверхкритического диска оптически толстого ветра в формировании ультрафиолетового и оптического спектров. Эта идея получила дальнейшее развитие в работах многих авторов (см., например, [8]).

Мы полагаем, что истекающий ветер образует канал, который имеет близкую к конической форму. Далее мы будем называть его каналом или ветровым каналом. Существование канала связано с наличием углового момента как у аккрецируемого, так и у истекающего газа, вследствие чего вблизи оси симметрии системы формируется область с пониженной плотностью вещества. Наличие канала

как в сверхкритическом диске, так и в истекающем из него ветре, подтверждается в прямых гидродинамических расчетах [27, 28].

Раствор ветрового канала определяется отношением кеплеровской скорости вращения вещества в диске на данном радиусе к скорости его истечения, определяемой давлением излучения. Скорость истечения вещества с поверхности сверхкритического диска должна быть близкой к вириальной [8, 26], в таком случае мы можем ожидать наличие широкого канала с углом полураствора примерно $30\text{--}60^\circ$. В этой работе мы принимаем раствор ветрового канала равным раствору сверхкритического диска $\theta_f = 45^\circ$.

Схематически модель сверхкритического диска с ветровым каналом (в дальнейшем модель SCAD) представлена на Рис. 2. Показаны три основные составляющие: тонкий стандартный диск за радиусом сферизации, $R > R_{sp}$, сверхкритический диск ($R_{in} \leq R \leq R_{sp}$) и ветровой канал, простирающийся до радиуса фотосферы $R_{ph}/\sin\theta_f$. Радиус фотосферы ограничивает область оптически толстого ветра, его величина определяется геометрией, скоростью истекающего ветра и зависимостью коэффициента непрозрачности от температуры. Точный расчет R_{ph} является достаточно сложной задачей, поэтому в рамках данной работы мы считаем его параметром модели.

Характерные величины для Шварцшильдской черной дыры $10 M_\odot$ и темпа аккреции $\dot{m}_0 = 300$ составляют: $R_{in} = 3R_g \sim 10^7$ см (R_g — гравитационный радиус), $R_{sp} \sim 3 \times 10^9$ см (из уравнения 2). Радиус фотосферы может быть грубо оценен из соотношения [56]:

$$\begin{aligned} R_{ph} &\sim \dot{M}_w \kappa / 4\pi V_w \cos\theta_f \\ &\sim 2 \times 10^{12} \left(\frac{V_w}{1000 \text{ км/с}} \right)^{-1} \text{ см,} \end{aligned}$$

где $\dot{M}_w \sim \dot{M}_0$ — темп истечения вещества в ветре, V_w — скорость ветра на уровне фотосферы, которую мы приняли постоянной и равной 1000 км/с.

3.2. Модель сверхкритического диска (SCAD) и модель DISKIR Гнерлинского и соавторов

Сверхкритический диск будет наблюдаться как яркий рентгеновский источник только при условии, что угол между лучом зрения и осью диска не превышает раствора канала θ_f . В этом случае непосредственному наблюдению будет доступно как излучение сверхкритического диска, так и ветрового канала. При такой ориентации центральные области стандартного диска при $R \gtrsim R_{sp}$, дающие основной вклад в его светимость, могут

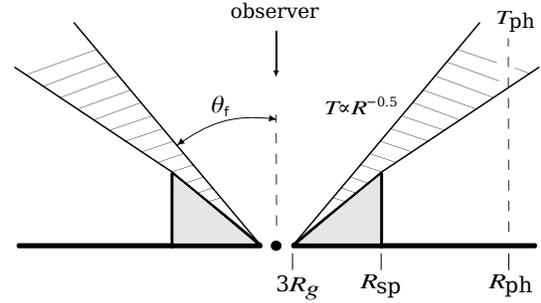


Рис. 2. Модель сверхкритического диска с ветровым каналом. Показаны тонкий диск ($R > R_{sp}$), сверхкритический диск ($R \leq R_{sp}$) и ветровой канал, ограниченный радиусом фотосферы $R_{ph}/\sin\theta_f$. Приведено изменение температуры с радиусом $T(R)$, одинаковое для сверхкритического диска и прогреваемого ветра.

быть закрыты для наблюдателя ветром. Поэтому мы принимаем, что излучение стандартного диска со светимостью L_{Edd} термализуется в ветре и тем самым увеличивает его энергетику (см. ниже).

При моделировании мы предполагаем, что аккреционный диск и канал излучают чернотельно. Как показали Пуутанен с соавторами [8], в сверхкритическом диске изменение эффективной температуры с радиусом определяется законом:

$$T \propto r^{-\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где $r = R/R_{in}$. Такое изменение температуры приводит к степенному спектру $F_\nu \propto \nu^{-1}$.

Температура на внутреннем радиусе диска T_{in} может быть определена через светимость сверхкритического диска:

$$\begin{aligned} L &= 2 \int_{R'_{in}}^{R'_{sp}} 2\pi R' \sigma T^4(R') dR' \\ &= 4\pi R_{in}^2 \sigma T_{in}^4 \int_1^{r'_{sp}} \frac{dr'}{r' \sin\theta_f}. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь и далее под $R' = R/\sin\theta_f$ понимаются расстояния, измеряемые вдоль общей для сверхкритического диска и ветрового канала образующей; $r' = R'/R_{in} = r/\sin\theta_f$ — безразмерный радиус. Светимость сверхкритического диска ($R \leq R_{sp}$) связана с массой черной дыры и начальным темпом аккреции уравнением $L_{sd} = a L_{Edd} \ln \dot{m}_0$, $a = 1$ (см. формулу (4)). С учетом последнего равенства, уравнение (7) совместно с (6) и (5) приводит к оценке:

$$T_{in} = \left(\frac{L_{Edd}}{4\pi\sigma R_{in}^2} \sin\theta_f \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (8)$$

Заметная часть излучения сверхкритического диска может перехватываться ветром и переизлучаться на более низких частотах. В этом отношении модель SCAD похожа на модель Гиерлинского и соавторов [23], DISKIR, которая в последнее время стала применяться для объяснения спектральных распределений энергии ULXs [20, 21, 24].

DISKIR базируется на стандартной модели “многотемпературного диска” (DISKBB), но учитывает эффекты комптонизации и облучения диска жесткими квантами. Внутренний диск до радиуса r_{irr} покрыт полупрозрачным облаком газа (“hot flow”). Облучаемый внутренний диск и горячий газ обжигают внешние части аккреционного диска, что ведет к значительному увеличению их светимости в УФ-оптическом диапазоне. Первоначально эта модель была применена к маломассивному рентгеновскому источнику XTE J1817–330 [23].

