

ПАРАМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ SCO X-1 В МОДЕЛИ НЕПОЛНОГО ЗАПОЛНЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ЗВЕЗДОЙ СВОЕЙ ПОЛОСТИ РОША

© 2022 г. А. М. Черепашук^{1,*}, Т. С. Хрузина^{1,**}, А. И. Богомазов^{1,***}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

*E-mail: cherepashchuk@gmail.com

**E-mail: kts@sai.msu.ru

***E-mail: a78b@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.11.2021 г.

После доработки 27.12.2021 г.

Принята к публикации 27.12.2021 г.

Мы выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска системы Sco X-1, полученных космической обсерваторией Кеплер во время миссии K2. Моделирование проведено в предположении о неполном заполнении оптической звездой своей полости Роша и аккреции нейтронной звездой вещества звездного ветра оптической звезды, индуцированного сильным рентгеновским прогревом. В рамках такой модели удастся непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска в нижнем и верхнем состояниях (а также среднюю кривую блеска) и найти оптималь-

ные значения параметров: отношение масс $q = \frac{M_x}{M_v} = 3.5$, наклонение орбиты $i = 22^\circ$, температуру

непрогретой части оптической звезды $T_v = 2700$ К, радиус этой звезды $R_v = 0.4R_\odot$, ее болометрическую светимость 3×10^{31} эрг/с и массу $0.4M_\odot$. Звезда принадлежит главной последовательности. Аккреционный диск доминирует в общей оптической светимости, вклад оптической звезды $\approx 20\%$. Масса нейтронной звезды $(1.5 \pm 0.1)M_\odot$. Радиус аккреционного диска относительно мал, $\approx 0.35R_\odot$, значительно меньше радиуса полости Роша нейтронной звезды. Это согласуется с моделью аккреции из звездного ветра. Переход от низкого к высокому состоянию системы соответствует увеличению рентгеновской светимости центрального источника в ≈ 2 раза.

Ключевые слова: нейтронные звезды, тесные двойные системы, Sco X-1, аккреция, аккреционные диски

DOI: 10.31857/S0004629922040028

1. ВВЕДЕНИЕ

Маломассивная рентгеновская двойная система Sco X-1 = V818 Sco — это первый компактный рентгеновский источник, обнаруженный в 1962 г. за пределами Солнечной системы [1]. Многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., каталог [2]) позволили понять основные особенности этой квазистационарной массивной рентгеновской двойной системы, принадлежащей к подклассу Z-источников [3], ярких рентгеновских источников галактического балджа. Sco X-1 показывает рентгеновский поток в нижней вершине Z-диаграммы на уровне эддингтоновского предела для нейтронной звезды, что позволяет оценить расстояние до Sco X-1 как $d = 2 \pm 0.5$ кпк и избы-

ток цвета $E(B-V) \approx 0.30^m$ (см., напр., [2]). Sco X-1 показывает квазипериодические осцилляции рентгеновского излучения с частотами 6.3 Гц в нормальной ветви Z-диаграммы, 14.4 Гц в нижней части вспыхивающей ветви и 10–20 Гц в горизонтальной ветви. При этом темп аккреции на нейтронную звезду монотонно возрастает вдоль Z-образной кривой на диаграмме рентгеновских потоков от $0.4 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ в горизонтальной ветви до $1.1 \times 10^{-8} M_\odot/\text{год}$ во вспыхивающей ветви [4]. Как правило, Z-источники имеют более высокий темп аккреции по сравнению с более многочисленными ATOLL-источниками.

Оптические кривые блеска Sco X-1 показывают бимодальный или даже тримодальный харак-

тер [5–7]. При наиболее слабом уровне блеска оптическая переменность антикоррелирует с рентгеновским потоком, а во время поярчений в Sco X-1 наблюдается корреляция оптического потока с переменностью рентгеновского потока [8–10].

Регулярная орбитальная оптическая переменность Sco X-1 с периодом ≈ 18.9 ч была обнаружена по архивным фотопластинкам [11] и подтверждена спектроскопическими наблюдениями [12]. Также была предложена идея о том, что Sco X-1 — это маломассивная рентгеновская двойная система с малым наклоном орбиты [13].

Космическая обсерватория Кеплер во время миссии K2 получила детальные и высокоточные фотометрические наблюдения Sco X-1 в интегральном свете (см., напр., [14]). В работе [14] выполнен тщательный анализ источников случайных и систематических ошибок при наблюдениях со спутника Кеплер (K2) и получен ряд фотометрических наблюдений Sco X-1, включающий 115680 индивидуальных наблюдений этого объекта, охватывающий интервал времени 78.8 сут. в августе–сентябре 2014 г.

Свертка всех оптических наблюдений со спектроскопическим периодом $P = 0.7873114 \pm 0.0000005^d$, определенным в работе [15], показала, что в среднем орбитальная модуляция блеска Sco X-1 представляет собой одну волну за орбитальный период (“эффект отражения”, см. [16, 17]) и хорошо разделяется на два состояния — высокое и низкое [14]. Амплитуды регулярных орбитальных оптических кривых блеска Кеплер (K2) в высоком и низком состояниях в приближении синусоидальной переменности практически не различаются и составляют $\approx 0.15^m$. Различие средних значений блеска в высоком и низком состояниях достигает $\approx 0.4^m$.

Представляет интерес детальное моделирование этих очень ценных наблюдательных данных по такому уникальному объекту, как Sco X-1, с использованием современных математических моделей взаимодействующих двойных систем (см., напр., [18–22]).

2. МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ

В работе [23] была выполнена интерпретация оптических кривых Кеплер (K2) наблюдений Sco X-1 в рамках модели, когда оптическая звезда полностью заполняет свою полость Роша. Сделан вывод о том, что в рамках этой модели оптическая звезда системы обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы: $R_v \approx 1.25R_\odot$, $L_{\text{bol}} = (2.1\text{--}4.6) \times 10^{32}$ эрг/с, $M_v \approx 0.4M_\odot$. Наклонение орбиты системы i и от-

ношение масс компонентов $q = \frac{M_x}{M_v}$ (M_x и M_v — массы нейтронной и оптической звезд соответственно) получились следующие: $i = 30^\circ(25^\circ\text{--}34^\circ)$, $q = 3.6(3.5\text{--}3.8)$. Здесь в скобках указаны верхние и нижние пределы параметров, обусловленные в основном неопределенностью характеристик физической модели Sco X-1.

В работах [24–26] отмечалось, что даже если оптическая звезда в рентгеновской двойной системе далека от заполнения своей полости Роша, индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер оптической звезды может питать эффективную аккрецию на релятивистский объект.

