

## ЭВОЛЮЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ SCO X-1 В РАМКАХ МОДЕЛИ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

© 2022 г. А. В. Федорова<sup>1</sup>, \*, А. В. Тутуков<sup>1</sup>, \*\*

<sup>1</sup> Институт астрономии РАН, Москва, Россия

\*E-mail: afed@inasan.ru

\*\*E-mail: atutukov@inasan.ru

Поступила в редакцию 03.07.2022 г.

После доработки 04.08.2022 г.

Принята к публикации 30.08.2022 г.

В рамках модели индуцированного звездного ветра (ИЗВ, ISW) моделируется и теоретически воспроизводится возможная эволюция рентгеновской двойной системы Sco X-1 после формирования в ней нейтронной звезды. Показано, что не выходя за допустимые границы интервала параметров модели ИЗВ, можно воспроизвести характеристики системы, полученные ранее в модели неполного заполнения полости Роша донором — оптической звездой (со степенью заполнения 0.38) путем моделирования оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1. Высокий темп потери массы донором обусловлен его облучением жестким излучением, возникающим при аккреции на нейтронную звезду. В треках, которые представляются наиболее подходящими для эволюции Sco X-1, нами получено такое же значение степени заполнения донором полости Роша (0.38). Согласно результатам наших расчетов, наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования в системе нейтронной звезды не слишком превышает его современную массу  $\sim 0.4 M_{\odot}$  и может быть близким к  $(0.5–0.7) M_{\odot}$ . Отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности в наших расчетах получается близким к 0.5–0.6. Основным смыслом этого параметра в нашей модели — определение захватываемой аккректором доли вещества донора. При таких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$  эта доля достаточно велика, что необходимо для возникновения интенсивного ИЗВ. Однако в реальной системе возможно наличие процессов, увеличивающих эту долю даже при высокой скорости ветра. Тем самым его реальная скорость может быть более высокой, чем скорость, соответствующая полученным нами значениям  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

*Ключевые слова:* тесные двойные системы, Sco X-1, моделирование, индуцированный звездный ветер

DOI: 10.31857/S000462992210005X

### 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]. Система — короткопериодическая, ее орбитальный период составляет 18.9 ч. Шкловский [2] впервые предположил, что Sco X-1 содержит нейтронную звезду (НЗ). Последующие многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., [3]) показали, что Sco X-1 имеет рентгеновский поток на уровне эддингтоновского предела для нейтронной звезды, что позволяет оценить расстояние до Sco X-1 как  $2 \pm 0.5$  кпк. Спутник НЗ (оптическая звезда) является маломассивной звездой и, возможно, принадлежит к звездам главной последовательности (ГП). НЗ аккрецирует вещество спутника, при

этом наблюдаемый рентгеновский поток Sco X-1 предполагает высокий темп обмена массой.

Одно из самых последних детальных исследований этой двойной системы осуществлено А.М. Черепашуком и соавт. [4, 5], которые выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1 в рамках двух моделей. Первая из них предполагает полное заполнение оптической звездой своей полости Роша [4]. В результате моделирования авторами получены результаты, удовлетворяющие имеющимся наблюдательным данным, и найдены оптимальные значения параметров системы, соответствующие данной гипотезе. Сделан вывод, что в рамках этой модели оптическая звезда (донор) с массой  $M_2 \approx 0.4 M_{\odot}$  обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы:  $R_2 \approx 1.25 R_{\odot}$ ,  $L_{\text{bol}} = (2.1–4.6) \times 10^{32}$  эрг/с. Таким

образом, в первой модели донор является мало-массивным субгигантом. По оценке авторов, его начальная масса должна превышать  $0.8 M_{\odot}$ . Аккреция вещества донора на НЗ осуществляется в основном через точку  $L_1$ .

Вторая модель [5] предполагает неполное заполнение оптической звездой своей полости Роша. В этом случае нейтронная звезда аккрецирует вещество интенсивного звездного ветра донора. Авторы указывают, что этот ветер может быть индуцирован сильным прогревом звезды жестким излучением, возникающим при аккреции. В рамках второй модели авторам также удалось непроторечно описать наблюдаемые оптические кривые блеска в нижнем и верхнем состояниях (а также среднюю кривую блеска) и найти оптимальные значения параметров системы. Согласно этой модели, донор системы с массой  $M_2 \approx 0.4 M_{\odot}$  является звездой ГП с радиусом  $R_2 \approx 0.4 R_{\odot}$ . При этом степень заполнения донором своей полости Роша составляет 0.38. Именно к этой второй модели относится наше исследование, предпринятое в предлагаемой статье. Его цель — показать возможность осуществления этой модели.