Модель DISKIR включает восемь параметров [23]. Наблюдаемые потоки в УФ, оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах определяют величины параметров f_{out} (доля перерабатываемого излучения) и R_{out} (внешний радиус аккреционного диска). Рентгеновская часть спектра ограничивает значения других шести параметров, среди которых kT_{in} , Γ (степенной фотонный индекс комптонизированного излучения), kT_e (температура комптонизирующих электронов) и L_c/L_d (отношение светимости в комптоновском хвосте к светимости аккреционного диска) определяют форму спектра внутренних областей диска. Параметры r_{irr} (радиус области внутреннего диска, покрытой горячим газом) и f_{in} (доля комптонизированного излучения, попадающая во внутренний диск) отвечают за переработку излучения в области $r \leq r_{\text{irr}}$. Последние шесть параметров почти не влияют, за исключением отношения L_c/L_d , на моделируемые значения оптических потоков.

Для температуры T внешнего диска, прогреваемого излучением из центральных областей, Гиерлинский с соавторами принимают $T \propto r^{-\frac{1}{2}}$. В случае прогрева центральным источником стандартного (плоского) аккреционного диска температура прогретой поверхности диска будет определяться тем же законом $T \propto r^{-\frac{3}{4}}$, что и при выделении гравитационной энергии. Гиерлинский с соавторами предположили, что диск может быть вогнутым, в таком случае температура будет изменяться с радиусом как $T \propto r^{-\frac{1}{2}}$. Поскольку распределение температуры в стандартном диске определяется законом $T \propto r^{-\frac{3}{4}}$, на больших радиусах переработанное излучение должно доминировать над выделяющейся в диске гравитационной энергией.

3.3. Параметры модели SCAD

В нашей модели мы полагаем, что для ветрового канала также выполняется соотношение $T \propto r^{-\frac{1}{2}}$. Такая зависимость может быть обусловлена геометрией ветра (искривленный ветер) или наличием рассеивающего оптически прозрачного вещества, заполняющего канал.

Аналогично работе [23] мы определяем величину переизлучаемого потока следующим уравнением:

$$F = \frac{f_{\text{out}} L_{\text{tot}}}{4\pi R'^2}, \quad (9)$$

где f_{out} — доля болометрического потока, перерабатываемая в ветре на радиусе R' , L_{tot} — болометрическая светимость (4). Результирующий спектр ветрового канала, также как и спектр сверхкритического диска, будет иметь степенной вид $F_\nu \propto \nu^{-1}$.

Параметр f_{out} является комбинацией многих геометрических и физических характеристик ветра, таких как доля перехватываемого ветром излучения аккреционного диска, альбедо и эффективность термализации поглощенного излучения. Сверхкритический диск со светимостью $L_{\text{Edd}} \ln \dot{m}_0$ прогревает ветер со стороны канала, стандартный диск при $R > R_{\text{sp}}$ прогревает тот же ветер снизу со светимостью L_{Edd} .

В итоге, полный поток от сверхкритического диска с ветровым каналом будет описываться системой уравнений:

$$F_{\text{tot}} = \sigma T_{\text{in}}^4 \begin{cases} (r' \sin \theta_f)^{-2}, & 1 \leq r' \leq r_{\text{sp}}'; \\ \frac{f_{\text{out}}}{\sin \theta_f} (1 + \ln \dot{m}_0) r'^{-2}, & r_{\text{sp}}' \leq r' \leq r_{\text{ph}}'. \end{cases}$$

Итак, наша модель имеет семь параметров. Четыре параметра являются основными и полностью определяют форму модельного спектра: масса черной дыры M_{BH} ($L_{\text{Edd}} \propto M_{\text{BH}}$), начальный нормализованный темп аккреции \dot{m}_0 , доля перерабатываемого в ветре болометрического потока f_{out} и радиус фотосферы ветра R_{ph}' . Два параметра — это углы раствора сверхкритического диска и ветрового канала. В настоящей работе они принимаются равными $\theta_f = 45^\circ$. Седьмой параметр a (формула (4)) мы принимаем равным единице, что предполагает отсутствие адвекции в аккреционном диске (см. раздел 5).

На Рис. 3 представлены модельные распределения энергии для различных значений параметров. Потоки рассчитывались для расстояния

$D = 3$ Мпк. Два плоских участка в спектрах соответствуют степенному закону $F_\nu \propto \nu^{-1}$. В рентгеновском диапазоне доминирует излучение сверхкритического диска, в ультрафиолетовой и оптической области основной вклад в наблюдаемый спектр вносит излучение прогретого ветра. В длинноволновой области поток определяется Релей-Джинсовским спектром ветрового канала, $F_\nu \propto \nu^2$.

Рис. 3а демонстрирует изменение спектра в зависимости от массы черной дыры M_{BH} и темпов аккреции \dot{m}_0 . С ростом массы пропорционально увеличивается эддингтоновский предел L_{Edd} , а следовательно болометрическая светимость аккреционного диска. Светимость ветрового канала при $f_{\text{out}} = \text{const}$ также линейно растет с M_{BH} . Поэтому спектр излучения в целом сдвигается в область более высоких потоков.

Увеличение темпов аккреции при постоянной массе черной дыры ведет к такому же изменению геометрических размеров сверхкритического диска и уменьшению температуры вещества и излучения его внешних областей. Для температуры на радиусе сферизации выполняется соотношение $T_{\text{sp}} \propto \dot{m}_0^{-1/2}$. Уменьшение температуры внешних областей диска связано с увеличением площади излучающей поверхности ($R_{\text{sp}}^2 \propto \dot{m}_0^2$). В результате плоский участок рентгеновского спектра продлевается в длинноволновую область (Рис. 3а).

Изменение формы спектров в зависимости от f_{out} и R_{ph}' при фиксированных значениях M_{BH} и \dot{m}_0 представлены на Рис. 3б. Параметр f_{out} в основном выполняет роль масштабирующего фактора для ультрафиолетовой и оптической области спектра, так как величина потока в спектре линейно возрастает с долей поглощаемой и переизлучаемой энергии. В то же время, зависимость температуры излучения от количества перерабатываемой ветром энергии достаточно слабая и пропорциональна $f_{\text{out}}^{1/4}$. По этой причине при уменьшении f_{out} уменьшается температура ветра и плоский участок УФ-оптического спектра незначительно смещается в длинноволновую область (Рис. 3б).