Огромная рентгеновская светимость системы Sco X-1 ($L_{\text{max}}^x/L_{\text{opt}} \approx 500$) и наличие в ее спектре узких эмиссионных линий NIII/CIII, возбуждаемых Боуэновским механизмом, свидетельствуют об интенсивном рентгеновском прогреве звезды и наличии у нее индуцированного звездного ветра.

Поэтому мы дополнительно к результатам работы [23] провели моделирование оптических кривых блеска Sco X-1 для случая, когда степень заполнения оптической звездой своей полости Роша μ существенно меньше единицы.

В качестве наблюдаемых оптических кривых блеска Sco X-1 мы использовали кривые блеска [23] в звездных величинах, построенные с помощью оцифровки данных из работы [14, рис. 3]. В этой работе опубликованы результаты оптических фотометрических наблюдений в белом свете ($\lambda_{\text{average}} \approx 5000 \text{ \AA}$, $\delta\lambda \approx 1500 \text{ \AA}$) системы Sco X-1, выполненных с борта обсерватории Кеплер во время миссии K2 в период август–сентябрь 2014 г. Эти кривые блеска в высоком и низком состояниях, а также средняя кривая блеска, приведены в работе [23, рис. 1].

Предположим, что оптическая звезда в системе Sco X-1 является звездой главной последовательности с радиусом, соответствующим ее массе $M_v \approx 0.4M_\odot$. Для оценки степени заполнения полости Роша μ примем во внимание, что сумма масс компонентов в системе Sco X-1 определяется в основном массой нейтронной звезды $M_x = 1.4M_\odot$, а радиус относительной орбиты системы, определяемый по третьему закону Кеплера, слабо зависит от суммы масс компонентов. Поэтому, если считать, что оптическая звезда в системе Sco X-1 принадлежит главной последовательности, легко получить оценку $\mu \approx 0.4$. Эта оценка слабо зависит от конкретного значения массы оптической звезды.

Методы расчета теоретических кривых блеска для случая $\mu = 1$ подробно описаны в работе [23].

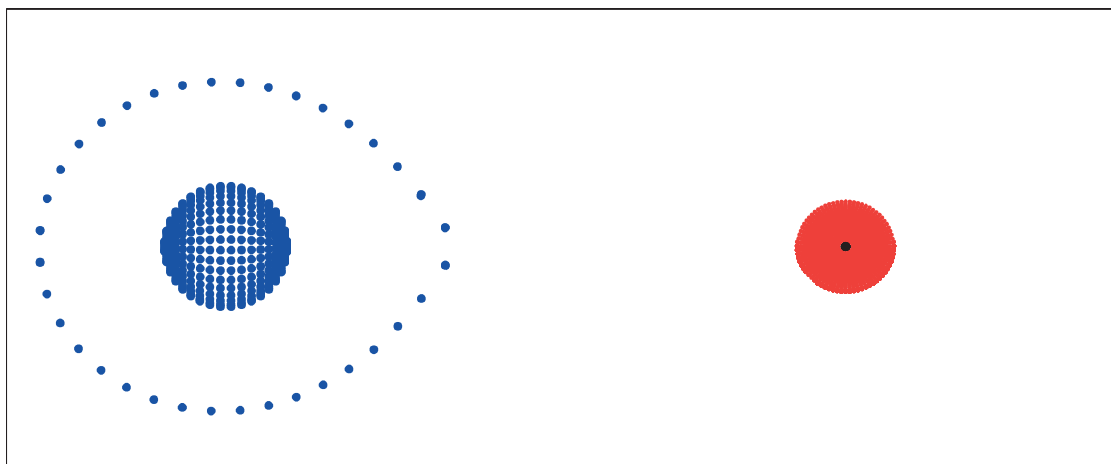


Рис. 1. Математическая модель системы Sco X-1 при оптимальных значениях параметров.

Мы будем использовать математическую модель системы Sco X-1 с шестью свободными параметрами: отношение масс q , наклонение орбиты i , температура оптической звезды T_v в отсутствие ее прогрева излучением релятивистского объекта, радиус аккреционного диска R_d , радиус малой сферы с постоянной температурой R_l , расположенной в центре аккреционного диска и аппроксимирующей модель центрального рентгеновского источника, температура поверхности этой сферы T_{in} . Параметры R_l и T_{in} входят в распределение температуры по поверхности аккреционного диска, предсказываемое стандартной теорией дисковой аккреции [27],

$$T(r) = T_{in} \left(\frac{R_l}{r} \right)^{\alpha_g}, \quad (1)$$

где $\alpha_g = 0.75$ в случае стационарного диска.

Ввиду неопределенности физической модели центрального рентгеновского источника мы используем такой феноменологический подход, при котором параметры R_l и T_{in} , характеризующие структуру этого источника, находятся из решения обратной задачи интерпретации кривых блеска, наряду с остальными параметрами нашей модели: q , i , T_v , R_d . При этом, поскольку R_l , как правило, получается хотя и малым, но много больше, чем радиус нейтронной звезды, при заданной болометрической светимости центрального рентгеновского источника соответствующая температура T_{in} получается существенно меньше 10^7 К. Однако, поскольку для расчета эффекта отражения в континууме нам необходима лишь болометрическая светимость центрального источника, мы будем использовать величины R_l и T_{in} , найденные в процессе решения нашей обратной

задачи. Болометрическая светимость L_{bol}^c центральной сферы вычисляется в предположении о планковском спектре излучения по формуле $L_{bol}^c = 4\pi R_l^2 \sigma T_{in}^4$. Величину L_{bol}^c можно считать соответствующей наблюдаемой рентгеновской светимости L_x системы Sco X-1.

В нашей математической модели используется стандартный метод синтеза кривых блеска тесных двойных систем [28]. Оптическая звезда частично заполняет свою полость Роша $\mu = 0.38$. Учитываются закон потемнения к краю (линейный закон) и гравитационное потемнение ($\beta = 0.08$ в законе $T \sim g^\beta$, см. [29]), а также сильный рентгеновский прогрев звезды и диска излучением центрального рентгеновского источника, аппроксимируемого сферой малого радиуса R_l с температурой T_{in} . Потoki от элементарных площадок на звезде и на диске вычисляются по функции Планка с соответствующей локальной температурой. Детали описания модели см. в работах [20, 23].

Определяющую роль при интерпретации орбитальных кривых блеска Sco X-1 играет учет “эффекта отражения” на оптической звезде, а также учет переработки рентгеновского излучения центрального источника на аккреционном диске.

