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

© 2022 г. А. М. Черепащук<sup>1,\*</sup>, Т. С. Хрузина<sup>1,\*\*</sup>, А. И. Богомазов<sup>1,\*\*\*</sup>

<sup>1</sup> 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 удается 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  $T_v = 2700$  K, радиус этой звезды  $R_v = 0.4R_{\odot}$ , ее болометрическую светимость  $3 \times 10^{31}$  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  $\approx 2$  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 избыток цвета  $E(B-V) \simeq 0.30^m$  (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 вспышечной 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  $0.4 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год в горизонтальной ветви до  $1.1 \times 10^{-8} M_{\odot}$ /год во вспышечной 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 поярчаний 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 наклонением орбиты [13].

Космическая обсерватория Кеплер во время миссии К2 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 (К2) 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 (К2) в высоком и низком состояниях в приближении синусоидальной переменности практически не

различаются и составляют ≈0.15<sup>™</sup>. Различие средних значений блеска в высоком и низком состоя-

# ниях 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 (К2) 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:  $R_v \simeq 1.25R_{\odot}$ ,  $L_{\rm bol} = (2.1-4.6) \times 10^{32}$  эрг/с,  $M_v \simeq 0.4M_{\odot}$ . Наклонение орбиты системы *i* и от-

ношение масс компонентов  $q = \frac{M_x}{M_v} (M_x \text{ и } M_v - M_x)$  массы нейтронной и оптической звезд соответственно) получились следующие:  $i = 30^{\circ}(25^{\circ}-34^{\circ})$ , q = 3.6(3.5-3.8). 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 ( $L_{\rm max}^x/L_{\rm opt} \simeq 500$ ) 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 ( $\lambda_{average} \simeq 5000$  Å,  $\delta\lambda \simeq 1500$  Å) 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  $M_v \approx 0.4 M_{\odot}$ . 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  $M_x = 1.4 M_{\odot}$ , 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 µ  $\simeq 0.4$ . 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  $R_{\rm d}$ , радиус малой сферы с постоянной температурой  $R_1$ , расположенной в центре аккреционного диска и аппроксимирующей модель центрального рентгеновского источника, температура поверхности этой сферы T<sub>in</sub>. Параметры R<sub>l</sub> и T<sub>in</sub> входят в распределение температуры по поверхности аккреционного диска, предсказываемое стандартной теорией дисковой аккреции [27],

$$T(r) = T_{\rm in} \left(\frac{R_{\rm l}}{r}\right)^{\alpha_{\rm g}},\tag{1}$$

где  $\alpha_{\rm g}=0.75$  в случае стационарного диска.

Ввиду неопределенности физической модели центрального рентгеновского источника мы используем такой феноменологический подход, при котором параметры R<sub>i</sub> и T<sub>in</sub>, 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<sub>in</sub> получается существенно меньше 107 К. Однако, поскольку для расчета эффекта отражения в континууме нам необходима лишь болометрическая светимость центрального источника, мы будем использовать величины  $R_1$  и  $T_{in}$ , найденные в процессе решения нашей обратной

задачи. Болометрическая светимость L<sup>c</sup><sub>bol</sub> центральной сферы вычисляется в предположении о планковском спектре излучения по формуле  $L_{\rm bol}^{\rm c} = 4\pi R_{\rm l}^2 \sigma T_{\rm in}^4$ . Величину  $L_{\rm bol}^{\rm c}$  можно считать соответствующей наблюдаемой рентгеновской светимости  $L_v$  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  $R_{\rm l}$  с температурой  $T_{\rm in}$ . Потоки 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<sub>1</sub> с температурой T<sub>in</sub>. Температура каждой элементарной площадки на прогретой части оптической звезды вычисляется путем сложения болометрического потока от невозмущенной звезды  $\sigma T_v^4$  с ПАРАМЕТРЫ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ

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

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

где *Т* – это результирующая температура площад-

ки,  $F_x^{\text{bol}}$  – падающий болометрический рентгеновский поток,  $T_v$  – это температура невозмущенной площадки на звезде,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана. Температурное распределение на невозмущенном рентгеновским 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 косого болометрического потока от центральной сферы малого радиуса  $R_l$  с температурой  $T_{\text{in}}$  (по формуле, аналогичной формуле (2)).