Приведем здесь другие полученные в [5] значения параметров Sco X-1 и данную в этой работе информацию об этой системе. Нейтронная звезда (аккректор) имеет массу  $M_1 = (1.5 \pm 0.1) M_{\odot}$ . Радиус аккреционного диска в системе относительно мал и составляет  $\sim 0.35 R_{\odot}$ . Наиболее вероятное отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности находится в интервале 1–2. Болومترическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от  $L \approx 6.3 \times 10^{37}$  эрг/с в низком состоянии до  $L \approx 3.1 \times 10^{38}$  эрг/с в высоком состоянии. Средняя кривая соответствует  $L \approx 1.9 \times 10^{38}$  эрг/с. Как отмечают авторы, второе и третье значения несколько превышают эддингтоновский предел для нейтронной звезды.

Авторы работы [5] указывают, что хотя донор системы не заполняет свою полость Роша, но индуцированный звездный ветер, возникающий в результате облучения донора жестким излучением, обусловленным аккрецией на НЗ, может обеспечить наблюдаемые темпы аккреции.

В настоящей статье мы в рамках модели ИЗВ исследуем возможную эволюцию двойной системы Sco X-1 после формирования НЗ с целью определить, при каких параметрах этой модели можно воспроизвести результаты, полученные в работе [5]. Мы используем модель индуцированного звездного ветра для звезд, облучаемых жестким излучением аккрецирующего компактного

спутника, которая была разработана А.В. Тутуковым и соавт. [6, 7] и применена к исследованию эволюции двойных систем с черными дырами звездных масс [7, 8] и нейтронными звездами [9]. Эти исследования действительно показали, что даже при неполном заполнении донором своей полости Роша облучение жестким излучением способно усилить его звездный ветер до интенсивности, приближающейся к эддингтоновскому пределу для компактного аккректора.

Отметим, что предлагались и другие гипотезы, объясняющие повышенную интенсивность потери массы спутником НЗ. Например, в работе [10] предполагается, что в подобных двойных системах может усиливаться магнитный звездный ветер (МЗВ) донора. Мы в нашей работе предполагаем, что параметры МЗВ в исследуемой системе таковы же, как в катаклизмических двойных системах [11]. В этом случае потеря углового момента из системы посредством МЗВ не связана с существенной потерей массы донором.

В разделе 2 данной статьи кратко изложена модель ИЗВ, в разделе 3 описаны результаты численного моделирования, в разделе 4 обсуждается возможное наличие в реальной двойной системе процессов, которые даже при высокой скорости звездного ветра способны увеличить долю вещества этого ветра, захватываемую аккректором.

## 2. МОДЕЛЬ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В данной работе нами используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания индуцированного звездного ветра донора, возникающего при его облучении жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. В статье [6] дано краткое описание вывода формулы для темпа ИЗВ. Повторим здесь этот вывод более подробно. В принятой нами модели предполагается, что  $L_{\text{int}}$  — энергия жесткого излучения аккрецирующей релятивистской звезды, падающая на поверхность донора в единицу времени, тратится на подъем вещества звездного ветра с поверхности донора и на охлаждение короны донора из горячего газа вещества ветра в результате свободно-свободных переходов [12]:

$$L_{\text{int}} = GM_2/R_2 \dot{M}_{\text{ISW}} + L_{\text{cool}}, \quad (1)$$

где  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  — темп ИЗВ,  $L_{\text{cool}}$  — энергия, идущая на охлаждение вещества ветра. С другой стороны,  $L_{\text{int}}$  определяется формулой:

$$L_{\text{int}} = \eta c^2 \dot{M}_{\text{acc}} \frac{R_2^2}{4A^2}, \quad (2)$$

где  $A$  – большая полуось орбиты,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  – темп аккреции на релятивистскую звезду,  $\eta$  – эффективность аккреции: энергия, выделяющаяся при аккреции одного грамма вещества, равна  $\eta c^2$ , где  $c$  – скорость света. При выводе формулы для темпа ИЗВ мы принимали  $\eta = 0.1$ . Вопрос о реальном значении  $\eta$ , которое может отличаться от этой величины, обсуждается ниже, в разделе 3.1. В предположении, что объем короны донора равен объему звезды,  $L_{\text{cool}}$  в единицах [эрг см<sup>3</sup>/с] определяется соотношением [12]:

$$L_{\text{cool}} \approx 10^{-22} n_e^2 \frac{4\pi R_2^3}{3}, \quad (3)$$

где  $n_e$  – электронная плотность в короне донора в [см<sup>-3</sup>].

Выразим  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  через плотность вещества звездного ветра и его скорость:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 4\pi R_2^2 n_e \mu_e m_H v_{\text{ISW}}, \quad (4)$$

где  $m_H$  – масса атома водорода,  $\mu_e$  – число атомов водорода, приходящееся на один электрон. Скорость звездного ветра  $v_{\text{ISW}}$  определяется формулой:

$$v_{\text{ISW}} = \alpha_{\text{ISW}} (2GM_2/R_2)^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь  $\alpha_{\text{ISW}}$  – параметр, равный отношению скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора.

В итоге получаем две основных формулы:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 4\pi R_2^2 n_e \mu_e m_H \alpha_{\text{ISW}} \left(2G \frac{M_2}{R_2}\right)^{1/2}, \quad (6)$$

$$0.1c^2 \frac{R_2^2}{4A^2} \dot{M}_{\text{acc}} = G \frac{M_2}{R_2} \dot{M}_{\text{ISW}} + 10^{-22} n_e^2 4\pi \frac{R_2^3}{3}. \quad (7)$$

Обе формулы содержат электронную плотность  $n_e$ . Если из формулы (6) выразить  $n_e^2$  через  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  и подставить в формулу (7), получим квадратное уравнение для  $\dot{M}_{\text{ISW}}$ . Решение этого уравнения и представляет собой формулу для темпа потери массы донором посредством ИЗВ.

Результирующая формула имеет вид:

$$\dot{M}_{\text{ISW}} = 2.47 \times 10^{-10} f \frac{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^2}{R_2} \times \left[ \left( 1 + 9.53 \times 10^{13} \frac{R_2^4}{\alpha_{\text{ISW}}^2 M_2^3 A^2} \dot{M}_{\text{acc}} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (8)$$

Здесь параметры донора  $M_2$ ,  $R_2$  и большая полуось орбиты  $A$  выражены в солнечных единицах,  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  и  $\dot{M}_{\text{acc}}$  выражены в  $M_{\odot}/\text{год}$ .

Темп аккреции вещества ИЗВ на релятивистскую звезду вычислялся нами с использованием классической формулы Бонди-Хойла:

$$\dot{M}_{\text{acc,ISW}} = \frac{1}{4\alpha_{\text{ISW}}^4} \left( \frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_{\text{ISW}}, \quad (9)$$

где  $M_1$  – масса аккретора. Чем меньше  $\alpha_{\text{ISW}}$ , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором, и тем больше темп аккреции. Причем эта зависимость достаточно сильная, поскольку доля захватываемого вещества обратно пропорциональна  $\alpha_{\text{ISW}}^4$ .

Если донор заполняет полость Роша,  $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc,ISW}} + \dot{M}_{L1}$ , где  $\dot{M}_{L1}$  – темп обмена массой через точку  $L1$ . Если донор не заполняет полость Роша,  $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc,ISW}}$ . Кроме того, в наших расчетах предполагалось, что темп аккреции на релятивистскую звезду ограничен эддингтоновским пределом для аккретора. В случае превышения этого предела в качестве  $\dot{M}_{\text{acc}}$  берется предельное значение, а остальное вещество считается потерянным из системы.

В формулу (8) добавлен коэффициент  $f$  – параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей сравнительно простой модели. В дальнейшем мы будем называть его коэффициентом интенсивности ИЗВ. Чем больше  $f$ , тем сильнее индуцированный звездный ветер.