Рентгеновский прогрев оптической звезды рассматривается в модели, когда облучение звезды осуществляется сферой малого радиуса R_l с температурой T_{in} . Температура каждой элементарной площадки на прогретой части оптической звезды вычисляется путем сложения болометрического потока от невозмущенной звезды σT_v^4 с

падающим на эту площадку болометрическим потоком от центральной сферы малого радиуса R_1 :

$$\sigma T^4 = \sigma T_v^4 + F_x^{\text{bol}}, \quad (2)$$

где T — это результирующая температура площадки, F_x^{bol} — падающий болометрический рентгеновский поток, T_v — это температура невозмущенной площадки на звезде, σ — постоянная Стефана-Больцмана. Температурное распределение на невозмущенном рентгеновском прогревом аккреционном диске задается формулой (1). Кроме того, на температурное распределение по диску влияет прогрев квазипараболической поверхности диска косыми лучами центрального источника. Этот прогрев учитывается в нашей модели также путем сложения болометрического потока от невозмущенного диска и падающего косоугольного болометрического потока от центральной сферы малого радиуса R_1 с температурой T_{in} (по формуле, аналогичной формуле (2)).

При решении обратной задачи использовался метод Нелдера-Мида для минимизации функционала невязки Δ — взвешенной суммы квадратов отклонений наблюдаемой кривой блеска от теоретической [30].

Решение обратной задачи проводилось перебором по двум свободным параметрам. При фиксированном значении q проводилась минимизация функционала невязки по всем остальным параметрам; затем параметр q изменялся и процедура минимизации повторялась. В итоге получалась зависимость минимальной невязки Δ_{min} от параметра q . По минимуму невязки выбиралось оптимальное значение q . Такая же процедура проводилась и для нахождения оптимального значения наклона орбиты i . При этом, чтобы при минимизации избежать попадания в локальный минимум функционала невязки, бралось много (несколько десятков) начальных приближений для остальных свободных параметров. Ввиду того, что в кривых блеска Sco X-1, полученных в программе Кеплер (K2), помимо случайных ошибок имеются систематические ошибки [14], использование статистики χ^2 и оценка доверительных интервалов для параметров не вполне обоснованы. Поэтому мы приводим оптимальные значения свободных параметров без указания их ошибок.

При интерпретации кривых блеска использовалась следующая процедура. Сначала интерпретировалась кривая блеска в нижнем состоянии. Прогоном по параметру T_{in} определялся набор искомых параметров и выбиралось то оптимальное значение T_{in} , при котором болометрическая светимость центральной сферы малого радиуса R_1 (который определяется при каждом значении T_{in})

равна наблюдаемой рентгеновской светимости L_x системы Sco X-1. В итоге находились оптимальные значения пяти свободных параметров q, i, R_1, T_2, R_d , соответствующие найденному значению T_{in} , которое мы обозначим как T_1 . Далее интерпретировались кривая блеска в высоком состоянии и средняя кривая блеска. При этом значение T_1 использовалось в виде начального приближения и считалось нижней границей для T_{in} . В результате минимизации невязки Δ для высокого состояния и средней кривой блеска находились оптимальные значения шести свободных параметров: $q, i, R_1, T_{\text{in}}, T_2, R_d$. Радиус оптической звезды R_v определяется значениями найденного q и принятой величиной степени заполнения полости Роша оптической звездой, $\mu = 0.38$.

Как показали расчеты, значения R_1 , найденные для низкого и высокого состояний и для средней кривой блеска, различаются мало. Поэтому мы для обоих состояний и для средней кривой использовали одно и то же значение R_1 . В то же время температуры T_{in} существенно меняются при переходе от низкого к высокому состоянию; соответственно, меняется и болометрическая светимость $L_{\text{bol}}^c = 4\pi R_1^2 \sigma T_{\text{in}}^4$ центральной сферы малого радиуса R_1 , которая обеспечивает рентгеновский прогрев звезды и диска. Светимость L_{bol}^c можно сравнить с наблюдаемой рентгеновской светимостью L_x системы Sco X-1, которая меняется от эпохи к эпохе от 6×10^{36} до 1.2×10^{38} эрг/с (см., напр., каталог [2]).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В предположении, что степень заполнения оптической звездой своей полости Роша $\mu = 0.38$ и считая μ постоянной величиной, мы провели минимизацию невязок Δ между наблюдаемыми и теоретическими кривыми блеска для средней кривой и в двух состояниях системы Sco X-1 и нашли оптимальные значения свободных параметров модели для каждого из трех вариантов кривых. Значение параметра T_1 (равного параметру T_{in} для низкого состояния) принималось равным 1.59×10^6 К, что соответствует болометрической светимости $L_{\text{bol}}^c = 8.3 \times 10^{37}$ эрг/с центральной сферы радиуса R_1 . Это близко к наблюдаемой рентгеновской светимости Sco X-1.

На рис. 1 приведена соответствующая компьютерная модель системы, а на рис. 2 в качестве примера дана наблюдаемая кривая блеска в нижнем состоянии с наложенной на нее теоретической кривой.