Радиус фотосферы определяет внешнюю границу чернотельно излучающего ветра. Рост размеров ветрового канала при постоянной величине облучающего потока приводит к снижению интенсивности и температуры излучения ветра. Таким образом, увеличение радиуса фотосферы ветрового канала продлевает плоский участок ультрафиолетового спектра в оптическую область.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Оптические потоки и рентгеновские спектры выбранных ULXs мы аппроксимировали описанной выше моделью SCAD. В качестве рентгеновских данных использовались опубликованные

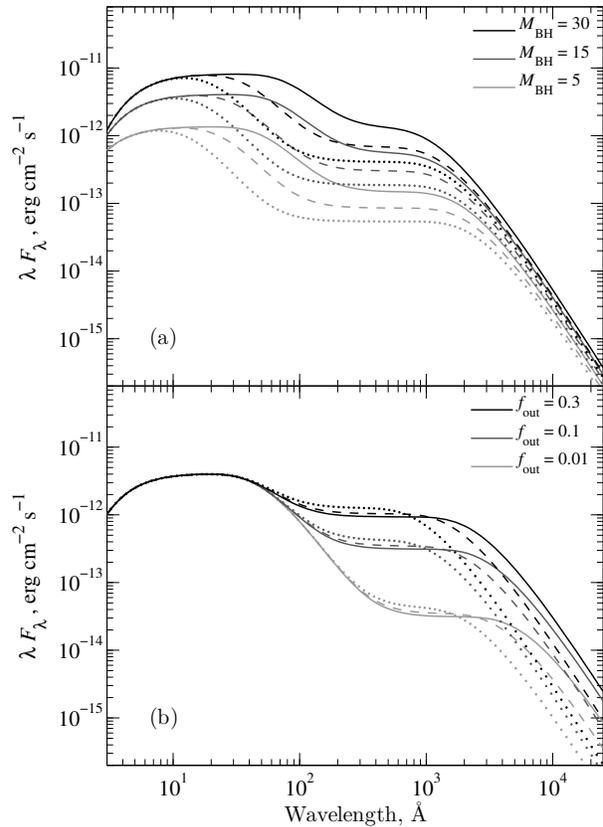


Рис. 3. Рассчитанные спектральные распределения энергии (SEDs) сверхкритического диска с ветровым каналом: (а) для различных масс черных дыр M_{BH} и темпов аккреции $\dot{m}_0 = 30$ (пунктир), 100 (штриховые линии) и 500 (сплошные линии); (б) для различных значений параметра f_{out} для радиусов фотосферы $R_{\text{ph}}'/R_{\text{in}}$ равно 0.5×10^5 (пунктир), 1.5×10^5 (штриховые линии) и 3×10^5 (сплошные линии). Значения фиксированных параметров: $f_{\text{out}} = 0.1$ и $R_{\text{ph}}' = 10^{12}$ см для (а), $M_{\text{BH}} = 15 M_\odot$ и $\dot{m}_0 = 200$ для (б).

модели (включая модели поглощения), наилучшим образом описывающие наблюдаемые спектры (подробнее см. раздел 2.2). Используя параметры этих моделей, мы построили спектры, не исправленные за поглощение. Далее в этом разделе под рентгеновскими спектрами будут пониматься спектры, не исправленные за поглощение. Использование моделей вместо наблюдаемых спектров связано с тем, что аппроксимация данных проводилась без использования пакета XSPEC.

При аппроксимации рентгеновских спектров нашей моделью мы определяли новое значение числа атомов водорода на луче зрения N_{H} . Использовались сечения поглощения из работы [57]. В оптическом диапазоне нашей моделью аппроксими-

Таблица 3. Модельные параметры ULXs. $(N_{\text{H}})_{\text{lit}}$ — число атомов водорода на луче зрения по опубликованным данным, N_{H} — число атомов водорода на луче зрения, полученное при аппроксимации рентгеновских спектров нашей моделью; kT_{in} — температура на внутреннем радиусе диска R_{in} ; M_{BH} — масса черной дыры; \dot{m}_0 — начальный нормализованный темп аккреции; f_{out} — доля болометрического потока, перерабатываемого в ветровом канале; R_{ph}' — радиус фотосферы

Name	$(N_{\text{H}})_{\text{lit}}$, 10^{21} cm^{-2}	N_{H} , 10^{21} cm^{-2}	kT_{in} , keV	M_{BH} , M_{\odot}	\dot{m}_0	f_{out} , $\times 10^{-2}$	R_{ph}' , 10^{12} cm
Holmberg II X-1	0.87 ¹	0.94	0.81	17	270	4.1	2.3
NGC 6946 ULX-1	6.12 ²	4.3	0.77	20	180	4.2	3.5
NGC 1313 X-1	2.5 ³	2.5	0.82	16	150	0.18	1.6
NGC 1313 X-2	2.7 ³	2.5	0.99	8	200	1.8	1.3
NGC 5408 X-1	1.27 ⁴	0.97	0.85	14	250	3.8	2.6

Источники: ¹Kajava et al., 2012 [49], ²Berghea et al., 2008 [50], ³Feng and Kaaret, 2006 [35],
⁴Grise et al., 2012 [24].

мировались исправленные за поглощение потоки. В отличие от рентгеновского диапазона, величина межзвездного поглощения в оптике как правило достаточно хорошо известна по результатам спектроскопии окружающих объекты туманностей.

Используя соотношение $A_V = 4.5 \times 10^{-22} N_{\text{H}}$ [58], мы сравнили величины поглощения в оптическом и рентгеновском диапазоне (Таблица 1 и 3). Во всех случаях величина A_V , полученная по оптическим данным, меньше A_V , найденной по рентгеновским спектрам. Полный разброс разности $(A_V)_{\text{X-ray}} - (A_V)_{\text{opt}}$ составляет $0^{\text{m}2} - 0^{\text{m}8}$ среднее значение $0^{\text{m}5}$.

