

УДК 524.387-423.4

## ПРИРОДА ЭМИССИОННОГО СПЕКТРА NGC 7793 P13: ПРОВЕРКА МОДЕЛИ ВЕТРА СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДИСКА

© 2023 А. Е. Костенков<sup>1\*</sup>, А. С. Винокуров<sup>1\*\*</sup>, К. Е. Атапин<sup>2,1</sup>, Ю. Н. Соловьева<sup>1</sup><sup>1</sup>Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167 Россия<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга Московского государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, 119234 Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 2023 года; после доработки 8 мая 2023 года; принята к публикации 8 мая 2023 года

Оптические спектры ряда ультраярких рентгеновских источников (ultraluminous X-ray sources, ULXs) содержат признаки мощных истечений вещества. Эти истечения ответственны за формирование значительной доли оптического и ультрафиолетового излучения объектов и могут быть как звездными ветрами доноров, так и оптически толстыми истечениями (ветрами) с поверхности сверхкритических аккреционных дисков. В случае второго сценария ожидается, что эти ветра по-прежнему будут иметь сходство с ветрами массивных звезд, что дает возможность применять единые методы их исследования, базирующиеся на сравнении наблюдаемых спектров объектов со спектрами, рассчитанными в рамках не-ЛТР моделей протяженных атмосфер. В данной работе мы моделируем оптический спектр ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13, предполагая, что эмиссионная его часть рождается в ветре сверхкритического диска. В рамках этой модели темп потери массы в ветре диска был примерно оценен как  $1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Обсуждаются положительные и отрицательные стороны модели и применимость концепции ветров сверхкритических дисков к NGC 7793 P13 и другому известному ультраяркому пульсару, NGC 300 ULX-1.

Ключевые слова: *звезды: фундаментальные параметры — звезды: потеря массы — звезды: ветер, истечения — рентгеновское излучение: двойные*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (ultraluminous X-ray sources, ULXs) наблюдаются как точечные внегалактические объекты, рентгеновская светимость которых превышает  $2 \times 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>, то есть эддингтоновский предел для черной дыры массой  $15 M_{\odot}$ . Согласно современным представлениям, большинство из них являются тесными двойными системами с нейтронными звездами или черными дырами звездных масс, аккрецирующими в сверхэддингтоновском (сверхкритическом) режиме (Kaaret et al., 2017; Fabrika et al., 2021). При этом критическая светимость  $L_{\text{Edd}}$  и соответствующий ей темп аккреции  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ , по-видимому, могут быть превышены в сотни раз, о чем свидетельствует обнаружение нейтронных звезд в составе даже наиболее ярких ULXs, таких как NGC 5907 ULX-1 (Israel et al., 2017), демонстрирующего светимость вплоть до  $10^{41}$  эрг с<sup>-1</sup> (в предположении изотропного излучения).

Отличительной особенностью сверхкритического режима аккреции, предсказанной еще в пионерской работе Shakura and Sunyaev (1973), является мощное истечение газа с поверхности диска под действием давления излучения. Более поздние теоретические работы (Lipunova, 1999; Poutanen et al., 2007; Chashkina et al., 2019; Mushtukov et al., 2019) и результаты радиационно-(магнито)гидродинамических расчетов (RMHD) (Ohsuga et al., 2005, 2009; Takahashi and Ohsuga, 2015, 2017; Takahashi et al., 2018; Kawashima and Ohsuga, 2020) полностью подтверждают эту идею. Хорошо и давно известным примером объекта, где наблюдаются такие истечения, является галактический сверхаккретор SS 433. Данный источник известен своими релятивистскими струями, вылетающими из центра сверхкритического диска со скоростью  $v_j \approx 0.27c$ , но основная масса выбрасываемого вещества приходится на плотный «протяженный» ветер, движущийся со скоростью около  $1000 \text{ км с}^{-1}$  и формирующий фотосферу радиусом  $R_{\text{ph}} \sim 10^{12} \text{ см}$  (см. обзор Fabrika (2004)). Оценка темпа истечения материи в этом ветре составляет  $\dot{M} \sim 10^{-4} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , что соответствует

\*E-mail: kostenkov@sao.ru

\*\*E-mail: vinokurov@sao.ru

нескольким сотням или даже тысячам  $\dot{M}_{\text{Edd}}$  в зависимости от принимаемой массы аккректора. В рамках этих представлений удается воспроизвести профили наблюдаемых в оптическом спектре эмиссионных линий гелия и водорода, а также их изменения в зависимости от орбитальной и прецессионной фаз системы (например, Medvedev et al. (2013)).

По результатам наблюдений ULXs также выявлены признаки истечений. В рентгеновском диапазоне у ряда объектов обнаружены абсорбционные и эмиссионные линии, свидетельствующие о выбросах вещества со скоростями 0.01–0.25  $c$  (Pinto et al., 2016, 2017; Kosec et al., 2018). Такие истечения, получившие название «ультрабыстрых» (ultrafast outflow), по-видимому, являются неколлимированным аналогом струй SS 433.

Оптические спектры ULXs имеют много общих свойств со спектром SS 433, указывающих на наличие низкоскоростного протяженного ветра в этих объектах. Они демонстрируют яркие эмиссионные линии нейтрального и ионизованного гелия и линии бальмеровской серии водорода, ширина которых находится в пределах  $FWHM = 500\text{--}1500 \text{ км с}^{-1}$  (Cseh et al., 2011, 2013; Roberts et al., 2011; Motch et al., 2014; Fabrika et al. (2015); Vinokurov et al., 2020). Однако, в отличие от SS 433, в случае которого нет больших сомнений в том, что яркие эмиссионные линии и значительная доля континуального излучения формируются в ветре сверхкритического диска, а не звезды-донора, для ULX такой уверенности нет. Примером объекта, где в эмиссионном спектре доминирует донор типа Вольфа–Райе, является M 101 ULX-1 (Liu et al., 2013). Донор известного ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13, исследуемого в текущей работе, представляет собой звезду класса V9 Ia, которая, согласно результатам Motch et al. (2014), доминирует по крайней мере в континуальном излучении объекта. В то же время вклад сверхгиганта в составе SS 433 в полную светимость системы в оптическом диапазоне оценивается менее чем в 15% (Goranskii et al., 1998; Hillwig et al., 2004).

Однако для большинства ULXs доноры неизвестны, и что именно является источником оптического излучения, пока доподлинно не ясно. Так, в работе Avdan et al. (2016) высказывается предположение, что доноры могут доминировать у более слабых объектов с абсолютными звездными величинами  $M_V > -5^m5$ , но у более ярких ULXs основное оптическое излучение должно приходиться от ветра сверхкритического диска. Хотя в работе Fabrika et al. (2015) и отмечается, что спектры ULXs напоминают спектры звезд Вольфа–Райе подтипа WN Lh и ярких голубых переменных (LBV) в горячем состоянии, высказывается также

и ряд доводов в пользу того, что эмиссионные линии ULXs должны формироваться именно в ветре сверхкритического диска. Наиболее весомым из аргументов являются значительные изменения (в 2–3 раза) ширины и интенсивностей линий на масштабах времени в одни сутки.

Мы полагаем, что вопрос об источнике оптического излучения ULXs и области формирования эмиссионных линий может быть решен путем моделирования спектров ветров. Сходство между истечениями ULXs и ветрами звезд позволяет предположить, что для определения параметров ветров обоих классов объектов могут использоваться одни и те же модели. Ранее мы уже опубликовали работу (Kostenkov et al., 2020b), в которой привлекли разработанный для моделирования ветров звезд с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия (не-ЛТР) код CMFGEN (Hillier and Miller, 1998) к расчету спектров ветров ULX. В ней мы построили сетки моделей для широкого набора параметров, реализованные в виде диаграмм эквивалентных ширин наиболее часто встречающихся линий. Сравнение наблюдаемых эквивалентных ширин с модельными позволило получить оценки темпа истечений  $\dot{M}$  в ветрах пяти объектов, которые оказались равными порядка  $10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ .

В данной работе мы сосредоточились на исследовании NGC 7793 P13, одного из самых ярких в оптическом диапазоне ULX (Motch et al., 2014). Это рентгеновский пульсар с периодом пульсаций 0.43 с (Fürst et al., 2016; Israel et al., 2017). Для системы измерен орбитальный период 64.9 дня (Motch et al., 2014; Fürst et al., 2018, 2021), а также найдены признаки суперорбитальной периодичности (Fürst et al., 2018). V9 Ia-сверхгигант в составе этой двойной системы выявлен по наблюдающимся в поглощении линиям высокого порядка бальмеровской серии водорода, абсорбциям нейтрального гелия, кремния, магния, железа и других элементов (Motch et al., 2014). Среди эмиссионных линий в спектре NGC 7793 P13 наиболее яркими являются линия ионизованного гелия и эмиссионные компоненты линий бальмеровской серии по крайней мере до H $\gamma$ , которые характерны и для остальных спектрально исследованных ULXs.

Источник эмиссионного спектра NGC 7793 P13 точно не известен: эмиссионные линии могут формироваться как в ветре сверхкритического диска вокруг нейтронной звезды, так и в ветре донора, если этот ветер в силу каких-то причин окажется мощнее, чем у обычных V-сверхгигантов (El Mellah et al., 2019). Таким образом, в случае P13 требуется проверить обе версии о происхождении эмиссионного спектра. Мы провели расчеты наблюдаемого спектра объекта в рамках модели ветра сверхкритического диска в наиболее простой

ее реализации, построенной с использованием кода **SMFGEN**. При этом донор В9 Ia рассматривался как место формирования континуального излучения и большинства абсорбционных линий.

Текст статьи организован следующим образом: в разделе 2 кратко описаны использованные в работе наблюдательные данные, критерии их выбора и методы обработки; в разделе 3 изложены базовые предположения и ограничения **SMFGEN**-моделей ветра сверхкритического диска, описана методика определения параметров ветра диска и донора NGC 7793 P13; в разделах 4 и 5 приводятся результаты моделирования, обсуждается применимость модели протяженного ветра сверхкритического диска к ультраярким рентгеновским пульсарам; в разделе 6 кратко сформулированы основные итоги работы.

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Спектральный мониторинг NGC 7793 P13 проводился в 2009–2011 годах на 8-м телескопе VLT с применением спектрографа FORS-2 по заявкам М. Pakull и К. Motch. Всего было выполнено более 40 наблюдений источника в режиме длинной щели шириной 1'' в сравнительно узком диапазоне 3700–5200 Å (гризма GRIS\_1200B+97), результаты наблюдений опубликованы в работах Motch et al. (2011, 2014). Мы использовали данные, полученные 17 ноября 2009 г., поскольку это единственная ночь, когда последовательно с «голубым» спектром также был получен и спектр в красном диапазоне<sup>1</sup> (5750–7310 Å, гризма GRIS\_1200R+93). Широкий диапазон длин волн, включающий большое количество принципиально важных для определения параметров ветра эмиссионных линий, является более предпочтительным для моделирования. Спектральное разрешение составляло примерно 2.3 Å.

Обработка спектральных данных выполнялась в контексте **LONG** среды **MIDAS** стандартным образом. Экстракция одномерных спектров объекта осуществлялась в пакете программ **spextra** (Sarkisyan et al., 2017), предназначенном для работы с тесными звездными полями. Для перехода от инструментальных единицам потока к абсолютным использовались полученные в ту же ночь спектры спектрофотометрического стандарта LTT 2415. Коррекция потоков за потери света на щели (около 15%) производилась на основе видимой звездной величины объекта  $V = 20^m0 \pm 0^m1$ , оцененной по фотометрическим изображениям NGC 7793 P13, полученным перед спектральными наблюдениями.

<sup>1</sup> Отметим, что спектры NGC 7793 P13 в красном диапазоне ранее не публиковались.

Вся дальнейшая работа велась с калиброванными спектрами NGC 7793 P13. Спектры в нормированном виде использовались только для представления результатов моделирования. При нормировке наблюдаемых спектров локальный уровень континуума определялся как средний поток в интервалах длин волн, свободных от линий поглощения и излучения; интерполирование между полученными точками проводилось с использованием сплайнов.