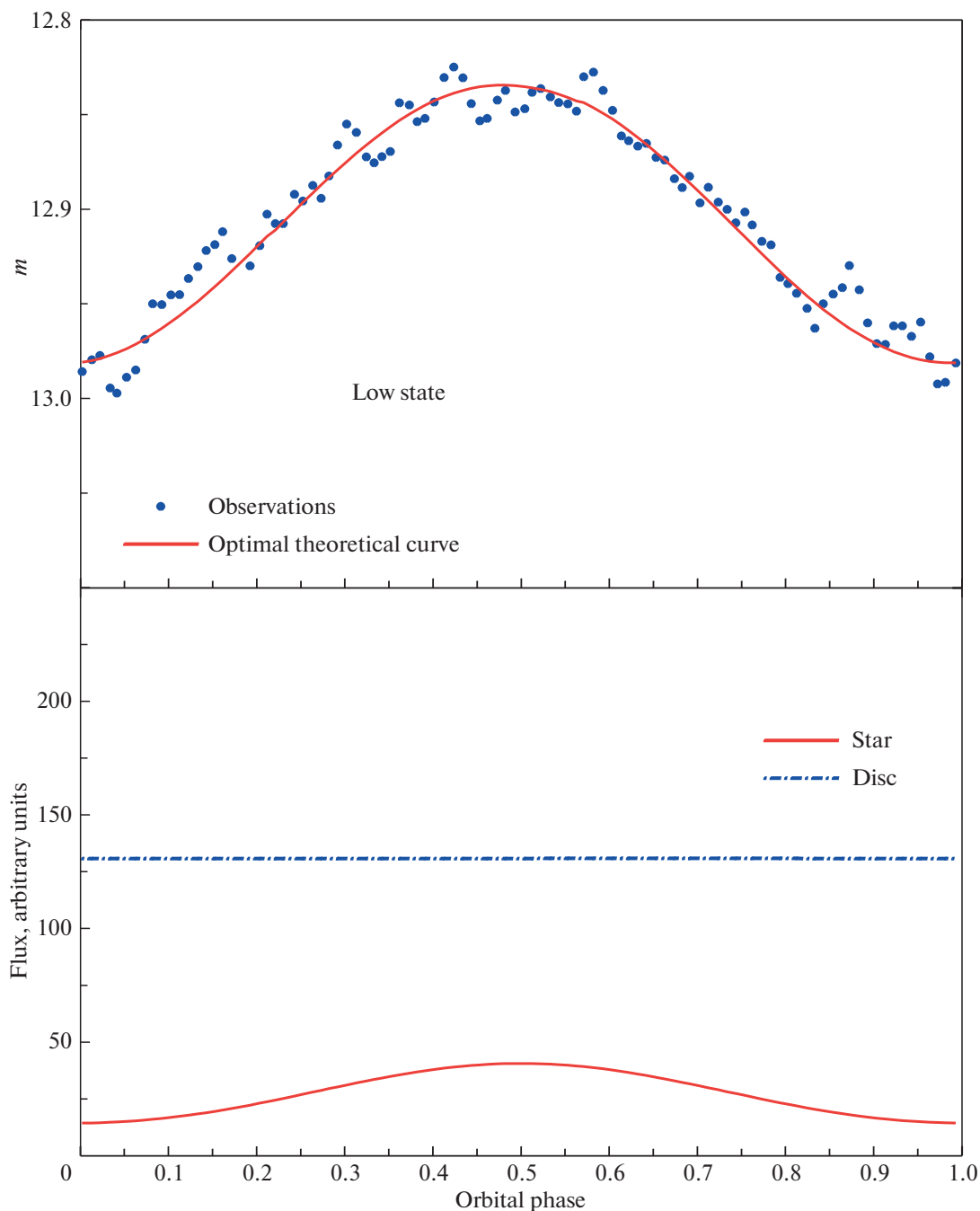


Рис. 2. Наблюдаемая кривая блеска в низком состоянии системы с наложенной на нее теоретической кривой (вверху) и восстановленные в результате решения обратной задачи кривые блеска оптической звезды (“эффект отражения”) и аккреционного диска для системы Sco X-1 (внизу).

Видно, что наблюдаемая и теоретическая кривые согласуются между собой, хотя в некоторых частях кривой блеска имеются заметные расхождения. Это связано со сложными физическими процессами в системе Sco X-1, которые не учитываются нашей простой математической моделью.

В табл. 1 приведены результаты решения обратной задачи. Из этой таблицы, а также из рис. 1,

описывающего модель системы, видно, что радиус аккреционного диска в модели неполного заполнения оптической звездой своей полости Роша получается весьма малым $R_d = 0.08a_0 = 0.35R_\odot$ (здесь a_0 — радиус относительной орбиты системы). Это примерно в три раза меньше, чем в случае полного заполнения звездой своей полости Роша ($\mu = 1$, см. [23]).

Таблица 1. Оптимальные значения параметров Sco X-1, вычисленные в ходе решения обратной задачи интерпретации кривых блеска, в нижнем и верхнем состояниях, а также для средней кривой блеска

Параметр	Низкое состояние	Средняя кривая	Высокое состояние
T_v , К	2725 ± 350	2685 ± 200	2820 ± 280
$\langle T_{\text{warm}} \rangle$, К	16 825	19 770	22 525
R_d , ξ	0.115 ± 0.001	0.126 ± 0.001	0.126 ± 0.001
R_d , a_0	0.0709 ± 0.0001	0.0780 ± 0.0002	0.0780 ± 0.0003
T_{in} , К	1593130 ± 3600	1932695 ± 2500	2211080 ± 4700
T_{out} , К	40295 ± 80	39360 ± 50	50380 ± 100
α_g	0.737 ± 0.002	0.749 ± 0.004	0.737 ± 0.002
χ^2	299	345	506

Примечание. Оптическая звезда частично заполняет свою полость Роша ($\mu = 0.38$). Приведены: эффективная температура звезды-донора T_v , средняя температура донора на прогретой части $\langle T_{\text{warm}} \rangle$, радиус диска R_d в единицах ξ (см. ниже) и a_0 , средняя температура внутренней части диска T_{in} , температура диска на внешней границе T_{out} , параметр α_g , определяющий распределение температуры вдоль радиуса диска в соответствии с уравнением (1). Параметры синтетических кривых блеска вычислялись при фиксированных предварительно найденных значениях следующих параметров: отношение масс $q = M_x/M_v = 3.5$, наклонение орбиты $i = 21.5^\circ$, средний радиус оптической звезды $\langle R_2 \rangle = 0.0983a_0$, эксцентриситет диска $e = 0.01$, азимут периастра диска $\alpha_e = 110^\circ$, расстояние между внутренней точкой Лагранжа L_1 и центром масс нейтронной звезды $\xi = 0.6255a_0$, формальный радиус компактного объекта $R_l = 0.00044549a_0 = 0.00071221\xi$. Температура вещества в окрестности радиуса R_l в низком состоянии $T_l = 1.59 \times 10^6$ К, угол раскрытия диска $\beta_d = 3.2^\circ$. Было принято, что звездная величина в белом свете 12.7^m соответствовала потоку в условных единицах $F_{12.7} = 2.3573 \times 10^{-9}$.

Эту особенность нашей математической модели легко понять. Из-за относительно малого радиуса оптической звезды она перехватывает значительно меньшую долю рентгеновского потока по сравнению со случаем $\mu = 1$. Чтобы обеспечить оптимальное соотношение между оптической светимостью прогретой звезды и аккреционного диска (также прогреваемого рентгеновским излучением), необходимо уменьшить долю рентгеновского потока центрального источника, перехватываемую аккреционным диском. Форма поверхности диска квазипараболическая с нарастающей наружу толщиной. Поэтому для уменьшения доли рентгеновского потока, перехватываемого диском, достаточно уменьшить его радиус. Таким образом, малый радиус аккреционного диска в случае $\mu = 0.38$ находит естественное математическое обоснование. Легко получить и физическое обоснование малого значения радиуса аккреционного диска при $\mu = 0.38$. Аккреция на релятивистский объект в данном случае осуществляется из индуцированного звездного ветра оптической звезды. Как следует из теории аккреции [31], образование аккреционного диска из звездного ветра осуществляется внутри области с радиусом, равным радиусу гравитационного захвата вещества ветра релятивистским объектом (радиусом Бонди):

$$R_B = \frac{2GM_x}{v_w^2 + v_{\text{orb}}^2}, \quad (3)$$

где M_x — масса релятивистского объекта, v_w — скорость ветра вблизи релятивистского объекта, v_{orb} — орбитальная скорость релятивистского объекта.