В Таблице 3 приведены результаты моделирования спектральных распределений энергии всех пяти объектов. Указаны опубликованные в литературе и полученные нами величины числа атомов водорода на луче зрения $(N_{\text{H}})_{\text{lit}}$ и N_{H} соответственно, температуры на внутреннем радиусе диска kT_{in} , массы черных дыр M_{BH} , нормализованные темпы аккреции \dot{m}_0 , доли f_{out} переработанного в ветре болометрического потока аккреционного диска и радиусы фотосферы ветрового канала R_{ph}' . Мы не приводим величины ошибок параметров, так как при аппроксимации использовались рентгеновские спектры, не являющиеся непосредственными наблюдательными данными. Найденные значения M_{BH} соответствуют черным дырам звездных масс, а \dot{m}_0 сравнимы с темпом аккреции, реализуемом в системе SS 433. Средние по пяти исследуемым объектам значения параметров f_{out} и R_{ph}' равны соответственно 2.8×10^{-2} и 2.3×10^{12} см.

На Рис. 4 и 5а представлены наблюдаемые спектральные распределения энергии и их аппроксимация моделью SCAD. Исправленные за меж-

звездное поглощение оптические потоки приведены вместе с барами ошибок. Черными крестами и серыми точками показаны рентгеновские спектры, не исправленные за поглощение, воспроизведенные по данным из литературы. Чтобы не перегружать рисунки, спектры, демонстрирующие переменность объектов в рентгеновском диапазоне, показаны только для NGC 1313 X-1 и NGC 1313 X-2 (серые точки).

Линиями представлены модель и ее компоненты в различных спектральных диапазонах. Спектры излучения, формирующиеся в сверхкритическом аккреционном диске (серая штриховая линия) и ветровом канале (штрих-пунктир), дают в сумме интегральный спектр, показанный серой сплошной линией. Черной кривой показана аппроксимация рентгеновских данных нашей моделью. На нижних панелях даны невязки между наблюдениями (O) и моделью (C).

В случае объектов *NGC 1313 X-1* и *NGC 1313 X-2* модельные SEDs хорошо воспроизводят как оптические, так и рентгеновские данные (Рис. 4а, б). Величины отклонений не превышают 10–15%. Отличительной особенностью *NGC 1313 X-1* являются очень большие по сравнению с оптическими рентгеновские потоки, что необычно в нашей выборке. Значение f_{out} для этого объекта более чем на порядок величины ниже среднего значения, полученного по другим объектам.

Модель неплохо описывает распределение энергии *Holmberg II X-1* (Рис. 5а). Единственной достаточно сильно выпадающей точкой является величина потока в фильтре F336W ($\lambda_{\text{eff}} = 3359 \text{ \AA}$), приблизительно соответствующем фильтру U, что

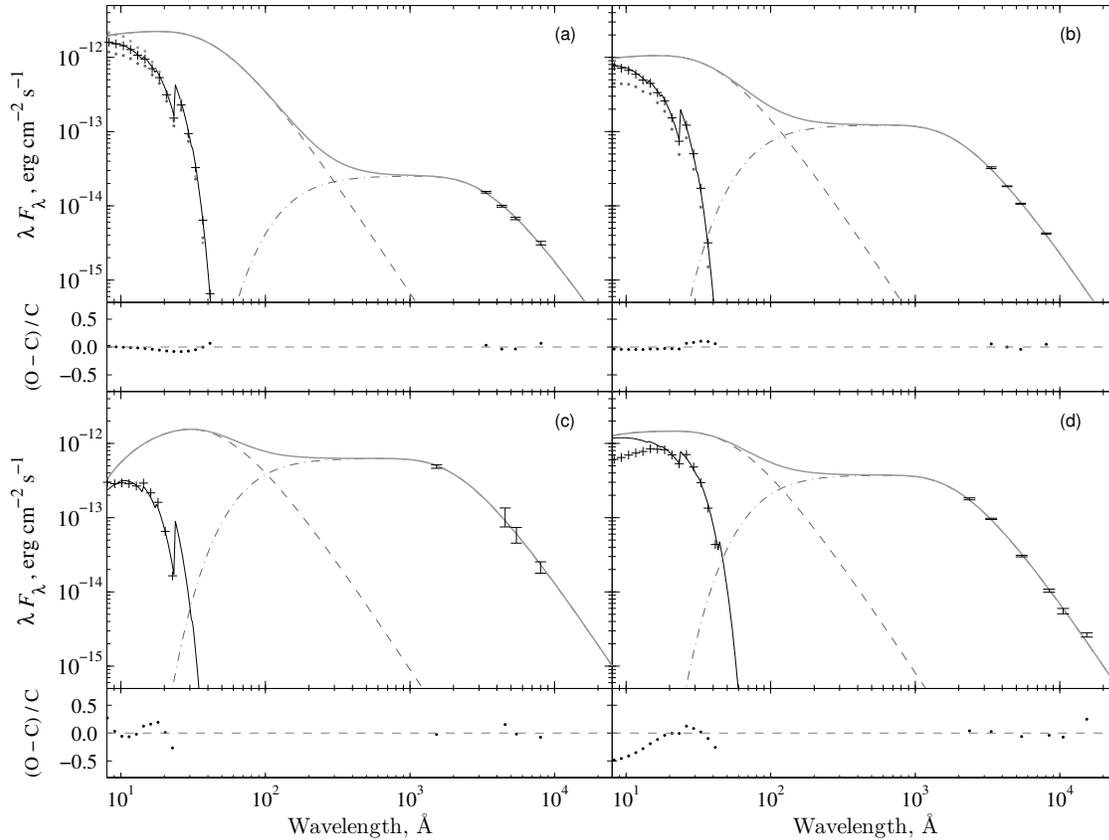


Рис. 4. Наблюдаемые распределения энергии ULXs и их аппроксимация моделью сверхкритического диска с ветровым каналом для объектов NGC 1313 X-1 (a), NGC 1313 X-2 (b), NGC 6946 ULX-1 (c) и NGC 5408 X-1 (d). Серой штриховой линией показан спектр, формирующийся в сверхкритическом аккреционном диске, серой штрих-пунктирной — в прогреваемом ветровом канале, серой сплошной линией — интегральный спектр. Черными крестами (и серыми точками в случае NGC 1313 X-1 и NGC 1313 X-2) представлены рентгеновские спектры, не исправленные за поглощение, черными сплошными кривыми показана аппроксимация рентгеновских спектров нашей моделью. На нижних панелях приведены относительные отклонения наблюдаемых распределений энергии от модельных.

может быть связано с наличием бальмеровского скачка или переменностью объекта. Заметим, что при аппроксимации данных этого ULX использовались разновременные оптические наблюдения).