## 3. МОДЕЛЬ ВЕТРА СВЕРХКРИТИЧЕСКОГО ДИСКА

### 3.1. Базовые предположения и ограничения модели

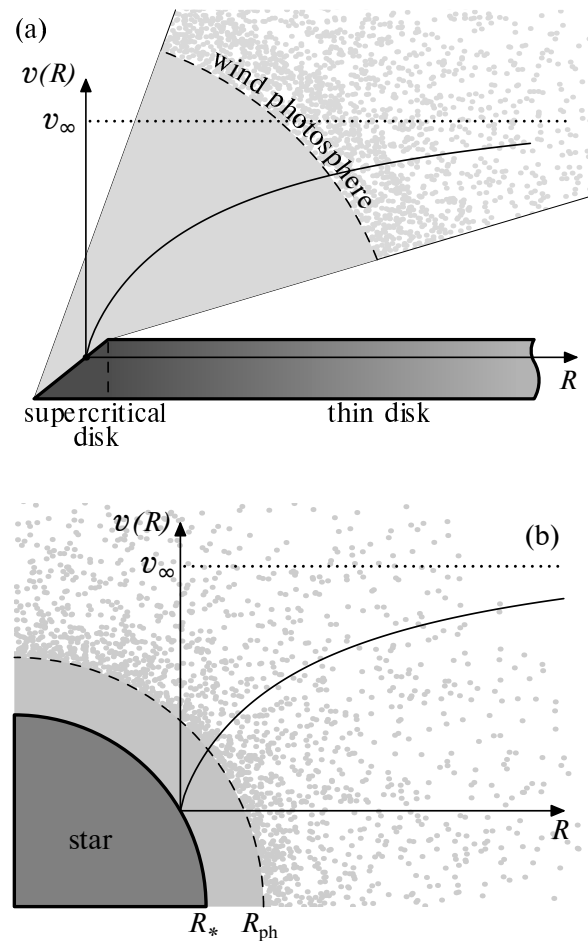
В работе Fabrika et al. (2015) отмечается, что сходство спектров ULXs со спектрами горячих массивных звезд должно быть обусловлено одинаковыми условиями в ветрах ULXs и ветрах звезд в зоне над фотосферой<sup>2</sup>, где и формируются эмиссионные линии. Ниже радиуса фотосферы  $R_{\text{ph}}$  характеристики истечений могут существенно различаться, что обусловлено разницей между радиусом фотосферы ветра и размером области, где ветер только начинает ускоряться. У звезд разница между гидростатическим радиусом  $R_*$  (соответствует  $\tau_{\text{Ross}} \approx 20-100$ ), с которого начинается расчет истечений и на котором атмосферу еще можно считать практически неподвижной, и радиусом фотосферы ветра обычно мала и лишь для некоторых классов проэволюционировавших звезд с мощным ветром достигает фактора 2 и больше (Crowther and Smith, 1997; Groh et al., 2009; Georgiev et al., 2011; Kostenkov et al., 2020a). Поэтому в случае звездных ветров зона, в которой происходит основное ускорение газа, часто является оптически прозрачной в континууме, что позволяет видеть области ветра со скоростями, значительно меньшими скорости ветра на бесконечности  $v_\infty$ . В случае ULXs истечение происходит из сверхкритической зоны диска, ограниченной радиусом сферизации  $R_{\text{sp}} \sim 10^8-10^9$  см (Shakura and Sunyaev, 1973; Poutanen et al., 2007), а радиус их фотосферы может превышать  $10^{11}$  см (Fabrika et al., 2021). Следовательно, газ над фотосферой уже должен обладать высокой скоростью, составляющей существенную долю от  $v_\infty$ , поскольку большая часть области его ускорения находится внутри фотосферы. Таким образом, в отличие от звезд, все модели ветров ULXs должны соответствовать очень протяженным атмосферам с относительно небольшими вариациями скорости выше радиуса

<sup>2</sup> Фотосферой мы считали поверхность, соответствующую росселандовскому значению оптической глубины  $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$ .

фотосферы (схематически это показано на рис. 1). В текущей работе при моделировании ветра сверхкритического диска допустимым считался диапазон отношений между скоростью на фотосфере и на бесконечности  $0.3 < v_{ph}/v_{\infty} < 1.0$ .

Принципиальное ограничение CMFGEN заключается в возможности рассчитывать только сферически-симметричные модели протяженных атмосфер. Они оказываются хорошим приближением для звездных ветров, но хуже соответствуют истечениям с поверхности сверхкритических дисков. Зависимость плотности и скорости истечений от полярного угла является прямым следствием наличия большого углового момента у аккрецируемого и выбрасываемого вещества, поэтому, начиная с работы Shakura and Sunyaev (1973), считается, что в сверхкритическом диске и его ветре вдоль оси вращения будет формироваться канал, имеющий форму полого конуса. Результаты радиационно-магнитогидродинамического моделирования, в целом, подтверждают описанные представления структуры истечения (Ohsuga and Mineshige, 2011; Kawashima et al., 2012; Jiang et al., 2014; Sądowski and Narayan, 2016; Yoshioka et al., 2022), давая численные оценки параметров газа в разных его частях. Например, Kawashima et al. (2012) в своей работе указывают, что канал заполнен разреженным газом с плотностями  $\rho \sim 10^{-10} - 10^{-8} \text{ г см}^{-3}$  и температурами  $T_{\text{gas}} \sim 10^{7.5} - 10^8 \text{ К}$ , выбрасываемым с субрелятивистскими скоростями. Такие параметры соответствуют ультрабыстрым истечениям, наблюдающимся у ряда ULXs в рентгеновском диапазоне (Pinto et al., 2016, 2017; Kosec et al., 2018). Разреженный газ, заполняющий канал, окружен гораздо более плотными ( $\rho \approx 10^{-6} \text{ г см}^{-3}$ ) и медленными (скорости до нескольких тысяч  $\text{км с}^{-1}$ ) потоками, которые, по-видимому, впоследствии и формируют ветер, наблюдаемый в оптическом диапазоне. По мере увеличения полярного угла скорость истечений падает, и для углов  $\theta \gtrsim 80^\circ$  ряд работ (Kitaki et al., 2021; Yoshioka et al., 2022) предсказывает зону так называемого «несостоявшегося ветра» (failed outflow), в которой скорость истекающего газа не достигает скорости убегания  $v_{\text{esc}}$ , вследствие чего газ падает обратно на аккреционный диск.

Упомянутые выше и подобные им детальные радиационно-(магнито)гидродинамические расчеты охватывают лишь относительно небольшую область пространства вокруг аккретора, редко превышающую несколько десятков-сотен радиусов Шварцшильда. Это на несколько порядков величины меньше размеров фотосфер ветров ULXs, которые можно ожидать, основываясь на их оптических свойствах ( $10^{11} - 10^{12} \text{ см}$  (Fabrika et al.,



**Рис. 1.** Схематическое изображение ветров сверхкритических дисков (а) и звезд (б), демонстрирующее разницу геометрии и разницу в видимости для наблюдателя зон ускорения вещества ветра. Кривая  $v(R)$  показывает характерный вид зависимости скорости ветра от расстояния. В случае истечений с поверхности сверхкритического диска зона, где происходит основное ускорение вещества, практически целиком находится ниже радиуса фотосферы ветра  $R_{ph}$ , который на 2–3 порядка больше самого сверхкритического диска (см. текст), и наблюдению доступны только области ветра с практически постоянной скоростью, близкой к  $v_{\infty}$ . У звезд гидростатический радиус  $R_*$  и радиус фотосферы ветра  $R_{ph}$  отличаются не столь сильно, поэтому в них наблюдаются зоны с существенно различающимися скоростями.

2021)). Поэтому точные параметры и геометрия потоков, образующих оптический ветер ULXs, неизвестны. Если раствор канала в ветре относительно мал, то форма фотосферы должна быть близка к сферической. Для угла раствора канала в ветре в окрестности сверхкритического диска расчеты дают значения в диапазоне от  $20^\circ$  до  $50^\circ$  (Ohsuga et al., 2005; Okuda et al., 2009; Takeuchi et al., 2013), причем по мере увеличения темпа аккреции

канал становится уже (см., например, Yoshioka et al., 2022).

Еще одним доводом в пользу применимости сферических моделей ветров, по крайней мере для некоторых ULXs, может служить простота профиля эмиссионных линий в их оптических спектрах (см., например, Fabrika et al., 2015): в случае сильной асимметрии истечений наблюдались бы сложные двухпиковые (и, возможно, более многокомпонентные) эмиссии, что наглядно показывают расчеты переноса излучения методом Монте-Карло при сложной геометрии истечения (Matthews et al., 2016). В спектре исследуемого в данной работе объекта NGC 7793 P13 явных признаков двойственности линий нет.

### 3.2. Методика определения параметров ветра сверхкритического диска NGC 7793 P13 и параметров звезды-донора

Как было отмечено выше, звезда-донор должна вносить значительный вклад в оптический поток NGC 7793 P13 и этот вклад необходимо учитывать. Итоговый расчетный спектр, который сравнивался с наблюдаемым, представлял собой сумму двух моделей: спектра ветра сверхкритического диска и спектра звезды-донора. Оба модельных спектра рассчитывались в CMFGEN. В рамках рассматриваемой в данной работе гипотезы мы предполагали, что эмиссионный спектр объекта формируется в ветре сверхкритического диска. Это оправдано, если считать, что донор является типичным В-сверхгигантом с преимущественно абсорбционным спектром (см., например, спектральный атлас Chentsov and Sarkisyan (2007)).

Присутствие двух независимых источников оптического излучения с заранее неизвестным вкладом в наблюдаемый поток вынуждало нас работать со спектрами в абсолютных единицах вместо более часто используемого подхода, при котором сравниваются модельный и наблюдаемый спектры, нормированные на континуум. Практически полное отсутствие эмиссионных линий в спектре звезды существенно упрощало процесс подгонки суммарной модели под наблюдаемый спектр, который носил итеративный характер и включал в себя несколько шагов. На первом этапе анализировалась только эмиссионная часть спектра: путем аппроксимации эмиссионных линий подбирался предварительный вариант модели ветра сверхкритического диска. При этом для удобства работы как из наблюдаемого спектра, так и из модели, вычитался континуум (форма континуума определялась способом, аналогичным описанному в разделе 2). Далее по соотношению абсорбционных линий в наблюдаемом спектре определялись ключевые параметры звезды-донора. На третьем шаге происходило

сложение двух моделей и сравнение полученного суммарного спектра (в абсолютных единицах) с наблюдаемым. При этом допускалось варьирование светимости звезды<sup>3</sup> и доплеровского сдвига между моделями, представляющими два разных компонента двойной системы. Однако, поскольку в результате такого сложения крылья абсорбций донора накладывались на эмиссии ветра диска, уменьшая их интенсивность (а в ряде случаев и ширину), нам приходилось возвращаться к первому шагу, уточняя модель ветра, и повторять всю процедуру до тех пор, пока не был получен удовлетворяющий нас результат.

Переход от модельных потоков к наблюдаемым проводился с учетом известного расстояния до объекта, а также закона межзвездного поглощения и его величины. Расстояние было принято равным расстоянию до родительской галактики 3.7 Мпк (Radburn-Smith et al., 2011). Величина межзвездного поглощения  $A_V = 0.2$  выбрана в соответствии с диапазоном значений, приведенным в работе Motch et al. (2014). Для учета эффекта покраснения в моделях использовались кривые поглощения Fitzpatrick (1999).

#### 3.2.1. Модель ветра сверхкритического диска

При расчете сферически-симметричных моделей с учетом истечений код CMFGEN оперирует широким набором параметров, среди которых болометрическая светимость  $L$ , гидростатический радиус  $R_*$ , фундаментальные параметры ветра: темп потери массы  $\dot{M}$ , скорость ветра на бесконечности  $v_\infty$  и показатель степени  $\beta$ , задающие закон изменения скорости ветра с расстоянием от центра звезды ( $v(R) = v_\infty(1 - R_*/R)^\beta$ ), а также химический состав, турбулентная скорость<sup>4</sup>  $v_{\text{турб}}$ , объемный фактор заполнения  $f$  и значение скорости ветра  $v_f$ , определяющей расстояние, на котором возникает клампинг. При этом некоторые важные параметры, такие как радиус фотосферы  $R_{\text{ph}}$  и температура на радиусе фотосферы  $T_{\text{ph}}$ , не задаются пользователем напрямую, а являются результатом расчета модели. Детальное описание взаимосвязей, существующих между различными параметрами, и методов определения значений в зависимости от наблюдаемого набора характеристических линий дано в работе Kostenkov et al. (2020b). Ниже мы сосредоточимся лишь на пояснении особенностей, касающихся модели ветра NGC 7793 P13.

Значения некоторых параметров были зафиксированы, что позволило уменьшить число степеней

<sup>3</sup>Радиус фотосферы и светимость ветра сверхкритического диска были определены еще на первом шаге и на данном этапе считались фиксированными.

<sup>4</sup>Здесь и далее под турбулентной скоростью подразумевается микротурбулентная скорость.