Для оценки v_w примем во внимание, что, как показывают наблюдения (см., напр., [32]), предельные скорости звездных ветров v_∞ , разгоняемых давлением радиации в линиях для звезд спектральных классов О–В, примерно равны удвоенным значениям скоростей убегания v_{esc} с поверхностей звезд. В нашем случае при $M_v \simeq 0.4M_\odot$ и $R_v \simeq 0.4R_\odot$ вторая космическая скорость $v_{\text{esc}} = 616$ км/с, и можно принять $v_\infty = 2v_{\text{esc}} = 1232$ км/с. Поскольку релятивистский объект находится на расстоянии от оптической звезды, на порядок превышающем ее радиус, можно положить для скорости ветра вблизи релятивистского объекта значение $v_w \simeq 1200$ км/с. Учитывая возможное торможение звездного ветра давлением радиации при поглощении мягкого компонента рентгеновского излучения в ветре, примем, как нижнюю границу для величины v_w , значение 600 км/с, примерно равное скорости убегания с поверхности звезды. Таким образом, для величины v_w имеем значение $v_w = 600$ –1200 км/с.

Легко получить и оценку скорости орбитального движения релятивистского объекта v_{orb} . Для этого используем нижнюю границу лучевой скорости оптической звезды, определяемую полуам-

плитудой лучевых скоростей, найденных по эмиссионным линиям Боуэна, $K_v \approx 74.9$ км/с. При наклонении орбиты $i = 22^\circ$ (см. табл. 1) и отношении масс компонентов $q = \frac{M_x}{M_v} = 3.5$ нахо-

дим, что величина v_{orb} менее 100 км/с, что на порядок меньше скорости звездного ветра. Поэтому влияние орбитального движения релятивистского объекта на величину радиуса Бонди R_B незначительно.

Подставляя в формулу (3) $M_x = 1.4M_\odot$ и $v_w = 600$ – 1200 км/с, находим $R_B = 1.48R_\odot$ для $v_w = 600$ км/с и $R_B = 0.37R_\odot$ для $v_w = 1200$ км/с. Таким образом, в согласии с теорией аккреции [31], аккреционный диск с радиусом $R_d = 0.35R_\odot$, найденным в результате нашего моделирования, лежит внутри области ветра, ограниченной радиусом Бонди. Можно заключить, что малый радиус аккреционного диска в нашей модели находит как математическое, так и физическое обоснование.

Необходимо отметить, что при аккреции из звездного ветра, в зависимости от величины захваченного релятивистским объектом углового момента аккрецирующего вещества, может реализоваться как дисковый, так и сферический режим аккреции [33, 34].

Мы в нашей модели ограничиваемся рассмотрением случая дисковой аккреции. Рассмотрение режима сферической аккреции при моделировании оптических кривых блеска Sco X-1 представляет собой отдельную интересную задачу, решение которой выходит за рамки нашей статьи.

На рис. 3 приведены зависимости невязок Δ , минимальных по всем параметрам, кроме одного, от параметров q и i . Видна заметная зависимость невязок Δ от этих параметров, что позволяет по минимуму невязки выбрать оптимальные значения $q = 3.5$, $i = 22^\circ$. Значение $q = 3.5$ близко к значению $q = 3.6$, найденному нами ранее для случая полного заполнения полости Роша оптической звездой [23]. Заметная чувствительность невязок к изменению параметра q в данном случае связана с тем, что степень заполнения полости Роша звездой μ считается постоянной величиной. Изменение q приводит к изменению размеров полости Роша и, соответственно, изменению радиуса оптической звезды, от которого зависит доля рентгеновского излучения, перехватываемого звездой. Значение наклонения орбиты $i = 22^\circ$ несколько отличается от величины i , найденной для случая полного заполнения полости Роша звездой ($i \approx 30^\circ$). Это связано с различием температурного распределения по поверхностям сферической и грушевидной звезды при рентгеновском прогреве. Кроме того, мы использовали

более высокое значение температуры $T_1 = 1.59 \times 10^6$ К.

На рис. 4 приведено распределение температуры по прогретой части оптической звезды. Температура в среднем максимальна для высокого состояния ($T = 48\,000$ К– $34\,000$ К) и минимальна для низкого состояния ($T = 33\,000$ – $24\,000$ К). Это коррелирует с температурой центральных частей аккреционного диска T_{in} , которая составляет 1.59×10^6 К, 1.95×10^6 К и 2.2×10^6 К для низкого состояния, для средней кривой и высокого состояния. Поскольку радиус $R_1 = 0.00045a_0 = 1.35 \times 10^8$ см (см. табл. 1), болометрическая светимость центральных частей аккреционного диска составляет 8.3×10^{37} , 1.9×10^{38} и 3.1×10^{38} эрг/с для низкого состояния, для средней кривой и высокого состояния, что близко к наблюдаемому диапазону изменения рентгеновской светимости Sco X-1. Светимость L_x для средней кривой блеска и для высокого состояния несколько превышает эддингтоновский предел для нейтронной звезды с массой $1.4M_\odot$. Поскольку наша работа носит в значительной степени методический характер, мы будем считать это различие малосущественным.

Температура невозмущенной оптической звезды составляет ≈ 2700 К, ее болометрическая светимость $L_{bol}^c = 3 \times 10^{31}$ эрг/с, что характерно для звезды главной последовательности массой $\approx 0.4M_\odot$, и радиусом $0.4R_\odot$.

На рис. 2 приведены восстановленные в результате решения обратной задачи кривые блеска оптической звезды и аккреционного диска для низкого состояния. Видно, что, как и в случае полного заполнения оптической звездой своей полости Роша, оптическая светимость диска в 5–6 раз больше средней светимости прогретой звезды. При переходе от низкого состояния к высокому и светимость звезды, и светимость диска возрастают. Относительно высокая оптическая светимость аккреционного диска объясняет то, что линии поглощения оптической звезды не видны в суммарном спектре системы.