NGC 6946 ULX-1 (Рис. 4c) демонстрирует очень низкий рентгеновский поток как в мягком, так и в жестком диапазоне в сравнении величинами ультрафиолетового и оптических потоков, что резко выделяет этот объект на фоне остальных ULXs нашей выборки. Чтобы согласовать модель с рентгеновскими данными мы исключили из рассмотрения области $R \leq 5 R_{\text{in}}$. Мы предполагаем, что этот объект может быть виден под углом, незначительно превышающим раствор ветрового канала θ_f . В этом случае самые внутренние области канала сверхкритического диска могут закрываться внешними частями ветра и будут недоступны для непосредственного наблюдения.

В *NGC 5408 X-1* (Рис. 4d) нам не удалось получить хорошее согласие между моделью и рентге-

новскими данными в области энергий выше 0.8 кэВ (примерно 16 \AA), где модельные потоки в два раза больше наблюдаемых. В следующей работе мы предполагаем учесть комптонизацию излучения внутренних частей сверхкритического аккреционного диска. Горячий ветер может покрывать внутренние части диска, перехватывая и комптонизируя их излучение. Мы полагаем, что в случае *NGC 5408 X-1* этот ветер перехватывает существенно больше излучения диска, чем в других объектах. С наличием такого ветра мы связываем расхождение между моделью и рентгеновскими данными. В оптическом диапазоне наша модель неплохо воспроизводит наблюдаемые потоки. Небольшой избыток наблюдается только в инфракрасной области в фильтре F160W ($\lambda_{\text{eff}} = 15369 \text{ \AA}$).

Итак, в целом модель сверхкритического диска с ветровым каналом (SCAD) дает хорошее согласие между наблюдаемым и расчетным распределе-

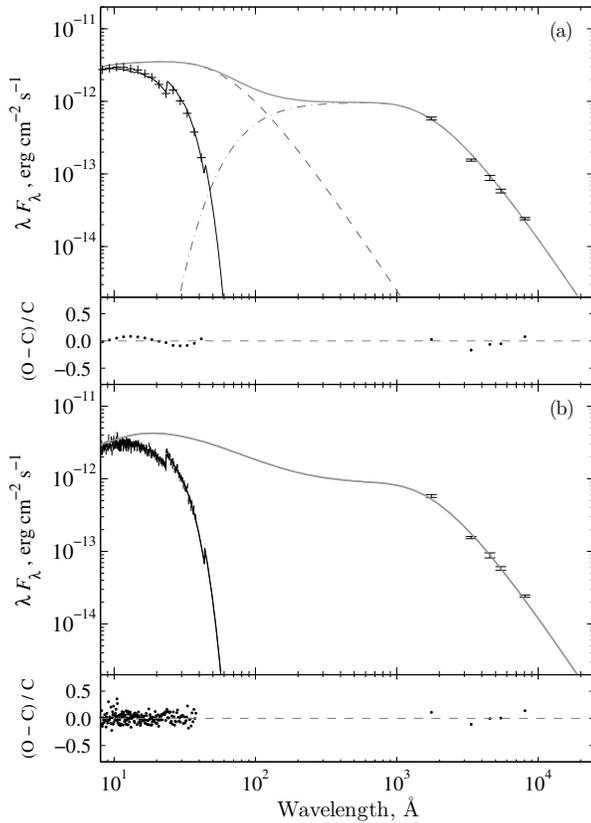


Рис. 5. Сравнение модели SCAD (а) с моделью DISKIR (b) для Holmberg II X-1. Обозначения как на Рис.4.

ниями энергии ULXs от мягкого рентгенового до оптического диапазона.

На Рис. 5 показана аппроксимация SED Holmberg II X-1 нашей моделью SCAD (а) и моделью DISKIR (b). В целях корректного сравнения результатов аппроксимации двумя моделями мы использовали один и тот же спектр за 15 апреля 2004 г. На Рис. 5а этот рентгеновский спектр представлен в виде наилучшей модели из статьи [49], на Рис. 5b показан спектр, обработанный нами (раздел 2.2). При использовании DISKIR поглощение в рентгеновском диапазоне восстанавливалось с помощью модели WABS, в оптическом диапазоне аппроксимировались исправленные за межзвездное поглощение потоки.

При вычислении мы зафиксировали температуру электронов $kT_e = 100$ кэВ, радиус внутреннего диска $r_{\text{irr}} = 1.1$ и долю комптонизованного излучения, термализуемую в области $r < r_{\text{irr}}$, $f_{\text{in}} = 0.1$. Остальные параметры считались свободными. Наилучшее согласие между моделью и наблюдениями с $\chi^2/\text{dof} = 340.0/299$ было получено при следующих величинах:

$$N_H = (1.06 \pm 0.16) \times 10^{21} \text{ см}^{-2},$$

$$kT_{\text{in}} = 0.12 \pm 0.03 \text{ кэВ}, \quad \Gamma = 2.53 \pm 0.03,$$

$$L_c/L_d = 2.7 \pm 1.7, \quad f_{\text{out}} = (3.3 \pm 0.5) \times 10^{-2},$$

$$\log(r_{\text{out}}) = 3.23 \pm 0.12, \quad \text{norm} = (7 \pm 3) \times 10^2.$$

Интегральный спектр, рентгеновский спектр, не исправленный за поглощение, и невязки, полученные при аппроксимации наблюдательных данных моделью DISKIR, представлены на Рис. 5b.

Обе модели одинаково хорошо описывают как рентгеновские, так и оптические данные. Наиболее значимое отличие модельных распределений энергий заключается в наклоне рентгеновского спектра в области 0.3–1 кэВ (40–12 Å), где модель сверхкритического диска предсказывает более низкие по сравнению с DISKIR потоки и плоский спектр. Обе модели приводят к близким значениям N_H , при этом величина этого параметра в модели DISKIR больше на 10%. Это связано с необходимостью компенсации более высоких по сравнению с моделью SCAD потоков в мягком рентгеновском диапазоне.