свободы довольно сложной двухкомпонентной модели, описывающей спектр P13. Значение металличности считалось равным  $Z = 0.5 Z_{\odot}$  и было оценено на основе сравнения содержания кислорода в H II-областях ( $12 + \lg[\text{O}/\text{H}] = 8.35$ ), расположенных на таком же расстоянии от центра галактики NGC 7793, что и сам P13 (2.2–2.3 кпк), с солнечным значением ( $12 + \lg[\text{O}/\text{H}] = 8.69$ , см. Asplund et al. (2009) и Pilyugin et al. (2014)). Химический состав газа в ветре считался идентичным средним значениям для В-сверхгигантов с  $Z = 0.5 Z_{\odot}$  ( $\text{He}/\text{H} = 0.20$  по числу атомов,  $X_{\text{C}}/X_{\odot} \approx 0.1$ ,  $X_{\text{N}}/X_{\odot} \approx 1.0$ ,  $X_{\text{O}}/X_{\odot} = 0.15$ ; например, Crowther et al. (2006)). Фактор заполнения принят равным  $f = 0.3$ , что соответствует результатам 2D RMHD-расчетов ветра сверхкритического диска Takeuchi et al. (2013), в то же время оставаясь в рамках стандартных значений для звездных ветров. Для определения скорости  $v_f$  у нас нет достаточных данных, и мы зафиксировали ее значение на  $v_f = 200 \text{ км с}^{-1}$ .

Как отмечалось выше, ожидаемое для ветров сверхкритических дисков близкое к единице отношение скоростей на радиусе фотосферы ветра и бесконечности предполагает, что модель ветра должна соответствовать протяженным атмосферам с большой зоной ускорения в континууме. Удовлетворить этому условию можно сильным уменьшением гидростатического радиуса, который в финальной модели ветра NGC 7793 P13 составлял  $1 R_{\odot}$ . Хотя это значение примерно на два порядка величины превышает предполагаемый размер сверхкритического диска, откуда ветер начинает ускорение, дальнейшее приближение гидростатического радиуса к размеру сверхкритического диска значительно ухудшало сходимость моделей из-за близости к предельной для расчета оптической глубине  $\tau_{\text{Ross}} \sim 100$ .

Скорость ветра на бесконечности  $v_{\infty}$  оценивалась по ширине эмиссионной компоненты линии  $\text{H}\alpha$ , которая наименее искажена абсорбционной линией  $\text{H}\alpha$  донора. Второй параметр скоростного закона варьировался в пределах  $\beta = 1-4$ . Значение  $\beta = 1$  соответствует очень узкой зоне ускорения и быстрому росту скорости до  $v_{\infty}$ , что приводит к практически П-образному профилю эмиссионных компонент линий в модельном спектре и противоречит наблюдениям. При  $\beta = 2$  ситуация заметно улучшалась, но при дальнейшем увеличении  $\beta$  существенных изменений в форме модельных линий уже не происходило. В итоге значение этого параметра было принято равным  $\beta = 2$ .

Турбулентная скорость  $v_{\text{turb}}$  подбиралась по уширению абсорбционной компоненты линии  $\text{He I } \lambda 6678$  и интенсивности линии  $\text{He II } \lambda 4686$ . Этот параметр может влиять на интенсивность

эмиссионных линий, а также приводить к их смещению в красную область спектра в зависимости от оптической глубины линии и области ее формирования в ветре (Hillier, 1991). Оценки  $v_{\text{turb}}$  в звездных ветрах находятся в широком диапазоне  $v_{\text{turb}} = 10-50 \text{ км с}^{-1}$  (Hillier and Miller, 1999; Herald et al., 2001; Crowther et al., 2006), причем более высокие значения свойственны более горячим ветрам. Для ветров сверхкритических дисков информацию о возможных значениях турбулентной скорости нам найти не удалось.

Грубая оценка темпов потери массы может быть получена по интенсивности эмиссионных линий бальмеровской серии водорода (в данной работе использована эмиссия  $\text{H}\alpha$ ). Однако для уточнения  $\dot{M}$  требуется информация о температуре газа, поскольку незначительные вариации температуры и темпа потери массы в моделях могут привести к существенным изменениям ионизационного состояния ветра и, соответственно, большим изменениям в наблюдаемом спектре (Najarro et al., 1997). В силу неопределенности вклада донора мы не можем получить из наблюдений надежные оценки болометрической светимости ветра и поэтому вынуждены варьировать значение светимости одновременно с  $\dot{M}$  так, чтобы получаемая в модели температура газа соответствовала наблюдаемому в спектре отношению интенсивностей синглетной и триплетной линий нейтрального гелия  $\text{He I } \lambda 6678$  и  $\text{He I } \lambda 7065$ .

### 3.2.2. Модель звезды-донора

Используемый в работе спектр получен в максимуме блеска объекта, когда эффекты прогрева донора рентгеновским излучением были значительны (Motch et al., 2014), а усредненная по поверхности эффективная температура должна быть существенно выше характерной для звезды V9 Ia. Для уточнения температуры звезды мы решили рассчитать модельные спектры в CMFGEN, отказавшись от использования готовых ЛТР-моделей звезд из библиотек (например, на основе кода Курруца (Munari et al., 2005)). Последние в несколько раз недооценивают глубину абсорбций нейтрального гелия в сравнении с рассчитанными нами не-ЛТР моделями CMFGEN, а эти линии имеют важное значение для оценки температуры фотосферы звезды.

Как и для ветра сверхкритического диска, для расчета спектров донора использовалась сферически-симметричная модель. Однако, если в случае мощного ветра диска его внутренние части скрыты за протяженной фотосферой, то ветер донора относительно слаб (см., например, Markova and Puls, 2008) и наблюдению доступны области вплоть до нижних слоев атмосферы. Поэтому для более точных расчетов было использовано

гидростатическое приближение, переходящее в ветер с увеличением расстояния от звезды. В отличие от ветра сверхкритического диска, где протяженная атмосфера была полностью параметризована, а гидростатический радиус  $R_*$  задавался пользователем, в случае звезды-донора основными параметрами модели выступали светимость  $L^*$ , эффективная температура  $T_{\text{ph}}^*$ , логарифм ускорения свободного падения  $\lg g$ , а также параметры выбранного скоростного закона ветра. При этом в процессе общего цикла расчета CMFGEN обновляет гидростатическую структуру (в том числе и гидростатический радиус) указанное пользователем число раз.

Ввиду того что линии водорода в наблюдаемом спектре блендированы эмиссией ветра диска и, как следствие, получение достоверных оценок  $\lg g$ ,  $\dot{M}^*$ ,  $v_\infty^*$  и  $\beta^*$  затруднено, мы использовали стандартные значения данных параметров для звезды спектрального класса В9 Ia.

В качестве значения ускорения свободного падения было использовано значение  $\lg g = 1.88$ , приведенное в работе Straizys and Kurilienne (1981) для звезды В9 Ia. Темп потери массы в ветре донора  $\dot{M}^* = 6.0 \times 10^{-7} \text{ год}^{-1}$  был рассчитан при помощи формулы (13) из работы Vink et al. (2000) в соответствии с параметрами, представленными Motch et al. (2014). Аналогично работам Trundle et al. (2004), Crowther et al. (2006) и Markova and Puls (2008) мы предполагали ветер однородным.

Терминальная скорость ветра была выбрана с учетом отношения  $v_\infty/v_{\text{esc}} \approx 0.9\text{--}1.4$ , полученного из наблюдений звезд с температурами 10–17 кК (Lamers et al., 1995; Kudritzki et al., 1999; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008). Мы приняли  $v_\infty/v_{\text{esc}} = 1.1$ , что для центрального значения массы  $20 M_\odot$  из диапазона 18–23  $M_\odot$  (Motch et al., 2014) соответствует скорости  $v_\infty^* = 300 \text{ км с}^{-1}$ . Показатель в скоростном законе зафиксирован на  $\beta^* = 2.0$  из следующих соображений. С одной стороны, гидродинамические расчеты ветров звезд с температурами ниже бистабильного предела в САК-приближении<sup>5</sup> (Castor et al., 1975) предсказывают быстрый рост скорости с  $\beta \sim 0.7\text{--}1.5$  (Pauldrach et al., 1986; Vink, 2018). С другой — анализ наблюдаемых спектров при помощи не-ЛТР кодов показывает, что В-сверхгиганты, вероятно, имеют протяженную зону ускорения ветра со значениями  $\beta$  вплоть до 2–3 (Trundle et al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008).

Для турбулентной скорости  $v_{\text{turb}}^*$  мы взяли нижнее значение из диапазона 10–20  $\text{км с}^{-1}$ , полученного по наблюдениям В-сверхгигантов (Trundle et

al., 2004; Crowther et al., 2006; Markova and Puls, 2008), поскольку в работе Markova and Puls (2008) отмечается, что звезды более поздних спектральных подклассов должны иметь меньшие значения  $v_{\text{turb}}$ , вплоть до 7  $\text{км с}^{-1}$  для класса В9.

Содержание гелия и металлов в атмосфере донора установлено на уровне, характерном для В-сверхгигантов (Crowther et al., 2006), и было таким же, как принятое ранее при расчете спектра ветра от аккреционного диска.

Для переопределения температуры фотосферы донора  $T_{\text{ph}}^*$  мы рассчитали сетку моделей в диапазоне температур от 10 кК до 15 кК с шагом 500 К. Выбор оптимального значения  $T_{\text{ph}}^*$  был основан на аппроксимации абсорбционных линий He I  $\lambda 4471$ , Mg II  $\lambda 4481$  и бальмеровской серии водорода на длинах волн короче 4000 Å. При расчете моделей с разными температурами фотосферы светимость также варьировалась, чтобы сохранить примерно постоянным размер атмосферы и радиус  $R_{\text{ph}}^* \approx 85 R_\odot$ . Это позволило минимизировать влияние различий гидростатических радиусов у разных моделей на плотность ветра при фиксированном темпе потери массы. В дальнейшем при аппроксимации наблюдаемого спектра суммарной моделью, учитывающей вклады донора и ветра сверхкритического диска, светимость дополнительно корректировалась в пределах фактора 1.5, и в соответствии с ней масштабировались значения радиуса и темпа потери массы (см. раздел 4). Рассчитанные модельные спектры были сглажены с помощью процедуры rotBroad пакета PyAstronomy для имитации эффектов вращения звезды с проекционной скоростью 50  $\text{км с}^{-1}$ .

Отметим, что в линии H $\alpha$  в спектре финальной модели звезды-донора формируется слабая эмиссия с эквивалентной шириной  $EW \approx 1 \text{ Å}$ . Наблюдаемое в спектре NGC 7793 P13 значение составляет  $EW \approx 23 \text{ Å}$ , поэтому влияние эмиссионной компоненты линии звезды-донора на комбинированный спектр практически отсутствует.

### 3.2.3. Доплеровский сдвиг

Вследствие орбитального движения компонентов двойной системы спектр ветра, истекающего с поверхности сверхкритического аккреционного диска вокруг нейтронной звезды, и спектр звезды-донора должны иметь доплеровский сдвиг, величина которого зависит от параметров орбиты и фазы на момент наблюдений. Анализируемые в данной работе наблюдения получены спустя примерно три дня после прохождения фазы максимального оптического блеска объекта, при которой звезда-донор находится позади рентгеновского источника и наблюдатель видит максимальную площадь ее прогретой стороны. Это значит, что нейтронная звезда

<sup>5</sup>Название приближения образовано аббревиатурой из начальных букв фамилий его авторов.

уже начала удаляться от наблюдателя и эмиссии ветра должны иметь сдвиг в красную сторону, но величина этого сдвига должна быть относительно небольшой.

Для оценки максимально возможного доплеровского сдвига мы применили более точный расчет. Орбитальную фазу мы оценили как  $\Phi = 0.04 \pm 0.03$ , воспользовавшись датой ближайшего зарегистрированного максимума в кривой блеска  $MJD = 55468 \pm 2$ , согласно данным рис. 6 дополнительных материалов к статье Motch et al. (2014), и значением фотометрического периода<sup>6</sup> системы  $P_{UV} = 63.75^{+0.17}_{-0.12}$  дня (Fürst et al., 2021). Результаты моделирования оптической кривой блеска показывают, что орбита эллиптическая и максимум блеска примерно совпадает с прохождением нейтронной звезды периастра (Motch et al., 2014). Поэтому для заданных масс донора  $18\text{--}23 M_{\odot}$  (Motch et al., 2014), нейтронной звезды с массой порядка  $1.5 M_{\odot}$  и эксцентриситета  $e = 0.24$  (Fürst et al., 2021) физическая скорость нейтронной звезды в периастре должна быть примерно равна  $200 \text{ км с}^{-1}$ . Наклонение орбиты не может превышать  $i \approx 70^{\circ}$ , учитывая, что система не является затменной. Таким образом, верхний предел лучевой скорости составляет около  $80 \text{ км с}^{-1}$ . При подгонке модели под наблюдения мы считали сдвиг линий ветра в красную сторону свободным параметром, но не выходящим за пределы  $0\text{--}80 \text{ км с}^{-1}$ .