Не исключена возможность, что при применении данной модели к конкретным системам этот коэффициент может быть больше единицы. Например, в нашей модели доля звездного ветра, захватываемая аккретором, вычисляется с помощью формулы (9), предполагающей сферическую симметрию ветра. Но в реальности из-за концентрации потока к центральной оси системы, соединяющей звезды, аккретор может захватывать в разы больше вещества (этот вопрос подробнее обсуждается ниже, в разделе 4). В результате интенсивность ИЗВ при заданном  $\alpha_{\text{ISW}}$  может быть значительно выше, чем значение, вычисленное по формуле (8) при  $f = 1$ . Кроме того, как отмечено выше, эффективность аккреции  $\eta$  при выводе этой формулы принималась равной 0.1, в то время как в реальных системах она может быть заметно больше (см. раздел 3.1), что также усилит ИЗВ.

В результате формула (8) для интенсивности ИЗВ содержит два основных параметра порядка единицы –  $f$  и  $\alpha_{\text{ISW}}$ , от которых существенно зависят результаты расчетов. В одной из наших первых работ [7] с моделированием эволюции двойных систем с черными дырами (ЧД) звездных масс в рамках модели ИЗВ формула (8) применялась без использования коэффициента эффек-

тивности ИЗВ, т.е. реально  $f$  предполагалось равным единице, как и значение  $\alpha_{\text{ISW}}$ . (Заметим, что наша сравнительно простая модель ИЗВ не учитывает возможных отличий аккреции на ЧД от аккреции на НЗ.) На основании расчетов с такими параметрами в работе [7] был сделан вывод, что яркий рентгеновский источник при неполном заполнении донором полости Роша можно получить только при степени заполнения  $D$  больше  $\sim 0.8$ . В представленной работе рассматривается вдвое меньшая степень заполнения ( $D \approx 0.38$ ). Ниже на основании результатов расчетов будет показано, что в этом случае для получения яркого рентгеновского источника необходимо значительно увеличить  $f$  и уменьшить  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

С другой стороны, интервал значений коэффициента эффективности  $f$  должен быть ограничен сверху. Нет теоретических оснований считать, что  $f$  может быть очень велико. Предыдущие исследования [8, 9], показали, что наличие ИЗВ приводит к увеличению орбитального периода системы. Однако необходимо отметить, что периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. Поэтому в данной работе мы ищем минимальные значения  $f$ , при которых возможно воспроизведение основных характеристик Sco X-1.

Разумеется, сложные физические процессы в системе Sco X-1 не учитываются нашей простой моделью. Стоит отметить, что параметр  $\alpha_{\text{ISW}}$  в данной модели не столько описывает конкретные свойства звездного ветра донора, сколько определяет долю этого ветра, аккрецируемую нейтронной звездой. Ниже мы более подробно рассмотрим факторы, способные увеличить эту долю при достаточно высокой скорости звездного ветра.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

#### 3.1. О методе расчета эволюции двойной системы

Целью приведенных здесь численных расчетов было выяснение, какие параметры ИЗВ в рамках принятых предположений лучше соответствуют наблюдаемому темпу аккреции на НЗ в системе Sco X-1 и при какой начальной массе донора лучше воспроизводятся полученные в [5] параметры системы, в частности  $D$  — степень заполнения донором полости Роша, т.е. отношение радиуса донора к среднему радиусу полости Роша.

В расчетах мы предполагали, что темп аккреции на НЗ ограничен эддингтоновским пределом. Именно в этом предположении делается большинство численных исследований эволюции ТДС с компактными аккреторами, хотя следует отметить, что сверхэддингтоновская аккре-

ция на компактные звезды считается вполне возможной [15].

Как указано в [5], болометрическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от  $L \approx 6.3 \times 10^{37}$  эрг/с в низком состоянии до  $L \approx 3.1 \times 10^{38}$  эрг/с в высоком состоянии, а средняя кривая соответствует  $L \approx 1.9 \times 10^{38}$  эрг/с. Соответствующие значения темпа аккреции вещества на НЗ можно оценить, приняв определенную величину эффективности аккреции  $\eta$  (энергия, выделяющаяся при аккреции одного грамма вещества, равна  $\eta c^2$ ). Вопрос о реальном значении  $\eta$  довольно сложен (см., напр., его обсуждение в [16]). При аккреции водородно-гелиевого вещества с  $X \approx 0.7$  величина  $\eta$  может быть близкой к 0.2 (см., напр., [10, 17, 18]). Это значение  $\eta$  можно рассматривать как “типичное” для целого ряда исследований ТДС с компактными аккреторами, причем данные работы успешно воспроизводят наблюдаемые свойства таких систем.