При значениях $i = 22^\circ$ и $q = 3.5$ из нижнего предела функции масс оптической звезды $f_v(M) = 0.034M_\odot$, вычисленной с использованием полуамплитуды лучевых скоростей $K_v = 74.9$ км/с, определенной по эмиссионным линиям Боуэна, получаем нижний предел для массы релятивистского объекта $M_x = 1.13M_\odot$. Чтобы получить массу релятивистского объекта, равную стандартной массе нейтронной звезды $1.4M_\odot$, нужно увеличить полуамплитуду лучевых скоростей с 74.9 км/с до 80.4 км/с, т.е. в 1.074 раза.

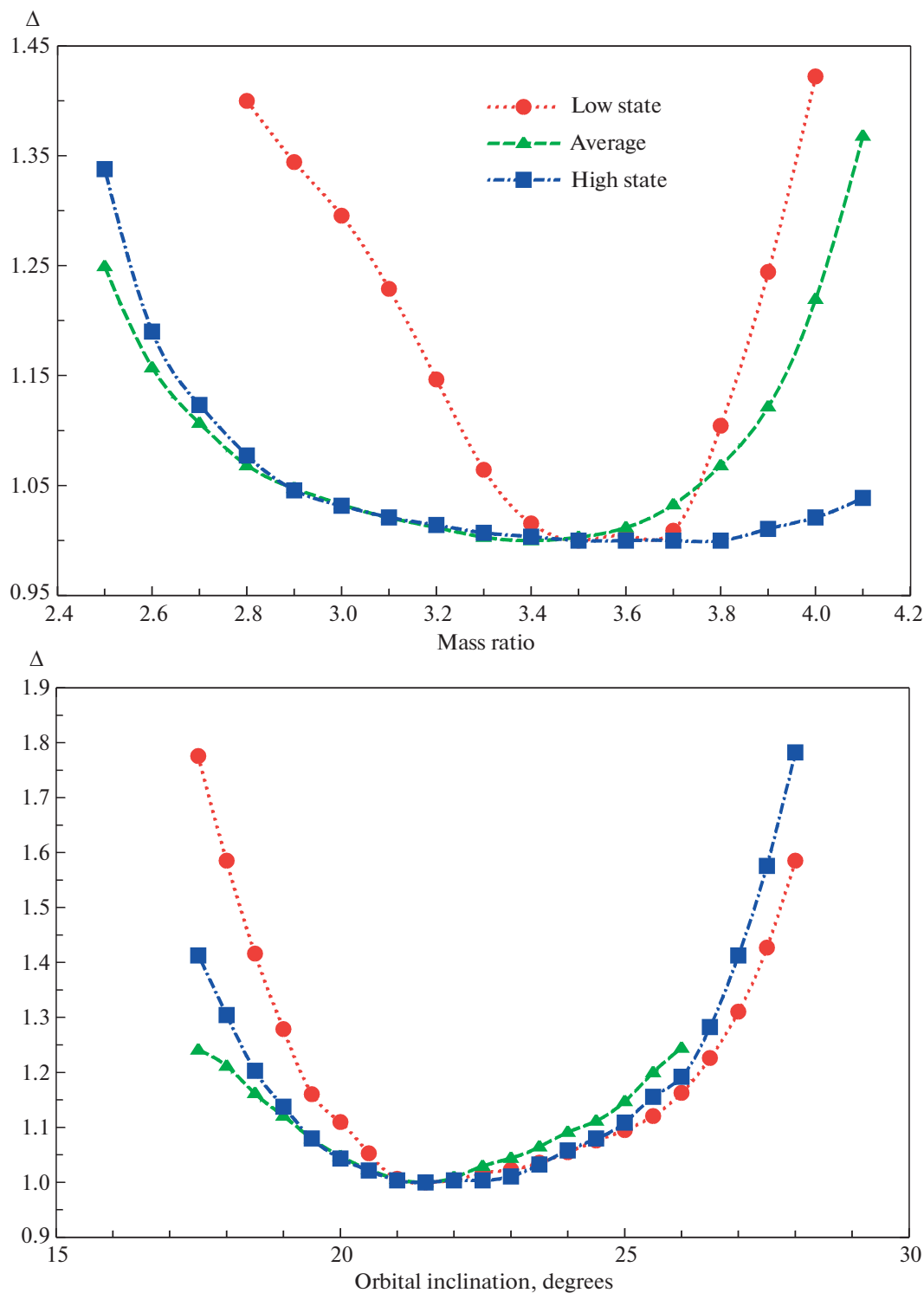


Рис. 3. Зависимость невязок, минимальных по всем параметрам, кроме одного, от параметров q и i .

Следовательно, при $M_x = 1.4M_\odot$ область формирования эмиссионных линий Боуэна НIII/СIII смещена от центра масс оптической звезды в сторону точки Лагранжа L_1 на величину

$\Delta a_v = 0.074a_v$, где a_v – радиус абсолютной орбиты оптической звезды. Величина $a_v = 3.42R_\odot$ (при $a = a_v + a_x = 4.4R_\odot$ и $q = \frac{a_v}{a_x} = 3.5$). Таким обра-