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Из-за большого числа параметров, определяющих структуру протяженных атмосфер, и сложной взаимосвязи между ними вместо применения строгих статистических критериев распространенной остается практика визуального подбора наиболее подходящей модели (Najarro et al., 1997; Searle et al., 2008; Massey et al., 2013; Markova et al., 2014; Carneiro et al., 2018; Haucke et al., 2018; Herrero et al., 2022). При этом в таблицах с результатами либо приводятся только параметры модели без погрешностей, либо даются некие формальные диапазоны допустимых значений, в пределах которых отклонение модели от наблюдаемого спектра не слишком велико. Критерием подбора является как можно более точное воспроизведение профилей, наблюдаемых в спектре линий, причем в зависимости от типа моделируемой звезды и конкретного исследуемого иона точность воспроизведения, считающаяся удовлетворительной, может варьироваться

<sup>6</sup> Фотометрический период, измеренный по данным длительного мониторинга объекта с помощью прибора Swift/UVOT, несколько короче орбитального  $P_{orb} = 64.86 \pm 0.19$  дня (Fürst et al., 2021) и возникает, вероятно, вследствие модуляции орбитального периода суперорбитальным.

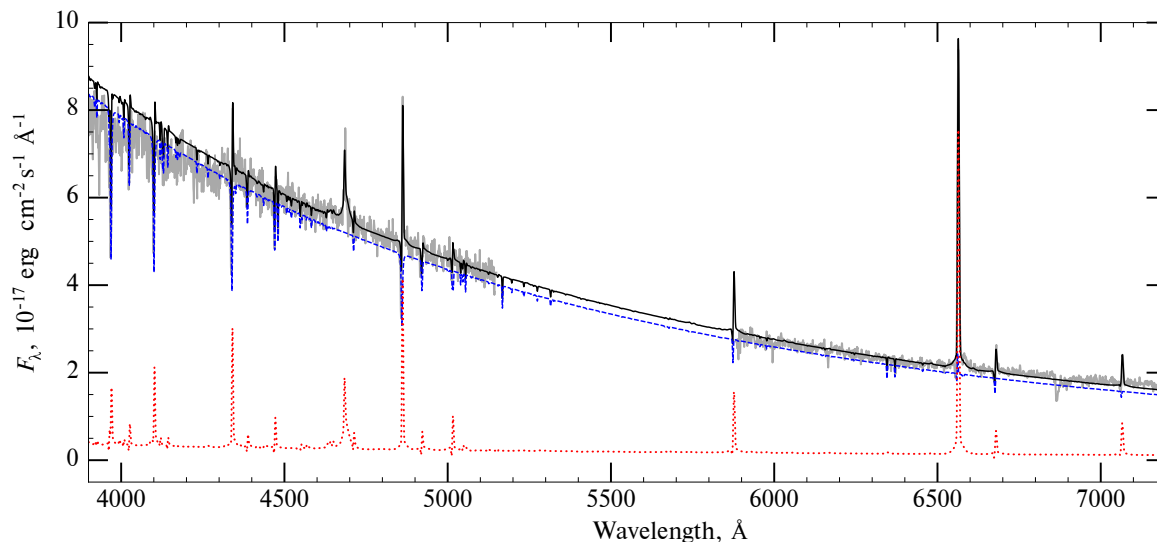
от процентов до фактора 2–3 по интенсивности (примеры: Groh et al. (2008), Georgiev et al. (2011), Bouret et al. (2012), Herrero et al. (2022)). Подбирая параметры моделей, мы поступили аналогичным образом.

Ввиду того что нас в большей степени интересовали параметры ветра сверхкритического диска, а не звезды-донора, мы ориентировались в первую очередь на согласованность интенсивностей наблюдаемых и модельных эмиссионных линий и лишь потом на глубину абсорбций. В процессе итеративного подбора модели мы рассчитали около 500 промежуточных вариантов спектра ветра, свободные параметры которого варьировались в широком диапазоне значений. Затем, после окончательного выбора параметров  $\beta$ -закона и турбулентной скорости, были рассчитаны еще около 100 моделей в диапазоне  $\dot{M} = (1.2\text{--}2.3) \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и  $L = (3.5\text{--}7.0) \times 10^4 L_{\odot}$  для более точного определения темпа потери вещества и светимости. Подбор модели донора, ввиду наличия достаточно подробной информации о нем, потребовал расчета гораздо меньшего количества спектров (всего 11) в сравнительно узком интервале температур.

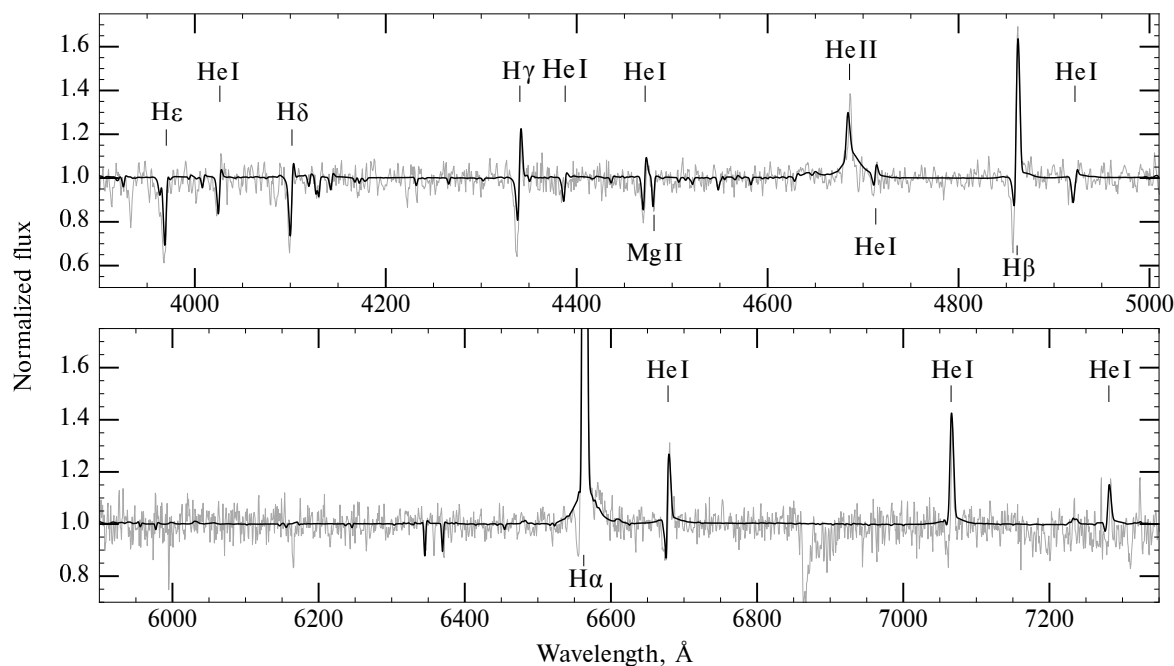
Несмотря на большое количество рассчитанных спектров, полного согласия модели с наблюдениями нам достичь так и не удалось. Мы выяснили, что независимо от параметров донора и ветра сверхкритического диска, при сложении их спектров с нулевым смещением по длинам волн некоторые из абсорбционных линий звезды в значительной степени компенсируются яркими эмиссиями ветра диска. Наиболее наглядно это проявляется в линиях бальмеровской серии водорода. Воспроизвести наблюдаемые в спектре P Cyg-подобные профили удается только в случае, если спектр ветра смещен в сторону больших длин волн относительно спектра донора, причем согласие тем лучше, чем этот сдвиг больше. Для описания формы линий  $H\alpha$ ,  $H\beta$  и  $H\gamma$  наилучшим образом подходят скорости  $150\text{--}250 \text{ км с}^{-1}$ , однако ввиду имеющегося ограничения на доплеровское смещение нам пришлось остановиться на максимально допустимом значении  $80 \text{ км с}^{-1}$ ; все приведенные ниже спектры соответствуют ему.

Выбранная нами итоговая модель, дающая, по нашему мнению, наименьшее расхождение с наблюдаемым спектром NGC 7793 P13, неплохо воспроизводит интенсивности эмиссионных линий и ширину эмиссий бальмеровской серии водорода. Ее спектр в абсолютных потоках и в нормированном виде приведен на рис. 2 и 3 соответственно. На рис. 2 также отдельно показаны спектры компонентов модели: ветра сверхкритического диска и звезды-донора. На этих и последующих рисунках





**Рис. 2.** Наблюдаемый спектр NGC 7793 P13 (серая сплошная линия) и аппроксимирующая его двухкомпонентная модель (черная сплошная линия), а также спектры каждого из компонентов: красной пунктирной линией показана модель ветра сверхкритического диска, синей штриховой — модель донора. Разрешение модельных спектров составляет  $2.3 \text{ \AA}$  (как в наблюдаемом спектре), ширина профилей линий донора соответствует проекционной скорости вращения звезды  $50 \text{ км с}^{-1}$ ; доплеровский сдвиг при сложении модельных спектров донора и ветра сверхкритического диска составлял  $80 \text{ км с}^{-1}$  (см. текст).



**Рис. 3.** Представленные на рис. 2 наблюдаемый и аппроксимирующий его модельный спектры NGC 7793 P13 в нормированном виде.

наблюдаемый спектр исправлен за красное смещение галактики. Модельный спектр в абсолютных потоках свернут с кривой межзвездного поглощения из работы Fitzpatrick (1999) с  $A_V = 0.2$  (см. раздел 3.2). Найденные, а также некоторые важные расчетные параметры приведены в таблице 1. Ни-

же мы обсудим, почему мы остановились именно на таких значениях параметров, и рассмотрим, как они влияют на форму профилей наиболее чувствительных к ним линий.

Влияние темпа потери массы  $\dot{M}$  и светимости ветра  $L$  на профили линий проиллюстрировано на

**Таблица 1.** Основные параметры выбранной двухкомпонентной модели (как для ветра сверхкритического диска, так и для звезды-донора фотосфере соответствует оптическая глубина  $\tau_{\text{Ross}} = 2/3$ )

Параметр	Ветер сверхкритического диска	Звезда-донор
$L, L_{\odot}$	$4.5 \times 10^4$	$2.8 \times 10^5$
$\dot{M}, M_{\odot} \text{ год}^{-1}$	$1.4 \times 10^{-5}$	$8 \times 10^{-7}^{**}$
$T_{\text{ph}}, \text{кК}$	15.3*	13.0
$R_{\text{ph}}, R_{\odot}$	30*	104*
$v_{\infty}, \text{км с}^{-1}$	200**	300**
$\beta$	2.0**	2.0**
$v_{\text{ph}}, \text{км с}^{-1}$	190*	0.03*
$f$	0.3**	1.0**
$v_{\text{turb}}, \text{км с}^{-1}$	50	10**

Примечание: \* — параметр является зависимым (расчетным), \*\* — значение параметра было зафиксировано из априорных соображений либо оценено вне CMFGEN с последующей коррекцией значений в процессе моделирования в ограниченных пределах.

рис. 4 и 5. Модель с повышенным относительно значения из таблицы 1 темпом потери массы  $\dot{M} = 1.7 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (рис. 4, синяя штриховая линия) соответствует «низкоионизованному» состоянию вещества ветра. Данная модель позволяет получить глубокие абсорбции у линий бальмеровской серии водорода за счет появления абсорбционных компонент в линиях модели ветра (P Cug-профиль), которые дополнительно усиливаются накладывающимися на них абсорбциями звезды-донора, однако существенно переоценивает эквивалентные ширины эмиссий. При понижении  $\dot{M}$  эмиссии водорода ослабевают, но при этом пропадают и абсорбционные компоненты в линиях ветра: видимые на рисунках абсорбции в суммарных моделях в этом случае практически полностью обеспечиваются вкладом звезды-донора.