При решении обратной задачи использовался метод Нелдера-Мида для минимизации функционала невязки  $\Delta$  — 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  $\Delta_{\min}$  от параметра q. По минимуму невязки выбиралось оптимальное значение q. Такая же процедура проводилась и для нахождения оптимального значения наклонения 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 (К2), помимо случайных ошибок имеются систематические ошибки [14], использование статистики  $\chi^2$  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  $R_{I}$ (который определяется при каждом значении  $T_{in}$ )

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 4 2022

равна наблюдаемой рентгеновской светимости L<sub>x</sub> системы Sco X-1. В итоге находились оптимальные значения пяти свободных параметров  $q, i, R_{\rm I}$ ,  $T_2$ ,  $R_d$ , 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<sub>in</sub>. В результате минимизации невязки  $\Delta$  лля высокого состояния и средней кривой блеска находились оптимальные значения шести свободных параметров: q, i, R<sub>1</sub>, T<sub>in</sub>, T<sub>2</sub>, R<sub>d</sub>. Радиус оптической звезды R, 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  $L_{bol}^c = 4\pi R_1^2 \sigma T_{in}^4$  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  $6 \times 10^{36}$  до  $1.2 \times 10^{38}$  эрг/с (см., напр., каталог [2]).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В предположении, что степень заполнения оптической звездой своей полости Роша  $\mu = 0.38$  и считая  $\mu$  постоянной величиной, мы провели минимизацию невязок  $\Delta$  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  $1.59 \times 10^6$  K, что соответствует болометрической светимости  $L_{bol}^c = 8.3 \times 10^{37}$  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]).

Параметр	Низкое состояние	Средняя кривая	Высокое состояние
<i>T</i> <sub>v</sub> , K	$2725\pm350$	$2685 \pm 200$	$2820\pm280$
$\langle T_{\rm warm} \rangle$ , K	16 825	19 770	22 525
$R_{ m d},\xi$	$0.115\pm0.001$	$0.126\pm0.001$	$0.126\pm0.001$
$R_{\rm d}, a_0$	$0.0709 \pm 0.0001$	$0.0780 \pm 0.0002$	$0.0780 \pm 0.0003$
<i>T</i> <sub>in</sub> , K	$1593130 \pm 3600$	$1932695 \pm 2500$	$2211080\pm4700$
$T_{\rm out}$ , K	$40295\pm80$	$39360\pm50$	$50380\pm100$
$lpha_{ m g}$	$0.737 \pm 0.002$	$0.749\pm0.004$	$0.737\pm0.002$
χ <sup>2</sup>	299	345	506

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

Примечание. Оптическая звезда частично заполняет свою полость Роша ( $\mu = 0.38$ ). Приведены: эффективная температура звезды-донора  $T_v$ , средняя температура донора на прогретой части ( $T_{warm}$ ), радиус диска  $R_d$  в единицах  $\xi$  (см. ниже) и  $a_0$ , средняя температура внутренней части диска  $T_{in}$ , температура диска на внешней границе  $T_{out}$ , параметр  $\alpha_g$ , 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 ( $R_2$ ) = 0.0983 $a_0$ , 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  $R_1 = 0.00044549a_0 = 0.00071221\xi$ . Температура вещества в окрестности радиуса  $R_1$  в низком состоянии  $T_1 = 1.59 \times 10^6$  K, угол раскрытия диска  $\beta_d = 3.2^\circ$ . Было принято, что звездная величина в белом свете 12.7<sup>m</sup> 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):

$$R_{\rm B} = \frac{2GM_{\rm x}}{v_{\rm w}^2 + v_{\rm orb}^2},$$
(3)

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 99 № 4 2022

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  $v_{\infty}$ , разгоняемых давлением радиации в линиях для звезд спектральных классов О-В, примерно равны удвоенным значениям скоростей убегания v<sub>esc</sub> с поверхностей звезд. В нашем случае при  $M_{
m v}\simeq 0.4M_{\odot}$  и  $R_{
m v}\simeq 0.4R_{\odot}$  вторая космическая скорость  $v_{\rm esc} = 616$  км/с, и можно принять  $v_{\infty} = 2v_{esc} = 1232$  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  $v_{\rm w} \simeq 1200$  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  $v_{\rm w}$  имеем значение  $v_{\rm w} = 600 -$ 1200 км/с.