Тем не менее, модели предсказывают резко отличающиеся значения температур на внутреннем радиусе диска. Модель SCAD для Holmberg II X-1 дает $kT_{\text{in}} \simeq 0.8$ кэВ, тогда как DISKIR приводит к оценке $kT_{\text{in}} \simeq 0.1$ кэВ. В свою очередь, низкая температура на внутреннем радиусе приводит к увеличению массы черной дыры. Используя нормировку в модели DISKIR и среднее значение косинуса угла наклона диска к лучу зрения $\langle \cos \theta \rangle = 0.5$, мы находим $R_{\text{in}} \sim 10^9$ см и соответствующую ему массу $M_{\text{ВН}} \sim 1000 M_{\odot}$ ($L/L_{\text{Edd}} \sim 0.05$). Модель SCAD для Holmberg II X-1 дает значение $M_{\text{ВН}} \simeq 17 M_{\odot}$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ

Сравнение нашей модели с моделью DISKIR на примере Holmberg II X-1 (Рис. 5) показывает, что обе модели хорошо описывают наблюдаемый спектр от оптики до мягкого рентгена. Модель DISKIR уже применялась для Holmberg II X-1 в работе [21]. Несмотря на то, что эти авторы и мы на Рис. 5b использовали разные наблюдательные данные, параметры наилучшей модели для SED в обоих случаях получаются примерно одинаковыми. В частности, в [21] для Holmberg II X-1 получены массы 400 и 600 M_{\odot} из найденной температуры на внутреннем радиусе $kT_{\text{in}} = 0.09$ –0.24 кэВ.

У двух других ULXs, для которых использовалась модель DISKIR, NGC 6946 ULX-1 [25] и

NGC 5408 X-1 [24], были найдены примерно такие же значения температур kT_{in} , 0.12 и 0.13 кэВ соответственно. Все эти температуры, очевидно, соответствуют области масс IMBHs, то есть модель [23] для ULXs дает большие массы черных дыр. Модель DISKIR предполагает стандартный аккреционный диск, в котором огромные рентгеновские светимости ULXs могут быть обеспечены только в случае IMBHs. Однако, последние данные [5] надежно указывают, что ULXs являются черными дырами звездных масс, прародителями которых становятся массивные звезды с массами 50–100 M_{\odot} . Наша модель SED, основанная на приближении SCAD Шакуры–Сюняева, предполагает массы черных дыр примерно 10 M_{\odot} , которые вполне могут возникнуть в процессе эволюции массивных звезд. Поэтому эта модель адекватна новым данным о природе ULXs.

Критическим тестом для различия моделей SCAD и DISKIR, вероятно, может служить вид спектра в области мягкого рентгена. В области 12–40 Å (1–0.3 кэВ) модель SCAD дает плоский спектр (νF_{ν}), в то время как в модели DISKIR не может быть плоских участков нигде, так как она основана на стандартном α -диске. В модели DISKIR при изменении параметра L_c/L_d от 0.3 до 7 максимум в модельном спектре смещается от энергий 0.3 кэВ к 1.0 кэВ.

На Рис. 5 различия между моделями SCAD и DISKIR заметны не очень хорошо, обе наилучшие модели представляются одинаковыми. Это связано с тем, что другие параметры моделей, такие как N_{H} и светимость диска, в определенной комбинации вполне могут сглаживать различия между моделями. Тем не менее, отсутствие плоского спектра в модели DISKIR и наличие такового в модели SCAD является принципиальным. По спектрам с высоким отношением сигнал–шум, вероятно, можно будет найти разницу между двумя моделями.

В этой статье мы приняли некоторые параметры модели фиксированными, например, раствор канала сверхкритического диска θ_f и раствор ветрового канала, который сформирован ветром сверхкритического диска, мы приняли равными 45°. В рамках нашего простого подхода изменение раствора канала изменит наблюдаемую светимость, то есть в конечном итоге несколько переопределяет массу черной дыры, $M_{\text{BH}} \propto \sin \theta_f^{-2}$. Это же в равной степени относится к параметру a (формула 4), который мы приняли равным единице, как ожидается в случае отсутствия какой-либо адвекции в аккреционном диске [26]. Здесь $M_{\text{BH}} \propto (1 + a \ln \dot{m}_0)^{-1}$. При $\dot{m}_0 = 300$ уменьшение a с 1 до предполагаемого значения 0.5 [59, 60] увеличивает оценку массы в 1.75 раза. В этой работе мы так же не учитываем

коллимацию излучения каналом в сверхкритическом диске и в ветре, которая может составлять величину примерно 2–3 при растворе канала 45–55°. Учет коллимации излучения каналом приведет к уменьшению оценки массы черной дыры примерно в два раза.

В настоящей версии модели мы не учитываем комптонизацию — важнейший компонент в формировании рентгеновского спектра. Мы полагаем, что внутренние части сверхкритического диска должны быть покрыты полупрозрачным горячим газом. Если следовать аналогии с SS 433, то можно утверждать, что такой газ должен существовать в канале. Этот газ не стал частью струй при формировании и коллимации струй или этот газ и есть релятивистские струи SS 433 в момент их формирования. Плотность этого газа примерно может меняться по закону $n \propto r^{-2}$, этот газ должен покинуть канал. Наличие такого газа будет приводить к комптонизации излучения покрытых им внутренних частей сверхкритического диска.

Медведев и Фабрика [61] обнаружили компонент рентгеновского излучения в ХММ-наблюдениях SS 433 с плоским спектром. Авторы предположили, что это комптонизированное излучение, сформированное во внутренних частях канала и отраженное внешними стенками канала. Аналогия с SS 433 дает нам основания предположить, что во внутренних частях сверхкритических дисков вполне может находиться горячий истекающий газ. После введения комптонизации, что мы планируем сделать в следующей статье, мы сможем аппроксимировать спектры ULXs во всем стандартном рентгеновском диапазоне.

В этой статье мы предполагаем, что УФ и оптическое излучение ULXs формируется в аккреционных дисках (стандартных в случае IMBHs или сверхкритических в случае черных дыр звездных масс). Тем не менее, это излучение может формироваться и в фотосфере звезды-донора. Анализ оптических спектров ULXs показывает, что все когда-либо наблюдавшиеся объекты имеют температуры фотосфер $T \gtrsim 30000$ К [10]. В этой же работе было показано, что маловероятно, что мы наблюдаем собственное излучение донора.