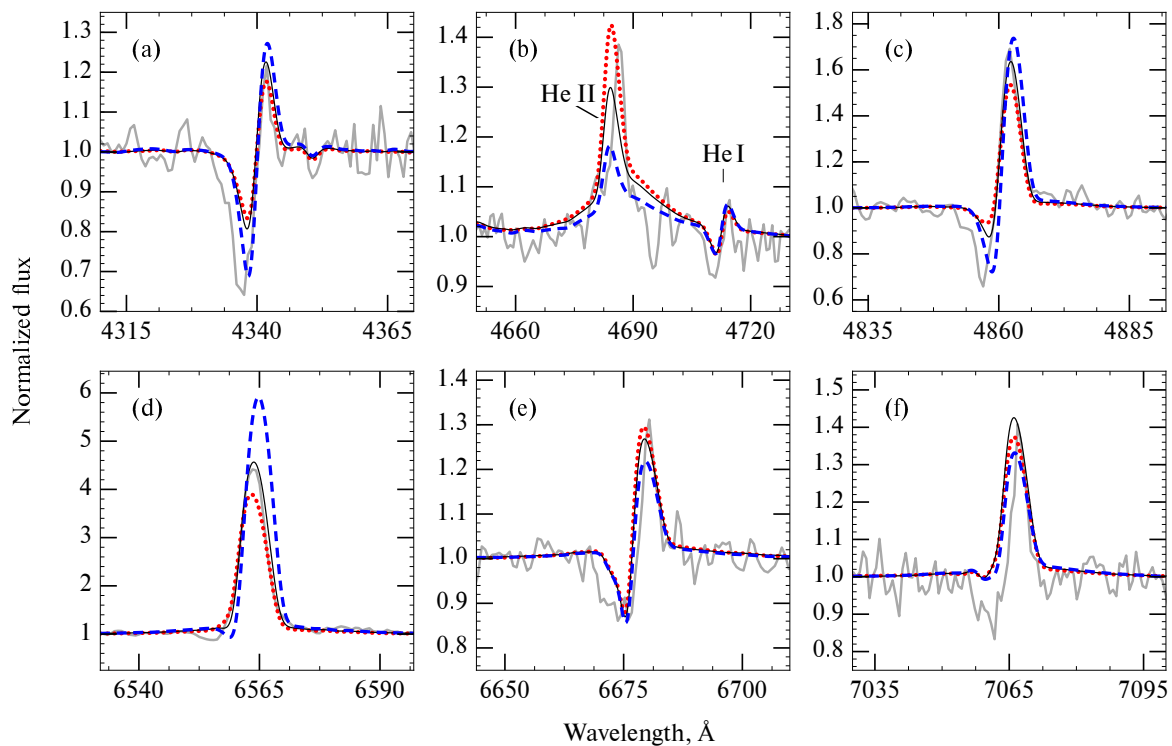
Понижение светимости (и, соответственно, температуры газа) с  $L = 4.5 \times 10^4 L_{\odot}$  до  $3.75 \times 10^4 L_{\odot}$  оказывает примерно такой же эффект на ионизационный баланс водорода (панели (а), (с), (d) рис. 5), как и повышение  $\dot{M}$ . Высокие температуры газа дают лучшее согласие с наблюдаемой интенсивностью эмиссии He II (панель (b)). При этом рост температуры выше определенного значения ведет к сильной переоценке интенсивности эмиссии He I  $\lambda 6678$ , но слабо меняет интенсивность линии He I  $\lambda 7065$  (панели (e) и (f)) ввиду того, что механизм возбуждения основного уровня синглетных линий He I является радиативным, в отличие от

триплетной серии, в которой возбуждение базового уровня имеет столкновительный характер (Siviero and Munari, 2003). В то же время изменение темпа потери массы затрагивает обе линии, что помогает нам разделить вклад взаимосвязанных параметров  $L$  и  $\dot{M}$  и оценить их независимо.

В свете сказанного в качестве наиболее подходящей модели мы приняли спектр, показанный на рис. 4 и 5 черной кривой и соответствующий параметрам  $\dot{M} = 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  и  $L = 4.5 \times 10^4 L_{\odot}$ . Однако модели с граничными параметрами  $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ,  $L = 3.75 \times 10^4 L_{\odot}$  и  $\dot{M} = 1.6 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ,  $L = 5.25 \times 10^4 L_{\odot}$ , а также соответствующие им промежуточные модели, по нашему мнению, тоже можно считать все еще удовлетворительно аппроксимирующими наблюдаемые эмиссионные линии. Данный диапазон параметров соответствует изменению потока в линии He  $\alpha$  на уровне  $\pm 20\%$ . Указанные модели дают практически одинаковые оценки температуры ветра на радиусе фотосферы ( $T_{\text{ph}} = 15.2\text{--}15.9 \text{ кК}$ ) и выше него, что обеспечивает стабильность ионизационного состояния газа и малые вариации вида модельного спектра. Расчетные значения радиуса фотосферы ветра  $R_{\text{ph}}$  лежат в интервале 25–33  $R_{\odot}$ .

Для определения оптимального значения турбулентной скорости ветра мы рассчитали ряд моделей ветра с разным значением  $v_{\text{turb}}$ . На рис. 6 для сравнения показаны две модели с одинаковыми  $L = 4.5 \times 10^4 L_{\odot}$  и  $\dot{M} = 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , но разным значением  $v_{\text{turb}} = 20 \text{ км с}^{-1}$  и  $50 \text{ км с}^{-1}$ . Как видно из рисунка, данные модели кардинально отличаются интенсивностью линии He II  $\lambda 4686$ . Отметим, что для полученных относительно низких температур ветра повышение турбулентной скорости до  $50 \text{ км с}^{-1}$  оказалось единственным способом добиться интенсивности этой эмиссионной линии, сравнимой с наблюдаемой. Кроме того, в данной модели абсорбционная компонента линии He I  $\lambda 6678$  имеет наибольшую ширину, а также чуть лучше, чем при  $v_{\text{turb}} = 20 \text{ км с}^{-1}$ , описывается высокоскоростная часть наблюдаемого профиля. Еще одним следствием высокой турбулентной скорости является смещение линии нейтрального гелия в сторону больших длин волн, что хорошо заметно на рис. 6b. По этим причинам для финальной модели нами было выбрано значение  $v_{\text{turb}} = 50 \text{ км с}^{-1}$ .

Влияние температуры звезды-донора на профили наиболее чувствительных к ней линий показано на рис. 7. Модель с температурой фотосферы  $T_{\text{ph}}^* = 13 \text{ кК}$  выбрана в качестве компромиссной. С одной стороны, она несколько лучше воспроизводит отношение линий He I  $\lambda 4471$  и Mg II  $\lambda 4481$ ,



**Рис. 4.** Зависимость формы профиля некоторых спектральных линий от темпа потери массы в ветре сверхкритического диска. Серым цветом показан нормированный наблюдаемый спектр NGC 7793 P13, сдвинутый на нулевое красное смещение. Остальными цветами — спектры суммарных моделей «ветер диска + донор» для светимости  $L = 4.5 \times 10^4 L_{\odot}$  и различных темпов потери массы:  $\dot{M} = 1.2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (пунктирная красная линия,  $T_{\text{ph}} = 16.7 \text{ кК}$ ),  $1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (сплошная черная линия,  $T_{\text{ph}} = 15.3 \text{ кК}$ ) и  $1.7 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (штриховая синяя линия,  $T_{\text{ph}} = 13.8 \text{ кК}$ ). На панелях представлены спектральные линии  $\text{H}\gamma$  (a),  $\text{He II } \lambda 4686$  и  $\text{He I } \lambda 4713$  (b),  $\text{H}\beta$  (c),  $\text{H}\alpha$  (d),  $\text{He I } \lambda 6678$  (e) и  $\text{He I } \lambda 7065$  (f). Доплеровский сдвиг между компонентами модели, скорость вращения донора и спектральное разрешение такие же, как на рис. 2.

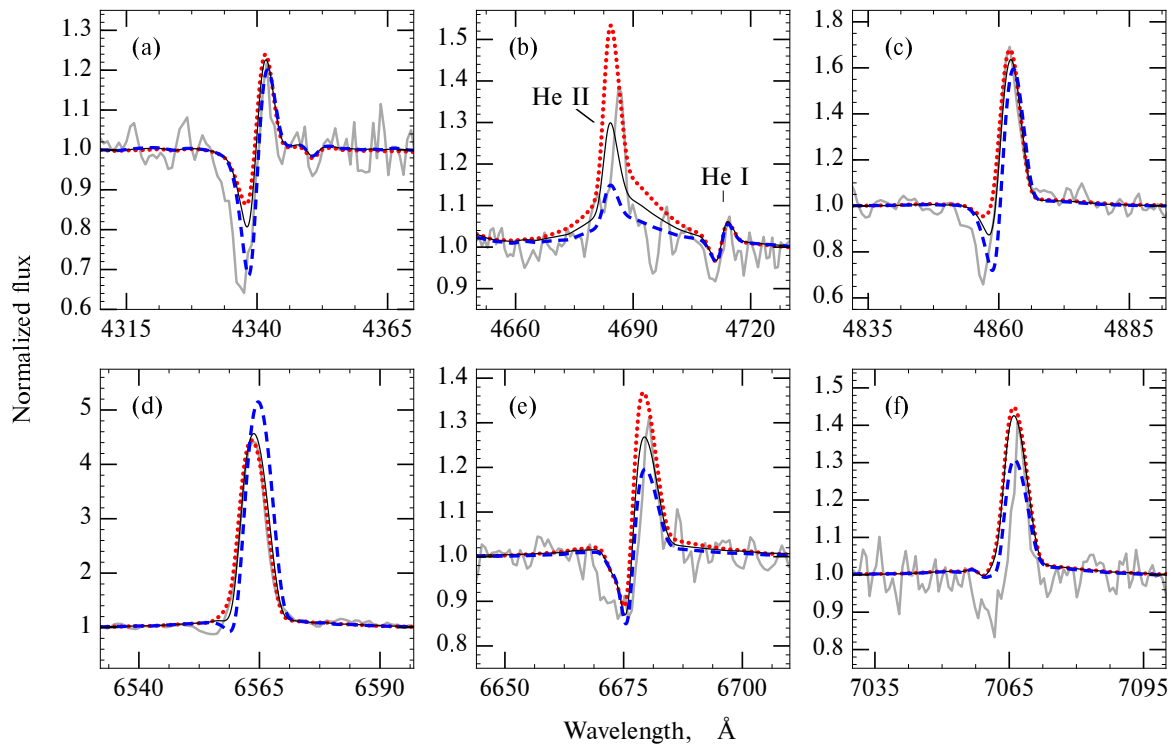
чем более холодные модели, с другой — позволяет получить более глубокие абсорбции бальмеровской серии водорода в коротковолновой области спектра по сравнению с высокотемпературными моделями. В качестве границ допустимого диапазона температур мы приняли  $T_{\text{ph}}^* = 12\text{--}14.0 \text{ кК}$ .

В результате подгонки суммарного спектра под наблюдаемый уровень потока с учетом межзвездного поглощения  $A_V = 0.2$  и примерной потери света на щели 15% (см. раздел 2) нам пришлось увеличить светимости моделей звезды в 1.17–1.31 раза (большой коэффициент соответствует меньшей температуре фотосферы из диапазона 12–14.0 кК). Итоговые допустимые значения светимости донора с учетом ошибки фотометрии NGC 7793 P13, на момент спектральных наблюдений примерно равной 0<sup>m</sup>1, составили  $L^* = (2.6\text{--}3.2) \times 10^5 L_{\odot}$ . Радиусы фотосферы и темпы потери массы также были скорректированы относительно первоначальных значений в соответствии с соотношениями  $L^* \sim R^2$  и  $\dot{M}^* \sim R^{3/2}$  (Najjarro et al., 1997), в таблице 1 представлены

скорректированные значения. Важно отметить, что приведенные здесь и в таблице 1 значения светимости соответствуют прогретой полусфере звезды, которая на момент спектральных наблюдений была развернута к наблюдателю, и не учитывают тот факт, что обратная сторона звезды осталась непрогретой.