Легко получить и оценку скорости орбитального движения релятивистского объекта *v*<sub>orb</sub>. Для этого используем нижнюю границу лучевой скорости оптической звезды, определяемую полуамплитудой 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  $q = \frac{M_x}{M_v} = 3.5$  находим, что величина  $v_{\rm orb}$  менее 100 км/с, что на порядок меньше скорости звездного ветра. Поэтому влияние орбитального движения релятивистского объекта на величину радиуса Бонди  $R_{\rm B}$  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  $\Delta$ , минимальных по всем параметрам, кроме одного, от параметров q и i. Видна заметная зависимость невязок  $\Delta$  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  $T_1 = 1.59 \times 10^6$  K.

На рис. 4 приведено распределение температуры по прогретой части оптической звезды. Температура в среднем максимальна для высокого состояния ( $T = 48\,000$  K $-34\,000$  K) и минимальна для низкого состояния (*T* = 33000-24000 K). Это коррелирует с температурой центральных частей аккреционного диска T<sub>in</sub>, которая составляет  $1.59 \times 10^{6}$  К,  $1.95 \times 10^{6}$  К и  $2.2 \times 10^{6}$  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  $8.3 \times 10^{37}$ ,  $1.9 \times 10^{38}$  и  $3.1 \times 10^{38}$  эрг/с для низкого состояния, для средней кривой и высокого состояния, что близко к наблюдаемому диапазону изменения рентгеновской светимости Sco X-1. Светимость L<sub>x</sub> для средней кривой блеска и для высокого состояния несколько превышает эддингтоновский предел для нейтронной звезды с массой 1.4*M*<sub>.</sub>. Поскольку наша работа носит в значительной степени методический характер, мы будем считать это различие малосущественным.

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

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  $f_v(M) = 0.034 M_{\odot}$ , вычисленной с использованием полуамплитуды лучевых скоростей  $K_v = 74.9$  км/с, определенной по эмиссионным линиям Боуэна, получаем нижний предел для массы релятивистского объекта  $M_x = 1.13 M_{\odot}$ . Чтобы получить массу релятивистского объекта, равную стандартной массе нейтронной звезды  $1.4 M_{\odot}$ , 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  $M_x = 1.4 M_{\odot}$  область формирования эмиссионных линий Боуэна NIII/СIII смещена от центра масс оптической звезды в сторону точки Лагранжа  $L_1$  на величину

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



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

зом, смещение  $\Delta a_v = 0.25 R_{\odot}$ . 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 ~10<sup>4</sup> К, что недостаточно для формирования эмиссионных линий Боуэна NIII/СІІІ. Если принять массу нейтронной звезды  $M_x = 1.6 M_{\odot}$ , то  $\Delta a_y = 0.42 R_{\odot} \approx R_y$ . В этом случае область формирования эмиссионных линий Боуэна лежит в точке поверхности прогретой части звезды, ближайшей к релятивистскому объекту, где температура составляет 33000-48000 К, что благоприятствует формированию эмиссионных линий Боуэна. Но размер этой области сравнительно мал. При массе  $M_x = 1.5 M_{\odot}$  имеем  $\Delta a_{\rm v} = 0.34 R_{\odot} < R_{\rm v}$ . 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 удается 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  $T_{\rm in}$ , которая меняется от  $1.59 \times 10^6$  K до  $2.2 \times 10^6$  K, 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<sup>*m*</sup>) ввиду того, что она определяется двумя компонентами системы: вкладом переменного излучения прогретой звез-

ды и почти постоянным вкладом яркого аккреционного диска.

Таким образом, удается 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  $R_2 \simeq 0.4 R_{\odot}$  полученная в результате решения обратной задачи масса звезды  $M_v = 0.4 M_{\odot}$ . Это свидетельствует о том, что звезда принадлежит главной последовательности.

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

5. Масса нейтронной звезды  $M_x = (1.5 \pm \pm 0.1)M_{\odot}$ . 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  $R_{\rm d} = 0.35 R_{\odot}$  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  $M_x = 1.4 M_{\odot}$  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. Черепащук), 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).
- 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. Augusteijn, 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. Martnez-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).

- 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).
- 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).
- 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).
- 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).
- 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. Syunyaev, 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).