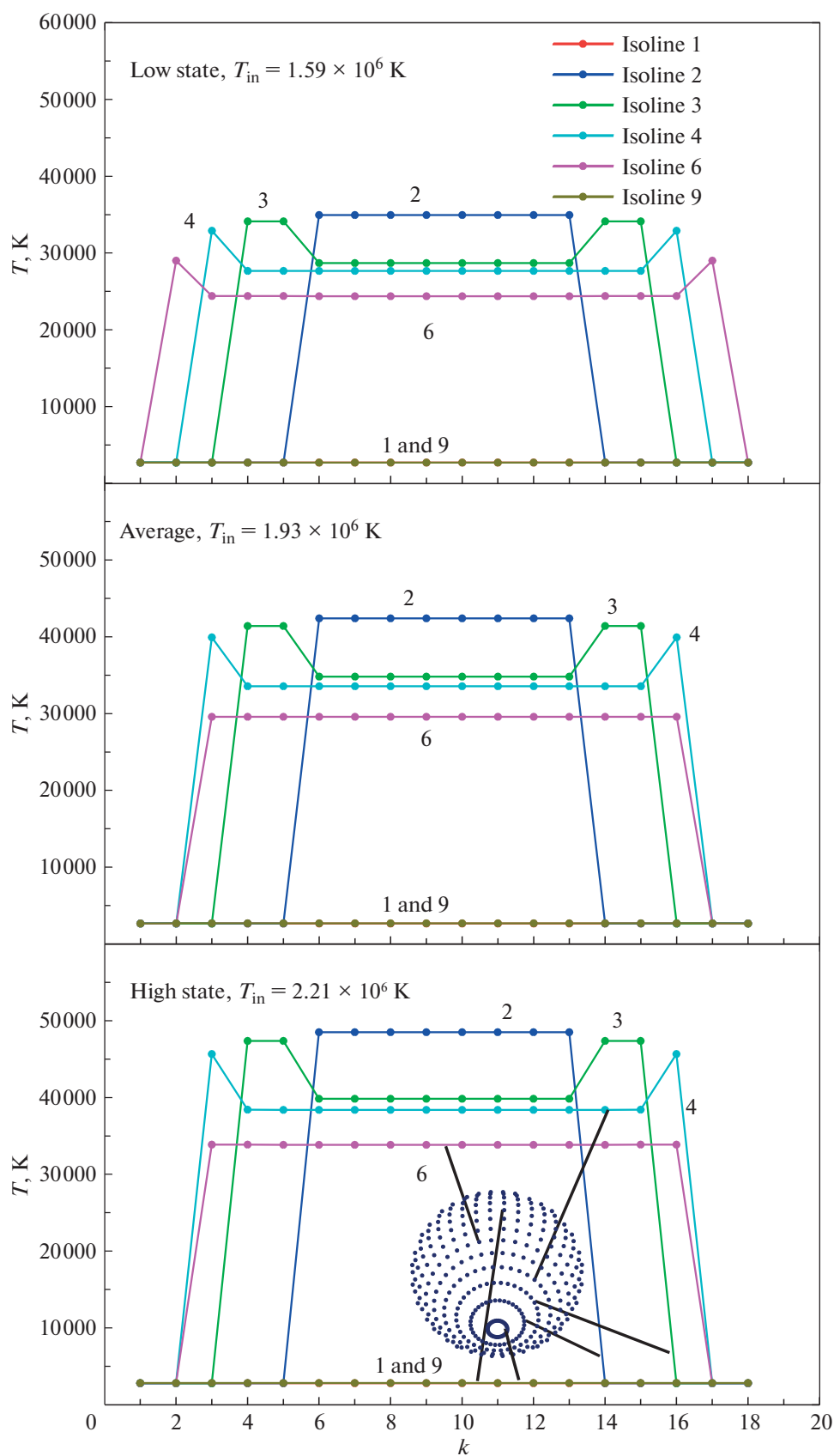


Рис. 4. Распределение температуры по прогретой части оптической звезды для нижнего и верхнего состояний, а также для средней кривой блеска.

зом, смещение $\Delta a_v = 0.25R_\odot$. При радиусе оптической звезды $0.4R_\odot$ смещение $0.25R_\odot$ соответствует областям поверхности оптической звезды, не сильно отклоняющимся от терминатора, вблизи которого температура составляет около 3000 К. Температура здесь $\sim 10^4$ К, что недостаточно для формирования эмиссионных линий Боуэна NIII/CIII. Если принять массу нейтронной звезды $M_x = 1.6M_\odot$, то $\Delta a_v = 0.42R_\odot \approx R_v$. В этом случае область формирования эмиссионных линий Боуэна лежит в точке поверхности прогретой части звезды, ближайшей к релятивистскому объекту, где температура составляет 33 000–48 000 К, что благоприятствует формированию эмиссионных линий Боуэна. Но размер этой области сравнительно мал. При массе $M_x = 1.5M_\odot$ имеем $\Delta a_v = 0.34R_\odot < R_v$. В этой области и температура поверхности прогретой части звезды, и размер области формирования эмиссионных линий Боуэна оптимальны.

Замечательно то, что ввиду малого радиуса оптической звезды в нашем моделировании удастся оценить массу нейтронной звезды $M_x = 1.5M_\odot$, причем с хорошей точностью. Например, значение $M_x = 1.7M_\odot$ отвергается, поскольку в этом случае $\Delta a_v = 0.5R_\odot$, что больше радиуса оптической звезды $R_v = 0.4R_\odot$. В данном случае зона формирования эмиссионных линий Боуэна лежит далеко за пределами поверхности оптической звезды, что физически нереалистично.

Следует отметить, что эти рассуждения верны лишь в том случае, если эмиссионные линии Боуэна формируются вблизи фотосферы звезды, где температурная инверсия (типа той, которая имеет место в солнечной хромосфере) отсутствует. В пользу формирования линий Боуэна вблизи фотосферы звезды свидетельствует относительная узость этих линий.

Поскольку мы исследуем оптические кривые блеска (Рэлей-Джинсовская область спектра по сравнению с рентгеновским диапазоном), при переходе от низкого состояния к высокому изменение оптической светимости звезды и диска должно быть пропорционально изменению температуры T_{in} , которая меняется от 1.59×10^6 К до 2.2×10^6 К, т.е. примерно в 1.4 раза. Это согласуется с наблюдаемой величиной изменения среднего блеска системы Sco X-1, которая составляет около 0.4^m .

Наблюдаемая амплитуда оптических кривых блеска Sco X-1 в низком и высоком состояниях (и для средней кривой блеска) остается примерно постоянной (около 0.15^m) ввиду того, что она определяется двумя компонентами системы: вкладом переменного излучения прогретой звез-

ды и почти постоянным вкладом яркого аккреционного диска.

Таким образом, удастся непротиворечиво описать наблюдаемые оптические кривые блеска Sco X-1 в трех состояниях в рамках двух моделей: модели полного заполнения звездой своей полости Роша [23] и в модели частичного заполнения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы выполнили интерпретацию уникальных оптических кривых блеска системы Sco X-1 — первого открытого рентгеновского источника, расположенного за пределами Солнечной системы. Интерпретация выполнена с учетом сильного рентгеновского прогрева оптической звезды и аккреционного диска в модели, когда оптическая звезда не полностью заполняет свою полость Роша ($\mu = 0.38$) и является звездой главной последовательности без избытка радиуса и светимости.

В модели частичного заполнения оптической звездой своей полости Роша мы получили следующие результаты:

1. Главный результат — показано, что оптические кривые блеска системы Sco X-1 могут быть непротиворечиво описаны в рамках такой, казалось бы, необычной модели. Это подкрепляет результаты работ [24, 26, 35], где показано, что даже в случае неполного заполнения оптической звездой своей полости Роша в рентгеновской двойной системе индуцированный сильным рентгеновским прогревом звездный ветер оптической звезды может питать эффективную аккрецию вещества на релятивистский объект.