## 5. ОБСУЖДЕНИЕ

В рамках принятой в данной работе гипотезы об областях формирования спектральных линий и континуального излучения мы рассчитали двухкомпонентную модель, состоящую из модели ветра сверхкритического диска и звезды-донора. Модель оказалась способна неплохо воспроизвести эмиссионную составляющую спектра NGC 7793 P13, что позволило нам оценить параметры ветра. Для варианта модели, дающего наименьшие расхождения с наблюдаемым спектром, мы получили темп потери массы в ветре диска  $\dot{M} = 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  или около  $300 \dot{M}_{\text{Edd}}$  для



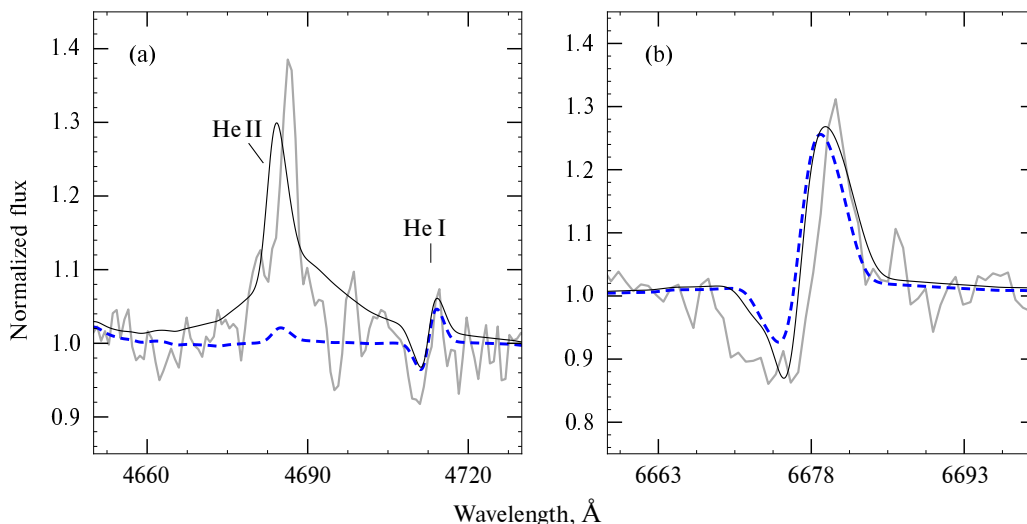
**Рис. 5.** Зависимость формы профиля некоторых спектральных линий от светимости (температуры) в ветре сверхкритического диска при фиксированном темпе потери массы  $\dot{M} = 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Серым цветом показан нормированный наблюдаемый спектр, остальные цвета — спектры суммарных моделей «ветер диска + донор» при светимостях и температурах фотосферы:  $L = 5.5 \times 10^4 L_{\odot}$ ,  $T_{\text{ph}} = 16.3 \text{ кК}$  (пунктирная красная линия),  $L = 4.5 \times 10^4 L_{\odot}$ ,  $T_{\text{ph}} = 15.3 \text{ кК}$  (сплошная черная линия) и  $L = 3.75 \times 10^4 L_{\odot}$ ,  $T_{\text{ph}} = 14.4 \text{ кК}$  (штриховая синяя линия). На панелях представлены те же спектральные линии, что и на рис. 4.

нейтронной звезды массой  $1.5 M_{\odot}$ , что согласуется с результатом, полученным нами ранее для некоторых других ULXs (Kostenkov et al., 2020b), и почти на порядок величины меньше темпа истечения вещества в ветре SS 433 (Fabrika, 2004).

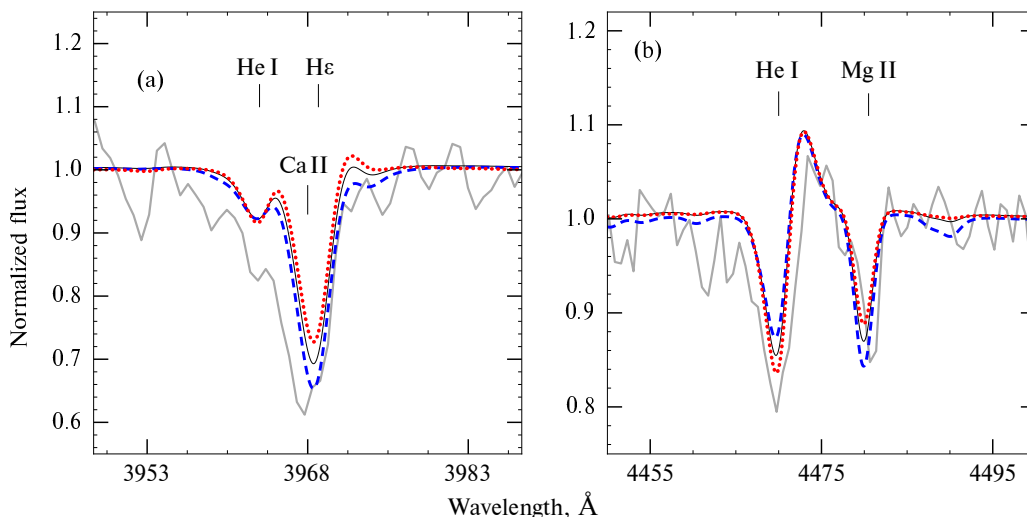
Температура фотосферы ветра сверхкритического диска P13  $T_{\text{ph}} \approx 15\text{--}16 \text{ кК}$  оказалась примерно вдвое ниже оценок  $T_{\text{ph}}$  ветров других ULXs (Kostenkov et al., 2020b). Неожиданным результатом стала близость полученной температуры ветра диска к усредненной по поверхности температуре прогретого рентгеновским излучением донора: разница не превышает 3 кК. Болومترическая светимость ветра примерно в 5–9 раз меньше светимости сверхгиганта (с учетом неопределенности значений обеих величин), а в пределах диапазона длин волн 4000–7000 Å различие потоков в континууме оказалось еще больше, примерно в 10–20 раз (рис. 2), что в целом согласуется с выводом Motch et al. (2014) о доминировании донора в оптическом излучении. Скорости истечения вещества в ветре сверхкритического диска на радиусе фотосферы и на бесконечности оказались практически равны

(параметры  $v_{\text{ph}}$  и  $v_{\infty}$  в таблице 1), что является следствием большой «протяженности» ветра в построенной модели. Согласно этим оценкам, NGC 7793 P13 демонстрирует самую низкую скорость истечений среди спектрально исследованных ULXs (см. обзор Fabrika et al. (2021)). Данный эффект может быть связан с различием природы аккректора в этих системах и/или механизмов ускорения ветра.

Полученные нами температуры фотосферы донора  $T_{\text{ph}}^* \approx 12\text{--}14 \text{ кК}$  оказались на 1–3 кК выше оценки Motch et al. (2014) и вполне соответствуют ожидаемым значениям при прогреве поверхности звезды V9 Ia источником рентгеновского излучения со светимостью порядка  $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ . В рамках рассматриваемой концепции сверхкритического диска и его ветра при прогреве донора возникают некоторые особенности, нехарактерные для облучения тонким аккреционным диском, над которым нет оптически непрозрачного газа. В случае сверхкритического диска его ветер является оптически толстым по электронному рассеянию<sup>7</sup> в любом на-



**Рис. 6.** Сравнение профилей отдельных линий в нормированном наблюдаемом спектре (серая сплошная линия) и суммарных модельных спектрах («ветер диска+донор») для турбулентных скоростей в модели ветра диска  $v_{\text{turb}} = 20 \text{ км с}^{-1}$  (штриховая синяя линия) и  $v_{\text{turb}} = 50 \text{ км с}^{-1}$  (сплошная черная линия). На панелях представлены спектральные линии He II  $\lambda 4686$ , He I  $\lambda 4713$  (a); He I  $\lambda 6678$  (b).



**Рис. 7.** Влияние температуры фотосферы звезды-донора  $T_{\text{ph}}^*$  на глубины абсорбционных линий. Серой сплошной линией показан наблюдаемый спектр, остальными линиями — спектры суммарной модели для температур  $T_{\text{ph}}^* = 12 \text{ кК}$  (штриховая синяя линия),  $13 \text{ кК}$  (сплошная черная линия) и  $14 \text{ кК}$  (пунктирная красная линия). На панелях представлены линии He I  $\lambda 3964$  и He I, блендированные формирующейся в межзвездной среде абсорбцией Ca II  $\lambda 3968$  (a); He I  $\lambda 4471$  и Mg II  $\lambda 4481$  (b). Отметим, что в модельном спектре вклад линии Ca II  $\lambda 3968$  не учитывается.

правлении вне угла раствора канала ветра, заполненного разреженным веществом. Таким образом, прогрев донора будет только в те моменты, когда

<sup>7</sup>Конкретные значения оптической толщины ветра сильно зависят от параметров закона изменения скорости ветра в окрестностях сверхкритического диска. Например, для вириального ветра, согласно соотношению (30) из работы Routanen et al. (2007), для темпов истечения вещества в ветре, примерно равных  $300 \dot{M}_{\text{Ед}}$ , оптическая толщина ветра вдоль в плоскости диска будет порядка 100.

при орбитальном движении звезда окажется в конусе ветрового канала. Это потребует ненулевого наклона канала (и всего аккреционного диска) к плоскости орбиты, тем большее, чем меньше угол раствора канала. Такое наклонение может быть связано с прецессией аккреционного диска, которая наблюдается у SS 433 (Fabrika, 2004) и привлекается для объяснения рентгеновской переменности целого ряда ULXs (Vinokurov et al., 2018; Weng and Feng, 2018). В случае NGC 7793 P13

прецессия аккреционного диска является одной из основных интерпретаций выявленного по оптическим данным суперорбитального периода 2000–5000 дней (Motch et al., 2014; Hu et al., 2017).

В момент наблюдений P13 находился вблизи максимума блеска и наблюдению была доступна практически максимальная часть прогретой полусферы звезды. Ориентируясь на наблюдаемый поток после учета вклада ветра сверхкритического диска, мы оценили светимость звезды  $L^* = (2.6–3.2) \times 10^5 L_\odot$ . Как уже отмечалось в разделе 4, эти оценки завышают реальную светимость прогретой звезды, поскольку не учитывают, что недоступная наблюдению обратная сторона звезды осталась непрогретой. После коррекции за более низкую температуру экранированной от рентгеновского излучения полусферы значения светимости составили  $L^* = (2.0–2.4) \times 10^5 L_\odot$ . Светимость звезды в минимуме блеска, когда эффекты прогрева минимальны, примерно в 2 раза ниже наших оценок (Motch et al., 2014).

Диапазон радиусов фотосферы донора равен  $R_{\text{ph}}^* = 96–118 R_\odot$ . С одной стороны,  $R_{\text{ph}}^*$  довольно хорошо согласуется с размером полости Роша, который меняется в диапазоне 105–116  $R_\odot$  в зависимости от принимаемой массы донора 18–23  $M_\odot$  (Motch et al., 2014). Размер полости Роша рассчитывался на основе эмпирической формулы для эффективного радиуса, предложенной Eggleton (1983), масса нейтронной звезды принималась равной 1.5  $M_\odot$ , а значения большой полуоси при разной массе донора получены для орбитального периода  $64.86 \pm 0.19$  дней (Fürst et al., 2021). С другой стороны, нижняя граница полученного нами диапазона  $R_{\text{ph}}$  на 13% превышает радиус фотосферы звезды V9 Ia (Straizys and Kuriliene, 1981). Причиной переоценки светимости звезды и, соответственно, радиуса ее фотосферы может являться наличие в системе дополнительного источника континуального излучения, который не учитывался в нашей модели. На роль такого источника могут претендовать, например, облучаемые рентгеном внешние части аккреционного диска. Верхний предел вклада диска по оценкам Motch et al. (2014) составляет примерно 35% в полосе  $V$  в минимуме оптического блеска системы. Соответственно, в максимуме блеска этот вклад будет не более 20%, что позволило бы уменьшить радиус фотосферы донора на 12%. Однако в нашей модели наличие оптически толстого ветра, экранирующего рентгеновский источник для всех полярных углов, превышающих угол раствора канала в ветре, исключает возможность прогрева аккреционного диска. Альтернативой диску являются прогреваемые рентгеном стенки канала в ветре (Abolmasov et al., 2009), вклад которых не

учитывается в сферически симметричной модели ветра сверхкритического диска.

В то же время существует вероятность неточного определения спектрального класса донора. Его параметры определялись по спектру, полученному усреднением всех наблюдений, когда блеск объекта был  $V \geq 20^{\text{m}3}$  (Motch et al., 2014), тогда как минимум кривой блеска соответствует  $V = 20^{\text{m}5}–20^{\text{m}6}$ . То есть измерения по такому спектру могут привести к завышенной оценке температуры донора по сравнению с состоянием, когда эффекты прогрева полностью отсутствуют. Более того, если наклонение системы окажется  $i < 30^\circ$ , что не противоречит результатам исследований объекта (Fürst et al., 2018), то часть горячего пятна на поверхности донора будет наблюдаться даже в минимуме блеска. Таким образом, в действительности звезда может оказаться более низкотемпературной и соответствовать ранним А-сверхгигантам, радиусы которых достигают примерно 100  $R_\odot$  (Straizys and Kuriliene, 1981).