Предположим, что IMBHs прогревают поверхность донора, который переполняет свою полость Роша. Размер звезды-донора в единицах большой полуоси [62] определяется выражением: $r_D/a \sim 0.46q^{1/3}$, где $q = M_D/M_{\text{BH}}$ и M_D — масса донора. Предполагая, что величина светимости ULXs в случае изотропного излучения равна $L_X = 10^{40} L_{40}$ эрг/с, а альbedo поверхности донора равным $A = 0.5$, можно получить приближенную

формулу для болометрической светимости прогреваемого донора:

$$L_{\text{bol}} \sim AL_X(r_D/a)^2/4 \sim 1.2 \times 10^{37} L_{40} q_{0.01}^{2/3} \text{ эрг/с},$$

где $q_{0.01}$ — отношение масс в единицах 0.01. Эта светимость соответствует болометрической звездной величине донора $M_{\text{bol}} \approx -4.0$. Для звезды с температурой $T \gtrsim 30000$ К болометрическая поправка равна $BC \lesssim -3.0$. Таким образом, абсолютная величина прогреваемого донора составляет $M_V \gtrsim -1$. Это существенно меньше, чем наблюдаемые оптические светимости ULXs ($M_V \approx -6 \pm 1$ [21]). Поэтому, возможность формирования оптических и ультрафиолетовых спектров ULXs в прогреваемой поверхности звезды-донора может быть исключена.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой статье мы описали модель распределения энергии в сверхкритических аккреционных дисках, которая основана на представлении сверхкритических дисков Шакуры–Сюняева [26]. Мы применили эту модель к ультраярким рентгеновским источникам. В этой модели на расстояниях от центра меньших, чем радиус сферизации диска, диск становится геометрически толстым, $H/R \sim 1$, температура зависит от радиуса как $T \propto r^{-1/2}$. В этой области светимость диска $L_{\text{bol}} \simeq L_{\text{Edd}} \ln \dot{m}_0$, здесь же возникает мощный ветер, который формирует ветровой канал над диском. На расстояниях больших, чем радиус сферизации, диск тонкий, полная светимость этого диска равна эддингтоновской L_{Edd} .

Мы полагаем, что для наблюдателя, который может видеть весь канал в сверхкритическом диске (находится близко к оси аккреционного диска), тонкий аккреционный диск на радиусах $r \gtrsim r_{\text{sp}}$ не виден, он закрыт протяженным ветром сверхкритического диска. Тонкий диск греет этот ветер снизу. Со стороны канала ветер обогрывается сверхкритическим диском. В этой статье мы принимаем зависимость температуры прогреваемого ветра от расстояния $T \propto r^{-1/2}$, что может быть следствием как искривленности ветра, так и наличия газа в канале, в котором, вероятно, распространяются струи. Оба этих эффекта приводят к увеличению эффективности обогрева стенок ветрового канала.

В этой статье мы не рассматриваем комптонизацию излучения, выходящего из центральных областей канала сверхкритического диска. Учет комптонизации абсолютно необходим в данной модели, но в этой публикации мы ограничиваемся анализом спектров в области энергий до 1.5 кэВ. По аналогии с SS 433 мы полагаем, что горячий ветер во внутренних областях канала должен существовать, это

газ формирующихся струй (а также газ, который участвует в формировании струй, но не становится частью струй). Этот ветер покрывает внутренние части сверхкритического диска и комптонизирует излучение этих частей.

Описанная модель сверхкритического диска формально мало чем отличается от модели DISKIR [23], которая изначально была разработана для LMXBs, но уже использовалась для анализа SEDs ULXs. Модели отличаются типом диска (стандартный — сверхкритический) и тем, что в одной модели прогревается диск на расстояниях $r > r_{\text{irr}}$, в другой модели прогревается ветер на расстояниях $r > r_{\text{sp}}$. Мы предполагаем, что различить эти две модели можно в области мягкого рентгена (0.3–1 кэВ), поскольку в модели SCAD есть плоский участок спектра, в то время как в модели DISKIR не может быть плоских участков нигде, так как она основана на стандартном α -диске. Поскольку различия в моделях могут маскироваться варьированием параметров (например, N_{H}), для разделения моделей желательна получение рентгеновских спектров с высоким отношением сигнал–шум.

Весьма важное различие в моделях мы видим в том, что модель DISKIR в применении к ULXs объясняет распределения энергии только в случае черных дыр массой в несколько сотен масс Солнца (IMBHs), в то время как модель SCAD предлагает вполне адекватные массы черных дыр порядка $10 M_{\odot}$, которые могут быть получены в результате эволюции массивных звезд. Последние результаты в исследованиях ULXs скорее указывают на природу этих объектов как сверхкритических аккреционных дисков с черными дырами звездных масс, но не IMBHs.

Для адекватного описания ULX SEDs в любой модели, в частности, в модели SCAD, необходимо проводить одновременные наблюдения от рентгеновской до оптической областей, особенно важны области спектра в мягком рентгеновском и УФ диапазонах. Поскольку, как в модели SCAD, так и в модели DISKIR, УФ и оптическое излучение формируется в результате нагрева внешних областей излучением внутренних областей, наблюдения во всех этих диапазонах должны получаться одновременно.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны О. А. Галазутдиновой и А. Ф. Валееву за их помощь при обработке данных HST. Результаты этой работы основаны на архивных данных космического телескопа им. Хаббла NASA/ESA, полученных из архива Научного института космического телескопа. STScI находится под управлением AURA, объединенных