2. Отношение масс компонентов $q = \frac{M_x}{M_v} \simeq 3.5$, наклонение орбиты системы $i \simeq 22^\circ$. Эти значения q , i не сильно отличаются от значений параметров, найденных в модели полного заполнения полости Роша оптической звездой [23]: $q \simeq 3.6$, $i \simeq 30^\circ$.

3. При принятом радиусе оптической звезды $R_2 \simeq 0.4R_\odot$ полученная в результате решения обратной задачи масса звезды $M_v = 0.4M_\odot$. Это свидетельствует о том, что звезда принадлежит главной последовательности.

4. Температура невозмущенной оптической звезды $T = 2700$ К, ее болометрическая светимость $\approx 3 \times 10^{31}$ эрг/с (соответствует массе $0.4M_\odot$ для звезды главной последовательности).

5. Масса нейтронной звезды $M_x = (1.5 \pm 0.1)M_\odot$. Значения $M_x > 1.7M_\odot$ могут быть отвергнуты, поскольку в этом случае зона формирования узких эмиссионных линий Боуэна NIII/CIII лежит вне тела оптической звезды. За-

метим, что поскольку эти линии узкие, то они, скорее всего, формируются вблизи прогретой фотосферы оптической звезды, а не в протяженной “короне” с инверсным распределением температуры.

6. В оптическом излучении системы доминирует вклад прогретого рентгеном аккреционного диска (его светимость в 5–6 раз больше средней светимости звезды). Это объясняет невидимость линий поглощения звезды в суммарном спектре системы.

7. Найденный нами радиус аккреционного диска $R_d = 0.35R_\odot$ в три раза меньше радиуса диска в модели с полным заполнением оптической звездой своей полости Роша. Этот красивый результат согласуется с моделью аккреции из звездного ветра, в которой радиус аккреционного диска должен быть порядка радиуса Бонди. Этот радиус при $M_x = 1.4M_\odot$ и скорости индуцированного рентгеновским прогревом звездного ветра ~ 1000 км/с должен быть значительно меньше радиуса полости Роша нейтронной звезды.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят А.В. Тутукова за полезные обсуждения.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа поддержана грантом РНФ 17-12-01241 (А.М. Черепашчук), а также научной и образовательной школой МГУ им. М.В. Ломоносова “Фундаментальные и прикладные космические исследования”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 439 (1962).
2. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Y. Shugarov, *Highly evolved close binary star* (Amsterdam: Gordon and Breach, 1996).
3. G. Hasinger and M. van der Klis, *Astron. and Astrophys.* **225**, 79 (1989).
4. S. D. Vrtilek, W. Penninx, J. C. Raymond, F. Verbunt, P. Hertz, K. Wood, W. H. G. Lewin, and K. Mitsuda, *Astrophys. J.* **376**, 278 (1991).
5. H. V. Bradt, L. L. E. Braes, W. Forman, J. E. Hesser, et al., *Astrophys. J.* **197**, 443 (1975).
6. C. R. Canizares, G. W. Clark, F. K. Li, G. T. Murthy, et al., *Astrophys. J.* **197**, 457 (1975).
7. D. E. Mook, R. J. Messina, W. A. Hiltner, R. Belian, et al., *Astrophys. J.* **197**, 425 (1975).
8. T. Augsteijn, K. Karatasos, M. Papadakis, G. Paterakis, et al., *Astron. and Astrophys.* **265**, 177 (1992).
9. B. J. McNamara, T. E. Harrison, R. T. Zavala, E. Galvan, et al., *Astron. J.* **125**, 1437 (2003).
10. T. Muñoz-Darias, I. G. Martinez-Pais, J. Casares, V. S. Dhillon, T. R. Marsh, R. Cornelisse, D. Steeghs, and P. A. Charles, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **379**, 1637 (2007).
11. E. W. Gottlieb, E. L. Wright, and W. Liller, *Astrophys. J.* **195**, L33 (1975).
12. A. P. Cowley and D. Crampton, *Astrophys. J.* **201**, L65 (1975).
13. J. I. Katz, *Astron. and Astrophys.* **39**, 241 (1975).
14. R. I. Hynes, B. E. Schaefer, Z. A. Baum, Ching-Cheng Hsu, M. L. Cherry, and S. Scaringi, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **459**, 3596 (2016).
15. D. K. Galloway, S. Premachandra, D. Steeghs, T. Marsh, J. Casares, and R. Cornelisse, *Astrophys. J.* **781**, 14 (2014).
16. A. M. Cherepashchuk, Y. N. Efremov, N. E. Kurochkin, N. I. Shakura, and R. A. Sunyaev, *Inform. Bull. Var. Stars* № 720, 1 (1972).
17. V. M. Lyutyi, R. A. Sunyaev, and A. M. Cherepashchuk, *Soviet Astron.* **17**, 1 (1973).
18. D. V. Bisikalo, *Astrophys. Space Sci.* **296**, 391 (2005).
19. V. V. Lukin, K. L. Malanchev, N. I. Shakura, K. A. Postnov, V. M. Chechetkin, and V. P. Utrobin, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 2934 (2017).
20. T. S. Khruzina, *Astron. Rep.* **55**, 425 (2011).
21. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Yu. Shugarov, A. M. Tatarnikov, M. A. Burlak, and N. I. Shatsky, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **483**, 1067 (2019).
22. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Yu. Shugarov, A. M. Tatarnikov, and A. I. Bogomazov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **490**, 3287 (2019).
23. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **508**, 1389 (2021).
24. M. M. Basko and R. A. Sunyaev, *Astrophys. Space Sci.* **23**, 117 (1973).
25. I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova, *Astrophys. J.* **486**, 955 (1997).
26. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* **46**, 765 (2002).
27. N. I. Shakura and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **500**, 33 (1973).
28. R. E. Wilson and E. J. Devinney, *Astrophys. J.* **166**, 605 (1971).
29. L. B. Lucy, *Zeitschrift für Astrophysik* **65**, 89 (1967).
30. D. M. Himmelblau, *Applied Nonlinear Programming* (New York: McGraw-Hill, 1972).
31. P. I. Kolykhalov and R. A. Sunyaev, *Soviet Astron. Letters* **6**, 357 (1980).
32. C. de Jager, *The brightest stars* (Dordrecht: D. Reidel, 1980).
33. A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev, *Soviet Astron. Letters* **1**, 73 (1975).
34. N. Shakura, K. Postnov, A. Kochetkova, and L. Hjalmarsdotter, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **420**, 216 (2012).
35. I. Iben, Jr., A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, *Astrophys. J. Suppl.* **100**, 233 (1995).