У модели имеется и ряд других слабых мест. В частности, возникли сложности с воспроизведением абсорбций. Практически все они, кроме некоторых линий металлов и нейтрального гелия в голубом диапазоне, оказались недооценены в той или иной степени. Также не удается воспроизвести положение этих линий в наблюдаемом спектре. Как было показано выше, спектр ветра сверхкритического диска практически не содержит абсорбционных линий (рис. 2), поэтому описание абсорбционных компонент наблюдаемых профилей происходит за счет линий донора. При этом для формирования P Cуг-подобного профиля требуется значительный сдвиг по длинам волн линий донора и ветра.

В принципе, такое смещение могло бы объясняться орбитальным движением компонентов двойной системы, но лучевые скорости 150–250 км с<sup>-1</sup>, требуемые для описания линий H $\alpha$ , H $\beta$  и H $\gamma$ , значительно превышают возможные значения доплеровского сдвига при данной орбитальной фазе. Кроме того, требуемый сдвиг оказался разным для разных линий. В частности, для водородных абсорбций высокого порядка необходимые лучевые скорости составляют уже около 100–120 км с<sup>-1</sup>, а для линий металлов еще меньше, вплоть до 20 км с<sup>-1</sup> для линии Mg II  $\lambda 4481$ . Очевидно, что орбитальное движение, сдвигающее спектр каждого компонента системы как единое целое, не способно объяснить этот эффект.

Потенциальный источник различия лучевых скоростей разных линий — вращение неравномерно прогретого донора — на поверку также оказался не способен решить проблему. Наблюдаемый спектр был получен в фазе 0.04, при которой

горячее пятно начинает удаляться от наблюдателя, а непрогретые рентгеновским излучением области — приближаться. В таком случае, если принять во внимание, что при температуре близкой к 11 кК, характерной для непрогретых частей донора (Motch et al., 2014), абсорбционные линии водорода и магния существенно глубже, чем при более высоких температурах в горячем пятне, становится очевидным, что интегральные профили этих линий в фазе 0.04 должны за счет вращения звезды приобрести дополнительный сдвиг в сторону коротких длин волн. Однако величина этого сдвига для указанных линий будет практически одинаковой, что противоречит наблюдаемой картине.

Что касается глубин абсорбций, то в случае бальмеровской серии они могут быть увеличены за счет одновременного снижения эффективной температуры звезды и коррекции химического состава. При этом, чтобы сохранить имеющееся отношение глубин линий He I  $\lambda$  4471 и Mg II  $\lambda$  4481, содержание гелия потребуется увеличить, а металличность уменьшить. Такие изменения допустимы, поскольку металличность газа, полученная на основе усредненных для конкретного расстояния от центра галактики значений содержания кислорода в областях H II (Pilyugin et al., 2014), является довольно грубой оценкой и легко может быть изменена в сторону больших или меньших значений. Повышенное содержание гелия в оболочке донора NGC 7793 P13 по сравнению с одиночными В-сверхгигантами может быть вызвано постепенным истощением богатого водородом газа вследствие аккреции на нейтронную звезду.

При воспроизведении эмиссионных линий возникли сложности с интенсивностью линии He II  $\lambda$  4686 и ширинами линий нейтрального гелия. Полученные нами температуры оказываются недостаточными для возбуждения He II, поэтому единственным способом достичь более-менее приемлемой интенсивности в данной линии стало увеличение турбулентной скорости до  $v_{\text{турб}} = 50 \text{ км с}^{-1}$ . Учитывая, что в ветрах звезд этот параметр может достигать подобных величин, а возможные значения для ветров сверхкритических дисков неизвестны, мы не имеем оснований для отказа от высокого значения этой скорости. Однако более естественным механизмом возбуждения He II  $\lambda$  4686 является прогрев рентгеновским или ультрафиолетовым излучением. В рассматриваемом объекте источником рентгеновского излучения является пульсар в центре аккреционного диска, а УФ-излучение может исходить от стенок конического канала ветра, однако в наших сферически-симметричных моделях нет возможности корректно учесть эти аспекты. Несоответствие ширины эмиссионных компонент линий He I  $\lambda$  6678 и He I  $\lambda$  7065, *FWHM*

которых в модельных спектрах оказалось примерно в 1.5 раза больше наблюдаемых (рис. 4e, f и рис. 5e, f), также, вероятно, связано с отличием структуры ветра от сферически-симметричной и с зависимостью скорости истечений от полярного угла.

Учесть прогрев и отсутствие сферической симметрии ветра и таким образом с большей точностью воспроизвести особенности эмиссионных компонент линий можно, например, с помощью основанного на методе Монте-Карло кода, разработанного для моделирования ветров катаклизмических переменных (Matthews et al., 2015). Данный код также был успешно применен для воспроизведения УФ-оптических спектров квазаров (Matthews et al., 2016), где получаемая при моделировании геометрия ветров оказывается очень схожей с той, что ожидается в случае сверхкритических дисков. Однако проблема с абсорбционными линиями видится более серьезной. Несоответствие глубины и положения абсорбций в наблюдаемом и модельном спектрах, степень которого различается для разных линий, намекает на то, что диктуемый логикой составной модели подход, заключающийся в воспроизведении наблюдаемого профиля линий путем суммирования нескольких компонент, принадлежащих разным источникам в двойной системе, не оправдывает ожиданий. Более естественным кажется предположение, что наблюдаемые профили в действительности являются подлинными P Cyg, формирующимися в каком-то одном из источников. Как показали результаты нашего моделирования, в сферически-симметричной модели протяженного ветра с фотосферой, размеры которой на порядки величины превосходит гидростатический радиус, формируются исключительно яркие эмиссионные линии и слабое континуальное излучение. Вполне вероятно, что в Монте-Карло моделях (Matthews et al., 2015) континуальная составляющая излучения ветра сверхкритического диска окажется выше, однако свободы для сколько-нибудь значимого увеличения вклада ветра диска нет, поскольку спектральный тип и класс светимости донора P13 достаточно хорошо известны, как и тот факт, что он является доминирующим источником в оптическом излучении системы.

Альтернативой составной модели, включающей два независимых компонента, является модель донора с собственным ветром с большим темпом оттока массы. В пользу этой модели свидетельствует близость полученных нами температур фотосферы ветра диска (около 15 кК) и донора (примерно 13 кК) NGC 7793 P13. Также модель выглядит очень перспективной в плане устранения большей части вышеперечисленных противоречий, в том числе легко решит вопрос формирования линий с профилем P Cyg, однако требует значительных

отличий параметров ветра донора NGC 7793 P13 от обычных В-сверхгигантов.

Основываясь на исследовании А- и В-сверхгигантов нашей Галактики (Kudritzki et al., 1999), Motch et al. (2014) указали, что ожидаемый темп оттока массы в ветре звезды-донора в системе NGC 7793 P13 ( $\dot{M} \sim 10^{-7} - 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ ) недостаточен для обеспечения наблюдаемой рентгеновской светимости объекта при аккреции из ветра. Тем не менее позднее было выдвинуто предположение (El Mellah et al., 2019), что ветер В9 Ia-сверхгиганта в данной системе в действительности может быть гораздо сильнее, вплоть до  $\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  вследствие второго «бистабильного» перехода (bistability jump) при температурах газа ниже 12 кК. Важно отметить, что применимость оценок темпов истечения в ветрах одиночных звезд для случая рентгеновских двойных довольно спорна, поскольку в двойной системе донор подвергается мощнейшему облучению рентгеновским источником. С одной стороны, рентгеновское излучение ионизует истекающий с поверхности звезды газ, подавляя ускоряемый в линиях металлов звездный ветер (Stevens and Kallman, 1990). С другой стороны, высокий поток рентгеновского излучения при определенных условиях должен стимулировать истечения с прогреваемой поверхности звезды (Arons, 1973; Basko et al., 1977), приводя к появлению так называемых тепловых, или возбужденных ветров (thermally-driven wind or excited wind). Возможность существования таких ветров обсуждалась для наиболее ярких ( $L_X \sim 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ ) рентгеновских пульсаров с донорами-сверхгигантами в нашей Галактике (например, Cen X-3, Day and Stevens (1993) и Blondin (1994)). Учитывая, что типичные ULXs как минимум на порядок ярче, вероятность появления тепловых ветров у их доноров видится более высокой. Возможность того, что наблюдаемый эмиссионный спектр NGC 7793 P13 возникает полностью в ветре донора, а аккреционный диск значительным ветром не обладает, будет проверена во второй нашей работе, посвященной исследованию данного объекта.

Заметим, что сказанное выше имеет силу не для всех объектов. Так, существование протяженного ветра, истекающего с поверхности сверхкритического диска SS 433, является более-менее доказанным фактом. В случае этого объекта фактически нет альтернативы для источника формирования оптического спектра: вклад донора составляет менее 15% (Goranskii et al., 1998; Hillwig et al., 2004), а ширина эмиссий слишком велика для газовых потоков вне аккреционного диска и его ветра. Такая же картина наблюдается в случае не

менее известного, чем NGC 7793 P13, ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 300 ULX-1. Его донором является красный сверхгигант, который доминирует в спектре объекта только в диапазоне длин волн от 6000 Å, тогда как в голубой области преобладает горячий эмиссионный спектр (Heida et al., 2019). Наиболее яркими особенностями в спектре ULX-1 являются широкие эмиссии бальмеровской серии водорода с  $FWHM \approx 200 \text{ км с}^{-1}$ , имеющие асимметричный профиль с очень широкими крыльями. Это довольно распространенный тип профиля, который формируется в ветрах звезд. Однако скорость ветров красных сверхгигантов не превышает 30 км с<sup>-1</sup> (Goldman et al., 2017), следовательно широкие эмиссии образуются не в ветре донора. Если принять во внимание приводимые Heida et al. (2019) оценки орбитального периода (0.8–2.1 лет) и масс компонентов системы (около 10  $M_{\odot}$  для сверхгиганта и до 2  $M_{\odot}$  для нейтронной звезды), можно сделать вывод, что газ других возможных источников излучения в линиях, таких как аккреционная струя, не обладает достаточной дисперсией скоростей для формирования широких линий. Отметим, что наблюдающаяся в спектре ULX-1 эмиссионная линия He II  $\lambda 4686$  является более узкой, чем H $\alpha$ , что исключает прогреваемый диск в качестве потенциальной области формирования эмиссий в соответствии с выдвинутыми Fabrika et al. (2015) идеями. Таким образом, наиболее подходящей областью формирования спектра NGC 300 ULX-1 действительно является ветер сверхкритического диска.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы проанализировали оптический спектр ультраяркого рентгеновского пульсара NGC 7793 P13 в рамках двухкомпонентной модели, включающей в себя оптически толстый ветер, истекающий с поверхности сверхкритического аккреционного диска, и звезду-донор В9 Ia. Оба спектра рассчитывались в CMFGEN с применением сферически-симметричных моделей, при этом для модели ветра мы учли, что размер его фотосферы многократно превышает размер области диска, откуда ветер начинает движение. Предположив, что наблюдаемые в спектре эмиссионные линии формируются в ветре диска, мы удовлетворительно описали их профили и оценили ключевые параметры ветра, включая темп потери массы, оценка величины которого составила примерно  $1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Для донора мы заложили в модель параметры типичного В9-сверхгиганта и получили абсорбционный спектр. Вклад ветра сверхкритического диска в континуальное излучение системы оказался меньше 10%. Из-за такого достаточно низкого вклада ветра наблюдаемые в спектре линии



с P Cуг-профилем описывались за счет суммирования абсорбций донора с эмиссиями ветра со сдвигом по длинам волн, при этом для некоторых линий требуемый сдвиг превышал возможное при данной орбитальной фазе доплеровское смещение. Это и ряд других противоречий между наблюдательными данными и двухкомпонентной моделью, а также некоторые неожиданные совпадения, такие как близость полученных температур фотосферы донора и ветра сверхкритического диска, наталкивают на мысль, что источником ветра в данной системе может служить не аккреционный диск, а звезда-донор, если ее ветер в силу каких-то причин окажется примерно в 20 раз мощнее, чем у типичных В-сверхгигантов. Проверку этой гипотезы мы планируем провести во второй нашей работе, посвященной объекту NGC 7793 P13.

### БЛАГОДАРНОСТИ

Благодарим анонимных рецензентов за ценные комментарии, которые позволили существенно улучшить текст статьи. Работа основана на наблюдениях, собранных Европейской организацией астрономических исследований в Южном полушарии в рамках программы 084.D-0881(A).