договором NASA NAS 5-26555. Полученные результаты также основаны на архивных данных телескопа Subaru, полученных с помощью ресурса СМОКА, разработанного Центром Астрономических Данных Национальной Астрономической Обсерватории Японии (Astronomy Data Center, National Astronomical Observatory of Japan). Эта работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 10-02-00463, гранта Ведущей Научной Школы № 4308.2012.2 и Министерства образования и науки Российской Федерации (проекты № 8406 и № 8416).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. H. Feng and R. Soria, *New Astronomy Reviews* **55**, 166 (2011).
2. P. Madau and M. J. Rees, *Astrophys. J.* **551**, L27 (2001).
3. A. G. Kuranov et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **377**, 835 (2007).
4. D. A. Swartz, A. F. Tennant, and R. Soria, *Astrophys. J.* **703**, 159 (2009).
5. J. Poutanen et al., arXiv:1210.1210 (2012).
6. S. F. Portegies Zwart et al., *Nature* **428**, 724 (2004).
7. S. Fabrika and A. Mescheryakov, *IAUS* **205**, 268 (2001).
8. J. Poutanen et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **377**, 1187 (2007).
9. S. Fabrika, *Astrophys. and Space Phys. Rev.* **12**, 1 (2004).
10. S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, and O. Sholukhova (in preparation).
11. D. J. Walton et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **426**, 473 (2012).
12. A.-M. Stobart, T. P. Roberts, and J. Wilms, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **368**, 397 (2006).
13. J. C. Gladstone, T. P. Roberts, and C. Done, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **397**, 1836 (2009).
14. M. D. Caballero-García and A. C. Fabian, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **402**, 2559 (2010).
15. M. W. Pakull and L. Mirioni, arXiv:astro-ph/0202488 (2002).
16. P. Abolmasov et al., *Astrophysical Bulletin* **62**, 36 (2007).
17. I. Lehmann et al., *Astronom. and Astrophys.* **431**, 847 (2005).
18. P. Abolmasov et al., arXiv:0809.0409v1 (2008).
19. P. Kaaret et al., *Astrophys. J.* **714**, L167 (2010).
20. L. Tao et al., *Astrophys. J.* **750**, 110 (2012).
21. L. Tao et al., *Astrophys. J.* **737**, 81 (2011).
22. M. Gierliński, C. Done, and K. Page, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **388**, 753 (2008).
23. M. Gierliński, C. Done, and K. Page, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **392**, 1106 (2009).
24. F. Grisé et al., *Astrophys. J.* **745**, 123 (2012).
25. C. T. Berghea and R. P. Dudik, *Astrophys. J.* **751**, 104 (2012).
26. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astronom. and Astrophys.* **24**, 337 (1973).
27. K. Ohsuga et al., *Astrophys. J.* **628**, 368 (2005).
28. T. Okuda, G. V. Lipunova, and D. Molteni, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **398**, 1668 (2009).
29. D. A. Swartz et al., *Astrophys. J. Suppl.* **154**, 519 (2004).
30. A. Ptak et al., *Astrophys. J. Suppl.* **166**, 154 (2006).
31. P. Kaaret, M. J. Ward, and A. Zezas, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **351**, L83 (2004).
32. L. Yang, H. Feng, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **733**, 118 (2011).
33. J.-F. Liu et al., *Astrophys. J.* **661**, 165 (2007).
34. C. C. Lang et al., *Astrophys. J.* **666**, 79 (2007).
35. H. Feng and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **650**, L75 (2006).
36. I. D. Karachentsev et al., *Astronom. and Astrophys.* **383**, 125 (2002).
37. N. A. Tikhonov (private communication).
38. B. Méndez et al., *Astronom. J.* **124**, 213 (2002).
39. I. D. Karachentsev et al., *Astronom. and Astrophys.* **385**, 21 (2002).
40. F. Grisé et al., *Astronom. and Astrophys.* **486**, 151 (2008).
41. P. Kaaret and S. Corbel, *Astrophys. J.* **697**, 950 (2009).
42. D. J. Schlegel, D. P. Finkbeiner, and M. Davis, *Astrophys. J.* **500**, 525 (1998).
43. D. A. Swartz et al., *Astrophys. J.* **741**, 49 (2011).
44. S. Gonzaga et al., *ACS Data Handbook, Version 6.0* (STScI, Baltimore, 2011).
45. D. E. Osterbrock and G. J. Ferland, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (University Science Books, Sausalito, 2006).
46. H. Baba et al., *ASPC* **281**, 298 (2002).
47. J. A. Cardelli, G. C. Clayton, and J. S. Mathis, *Astrophys. J.* **345**, 245 (1989).
48. B. C. Dunne, R. A. Gruendl, and Y.-H. Chu, *Astronom. J.* **119**, 1172 (2000).
49. J. J. E. Kajava et al., *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **422**, 990 (2012).
50. C. T. Berghea et al., *Astrophys. J.* **687**, 471 (2008).
51. I. S. Shklovskii, *Sov. Astron.* **25**, 315 (1981).
52. G. V. Lipunova, *Astronomy Letters* **25**, 508 (1999).
53. P. Murdin, D. H. Clark, and P. G. Martin, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **193**, 135 (1980).
54. A. M. Cherepashchuk, A. A. Aslanov, and V. G. Kornilov, *Sov. Astron.* **26**, 697 (1982).
55. S. N. Fabrika and O. Sholukhova, in *Proc. of the VII Microquasar Workshop: Microquasars and Beyond* (Foca, Izmir, 2008), p. 52.
56. S. N. Fabrika, P. K. Abolmasov, and S. Karpov, *IAUS* **238**, 225 (2007).
57. R. Morrison and D. McCammon, *Astrophys. J.* **270**, 119 (1983).
58. P. Gorenstein, *Astrophys. J.* **198**, 95 (1975).
59. S. Mineshige et al., *Publ. Astronom. Soc. Japan* **52**, 499 (2000).
60. J.-M. Wang et al., arXiv:1301.4225 (2013).
61. A. Medvedev and S. Fabrika, *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* **402**, 479 (2010).
62. B. Paczyński, *Annu. Rev. Astronom. Astrophys.* **9**, 183 (1971).

Ultra-luminous X-ray Sources as Supercritical Accretion Disks: Spectral Energy Distributions

A. Vinokurov, S. Fabrika, K. Atapin

We describe a model of spectral energy distribution in supercritical accretion disks (SCAD) based on the conception by Shakura and Sunyaev. We apply this model to five ultra-luminous X-ray sources (ULXs). In this approach, the disk becomes thick at distances to the center less than the spherization radius, and the temperature dependence is $T \propto r^{-1/2}$. In this region the disk luminosity is $L_{\text{bol}} \sim L_{\text{Edd}} \ln(\dot{M}/\dot{M}_{\text{Edd}})$, and strong wind arises forming a wind funnel above the disk. Outside the spherization radius, the disk is thin and its total luminosity is Eddington, L_{Edd} . The thin disk heats the wind from below. From the inner side of the funnel the wind is heated by the supercritical disk. In this paper we do not consider Comptonization in the inner hot winds which must cover the deep supercritical disk regions. Our model is technically similar to the DISKIR model of Gierlinski et al. The models differ in disk type (standard—supercritical) and irradiation (disk—wind). We propose to distinguish between these two models in the X-ray region of about 0.3–1 keV, where the SCAD model has a flat νF_{ν} spectrum, and the DISKIR model never has a flat part, as it is based on the standard α -disk. An important difference between the models can be found in their resulting black hole masses. In application to the ULX spectra, the DISKIR model yields black hole masses of a few hundred solar masses, whereas the SCAD model produces stellar-mass (about $10 M_{\odot}$) black holes.

Keywords: *accretion, accretion discs—binaries: close—X-rays: general*