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование поддержано Российским научным фондом (проект № 21-72-10167 «Ультраяркие рентгеновские источники: ветер и доноры»).

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. P. Abolmasov, S. Karpov, and T. Kotani, *Publ. Astron. Soc. Japan* **61**, 213 (2009).
2. J. Arons, *Astrophys. J.* **184**, 539 (1973).
3. M. Asplund, N. Grevesse, A. J. Sauval, and P. Scott, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **47** (1), 481 (2009).
4. S. Avdan, A. Vinokurov, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **455**, L91 (2016).
5. M. M. Basko, S. Hatchett, R. McCray, and R. A. Sunyaev, *Astrophys. J.* **215**, 276 (1977).
6. J. M. Blondin, *Astrophys. J.* **435**, 756 (1994).
7. J. C. Bouret, D. J. Hillier, T. Lanz, and A. W. Fullerton, *Astron. and Astrophys.* **544**, id. A67 (2012).
8. L. P. Carneiro, J. Puls, and T. L. Hoffmann, *Astron. and Astrophys.* **615**, id. A4 (2018).
9. J. I. Castor, D. C. Abbott, and R. I. Klein, *Astrophys. J.* **195**, 157 (1975).
10. A. Chashkina, G. Lipunova, P. Abolmasov, and J. Poutanen, *Astron. and Astrophys.* **626**, id. A18 (2019).
11. E. L. Chentsov and A. N. Sarkisyan, *Astrophysical Bulletin* **62** (3), 257 (2007).
12. P. A. Crowther, D. J. Lennon, and N. R. Walborn, *Astron. and Astrophys.* **446** (1), 279 (2006).
13. P. A. Crowther and L. J. Smith, *Astron. and Astrophys.* **320**, 500 (1997).
14. D. Cseh, F. Grisé, S. Corbel, and P. Kaaret, *Astrophys. J.* **728** (1), article id. L5 (2011).
15. D. Cseh, F. Grisé, P. Kaaret, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **435**, 2896 (2013).
16. C. S. R. Day and I. R. Stevens, *Astrophys. J.* **403**, 322 (1993).
17. P. P. Eggleton, *Astrophys. J.* **268**, 368 (1983).
18. I. El Mellah, J. O. Sundqvist, and R. Keppens, *Astron. and Astrophys.* **622**, id. L3 (2019).
19. S. Fabrika, *Astrophys. Space Phys. Res.* **12**, 1 (2004).
20. S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, et al., *Nature Physics* **11** (7), 551 (2015).
21. S. N. Fabrika, K. E. Atapin, A. S. Vinokurov, and O. N. Sholukhova, *Astrophysical Bulletin* **76** (1), 6 (2021).
22. E. L. Fitzpatrick, *Publ. Astron. Soc. Pacific* **111** (755), 63 (1999).
23. F. Fürst, D. J. Walton, F. A. Harrison, et al., *Astrophys. J.* **831** (2), article id. L14 (2016).
24. F. Fürst, D. J. Walton, M. Heida, et al., *Astron. and Astrophys.* **616**, id. A186 (2018).
25. F. Fürst, D. J. Walton, M. Heida, et al., *Astron. and Astrophys.* **651**, id. A75 (2021).
26. L. Georgiev, G. Koenigsberger, D. J. Hillier, et al., *Astron. J.* **142** (6), article id. 191 (2011).
27. S. R. Goldman, J. T. van Loon, A. A. Zijlstra, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (1), 403 (2017).
28. V. P. Goranskii, V. F. Esipov, and A. M. Cherepashchuk, *Astronomy Reports* **42** (2), 209 (1998).
29. J. H. Groh, D. J. Hillier, A. Daminieli, et al., *Astrophys. J.* **698** (2), 1698 (2009).
30. J. H. Groh, A. S. Oliveira, and J. E. Steiner, *Astron. and Astrophys.* **485** (1), 245 (2008).
31. M. Haucke, L. S. Cidale, R. O. J. Venero, et al., *Astron. and Astrophys.* **614**, id. A91 (2018).
32. M. Heida, R. M. Lau, B. Davies, et al., *Astrophys. J.* **883** (2), article id. L34 (2019).
33. J. E. Herald, D. J. Hillier, and R. E. Schulte-Ladbeck, *Astrophys. J.* **548** (2), 932 (2001).
34. A. Herrero, S. R. Berlanas, A. Gil de Paz, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **511** (3), 3113 (2022).
35. D. J. Hillier, *Astron. and Astrophys.* **247**, 455 (1991).
36. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.* **496**, 407 (1998).
37. D. J. Hillier and D. L. Miller, *Astrophys. J.* **519**, 354 (1999).
38. T. C. Hillwig, D. R. Gies, W. Huang, et al., *Astrophys. J.* **615** (1), 422 (2004).

39. C.-P. Hu, K. L. Li, A. K. H. Kong, et al., *Astrophys. J.* **835** (1), L9 (2017).
40. G. L. Israel, A. Belfiore, L. Stella, et al., *Science* **355** (6327), 817 (2017).
41. Y.-F. Jiang, J. M. Stone, and S. W. Davis, *Astrophys. J.* **796** (2), article id. 106 (2014).
42. P. Kaaret, H. Feng, and T. P. Roberts, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **55** (1), 303 (2017).
43. T. Kawashima and K. Ohsuga, *Publ. Astron. Soc. Japan* **72** (1), id. 15 (2020).
44. T. Kawashima, K. Ohsuga, S. Mineshige, et al., *Astrophys. J.* **752** (1), article id. 18 (2012).
45. T. Kitaki, S. Mineshige, K. Ohsuga, and T. Kawashima, *Publ. Astron. Soc. Japan* **73** (2), 450 (2021).
46. P. Kosec, C. Pinto, D. J. Walton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **479** (3), 3978 (2018).
47. A. Kostenkov, S. Fabrika, O. Sholukhova, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **496** (4), 5455 (2020a).
48. A. Kostenkov, A. Vinokurov, Y. Solovyeva, et al., *Astrophysical Bulletin* **75** (2), 182 (2020b).
49. R. P. Kudritzki, J. Puls, D. J. Lennon, et al., *Astron. and Astrophys.* **350**, 970 (1999).
50. H. J. G. L. M. Lamers, T. P. Snow, and D. M. Lindholm, *Astrophys. J.* **455**, 269 (1995).
51. G. V. Lipunova, *Astronomy Letters* **25** (8), 508 (1999).
52. J.-F. Liu, J. N. Bregman, Y. Bai, et al., *Nature* **503** (7477), 500 (2013).
53. N. Markova and J. Puls, *Astron. and Astrophys.* **478** (3), 823 (2008).
54. N. Markova, J. Puls, S. Simón-Díaz, et al., *Astron. and Astrophys.* **562**, id. A37 (2014).
55. P. Massey, K. F. Neugent, D. J. Hillier, and J. Puls, *Astrophys. J.* **768** (1), article id. 6 (2013).
56. J. H. Matthews, C. Knigge, K. S. Long, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **450** (3), 3331 (2015).
57. J. H. Matthews, C. Knigge, K. S. Long, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **458** (1), 293 (2016).
58. P. S. Medvedev, S. N. Fabrika, V. V. Vasiliev, et al., *Astronomy Letters* **39** (12), 826 (2013).
59. C. Motch, M. W. Pakull, F. Grisé, and R. Soria, *Astronomische Nachrichten* **332** (4), 367 (2011).
60. C. Motch, M. W. Pakull, R. Soria, et al., *Nature* **514** (7521), 198 (2014).
61. U. Munari, R. Sordo, F. Castelli, and T. Zwitter, *Astron. and Astrophys.* **442** (3), 1127 (2005).
62. A. A. Mushtukov, A. Ingram, M. Middleton, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **484** (1), 687 (2019).
63. F. Najarro, D. J. Hillier, and O. Stahl, *Astron. and Astrophys.* **326**, 1117 (1997).
64. K. Ohsuga and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **736** (1), 2 (2011).
65. K. Ohsuga, S. Mineshige, M. Mori, and Y. Kato, *Publ. Astron. Soc. Japan* **61** (3), L7 (2009).
66. K. Ohsuga, M. Mori, T. Nakamoto, and S. Mineshige, *Astrophys. J.* **628** (1), 368 (2005).
67. T. Okuda, G. V. Lipunova, and D. Molteni, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **398** (4), 1668 (2009).
68. A. Pauldrach, J. Puls, and R. P. Kudritzki, *Astron. and Astrophys.* **164**, 86 (1986).
69. L. S. Pilyugin, E. K. Grebel, and A. Y. Kniazev, *Astron. J.* **147** (6), article id. 131 (2014).
70. C. Pinto, W. Alston, R. Soria, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **468** (3), 2865 (2017).
71. C. Pinto, M. J. Middleton, and A. C. Fabian, *Nature* **533**, 64 (2016).
72. J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **377**, 1187 (2007).
73. D. J. Radburn-Smith, R. S. de Jong, A. C. Seth, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **195** (2), article id. 18 (2011).
74. T. P. Roberts, J. C. Gladstone, A. D. Goulding, et al., *Astronomische Nachrichten* **332** (4), 398 (2011).
75. A. N. Sarkisyan, A. S. Vinokurov, Y. N. Solovyeva, et al., *Astrophysical Bulletin* **72** (4), 486 (2017).
76. S. C. Searle, R. K. Prinja, D. Massa, and R. Ryans, *Astron. and Astrophys.* **481** (3), 777 (2008).
77. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **500**, 33 (1973).
78. A. Siviero and U. Munari, *ASP Conf. Ser.* **303**, 167 (2003).
79. A. Sądowski and R. Narayan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **456** (4), 3929 (2016).
80. I. R. Stevens and T. R. Kallman, *Astrophys. J.* **365**, 321 (1990).
81. V. Straizys and G. Kuriliene, *Astrophys. and Space Sci.* **80** (2), 353 (1981).
82. H. R. Takahashi, S. Mineshige, and K. Ohsuga, *Astrophys. J.* **853** (1), article id. 45 (2018).
83. H. R. Takahashi and K. Ohsuga, *Publ. Astron. Soc. Japan* **67** (4), id. 60 (2015).
84. H. R. Takahashi and K. Ohsuga, *Astrophys. J.* **845** (1), article id. L9 (2017).
85. S. Takeuchi, K. Ohsuga, and S. Mineshige, *Publ. Astron. Soc. Japan* **65**, article id. 88 (2013).
86. C. Trundle, D. J. Lennon, J. Puls, and P. L. Dufton, *Astron. and Astrophys.* **417**, 217 (2004).
87. J. S. Vink, *Astron. and Astrophys.* **619**, id. A54 (2018).
88. J. S. Vink, A. de Koter, and H. J. G. L. M. Lamers, *Astron. and Astrophys.* **362**, 295 (2000).
89. A. Vinokurov, K. Atapin, and Y. Solovyeva, *Astrophys. J.* **893** (2), id. L28 (2020).
90. A. Vinokurov, S. Fabrika, and K. Atapin, *Astrophys. J.* **854**, article id. 176 (2018).
91. S.-S. Weng and H. Feng, *Astrophys. J.* **853** (2), article id. 115 (2018).
92. S. Yoshioka, S. Mineshige, K. Ohsuga, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **74** (6), 1378 (2022).

## The Nature of the Emission Spectrum of NGC 7793 P13: Testing the Supercritical Accretion Disk Wind Model

A. E. Kostenkov<sup>1</sup>, A. S. Vinokurov<sup>1</sup>, K. E. Atapin<sup>2,1</sup>, and Y. N. Solovyeva<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, 369167 Russia

<sup>2</sup>Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, 119234 Russia

The optical spectra of a certain number of ultraluminous X-ray sources (ULXs) show signs of powerful outflows of matter. These outflows are responsible for the formation of a significant portion of optical and ultraviolet emission in ULXs and can either be stellar winds of the donor stars or optically thick outflows (winds) from the surface of supercritical accretion disks. In the latter scenario the outflows are still expected to be similar to stellar winds of massive stars, which allows one to use the same methods for their study based on a comparison of the observed spectra with those simulated within the framework of non-LTE extended atmosphere models. In this paper, we simulate the optical spectrum of the ultraluminous X-ray pulsar NGC 7793 P13, assuming that its emission part is produced in the wind of the supercritical accretion disk. The estimated mass loss rate is about  $\approx 1.4 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . We consider the positive and negative aspects of the model and also discuss the applicability of the concept of supercritical disk winds to NGC 7793 P13 and to another well-known ultraluminous X-ray pulsar, NGC 300 ULX-1.

**Keywords:** *stars: fundamental parameters—stars: mass loss—stars: winds, outflows—X-rays: binaries*