Если принять  $\eta = 0.2$ , то указанным выше значениям светимости соответствуют темпы аккреции вещества на НЗ, близкие к  $5.4 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ ,  $1.7 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  и  $2.7 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  соответственно. Для эддингтоновского предела скорости аккреции на НЗ мы принимали оценку  $1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$  (соответствующую принятому значению  $\eta$ ).

При воспроизведении возможной эволюции Sco X-1 мы предполагали, что при  $M_2 = 0.4 M_{\odot}$  темп аккреции на НЗ является эддингтоновским. Соответственно, скорость потери массы донором должна превышать эддингтоновский предел, поскольку на НЗ аккрецируется только часть вещества звездного ветра, зависящая от  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

При расчетах эволюционных треков мы предполагали, что в момент окончательного формирования двойной системы с нейтронной звездой маломассивный донор с начальной массой  $(M_2)_0$  не заполняет свою полость Роша. Нами исследованы три варианта значений начальной массы донора: 0.5, 0.7, 1.0  $M_{\odot}$ . Начальная степень заполнения донором полости Роша  $D_0$  подбиралась так, чтобы в ходе дальнейшей эволюции системы при уменьшении его массы до 0.4  $M_{\odot}$  орбитальный период был равен периоду Sco X-1 и составлял 18.9 ч при массе аккретора 1.50  $M_{\odot}$ .

Параметрами расчетов, кроме начальной массы донора, были два основных параметра модели ИЗВ: 1) коэффициент эффективности ИЗВ  $f$  — параметр порядка единицы. Чем больше  $f$ , тем сильнее индуцированный звездный ветер. 2)  $\alpha_{\text{ISW}}$  —

Таблица 1. Параметры треков, имитирующих эволюцию Sco X-1

$N$	$(M_2)_0, M_\odot$	$f$	$\alpha_{\text{ISW}}$	$(M_1)_0, M_\odot$	$(P_{\text{orb}})_0, \text{ч}$	$\dot{M}_{\text{ISW}}, M_\odot/\text{год}$	$\dot{M}_{\text{acc}}, M_\odot/\text{год}$	$R_2, R_\odot$	$D$	$part$
1	0.5	2.5	0.5	1.45	14.0	$2.3 \times 10^{-8}$	$1.4 \times 10^{-8}$	0.46	0.38	0.59
2	0.5	5.0	0.5	1.48	13.4	$4.9 \times 10^{-8}$	$1.5 \times 10^{-8}$	0.46	0.38	0.61
3	0.5	2.5	0.8	1.49	16.7	$7.3 \times 10^{-9}$	$6.1 \times 10^{-10}$	0.44	0.36	0.08
4	0.7	2.5	0.6	1.41	10.6	$3.0 \times 10^{-8}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.53	0.44	0.39
5	1.0	8.0	1.0	1.48	10.4	$1.8 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.61	0.50	0.07
6	0.5	18.0	1.0	1.50	16.8	$3.2 \times 10^{-7}$	$1.2 \times 10^{-8}$	0.47	0.39	0.04

Примечание.  $N$  – номер трека,  $(M_2)_0$  – начальная масса донора,  $f$  – коэффициент эффективности ИЗВ,  $\alpha_{\text{ISW}}$  – отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора,  $(M_1)_0$  – начальная масса нейтронной звезды,  $(P_{\text{orb}})_0$  – начальный орбитальный период системы. Следующие параметры относятся к моменту, когда  $M_2 = 0.4 M_\odot$ :  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  – темп потери массы донором,  $\dot{M}_{\text{acc}}$  – темп аккреции на нейтронную звезду,  $R_2$  – радиус донора,  $D$  – степень заполнения донором полости Роша,  $part$  – доля звездного ветра донора, аккрецируемая нейтронной звездой.

отношение скорости вещества звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора. Чем меньше  $\alpha_{\text{ISW}}$ , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором, и тем больше темп аккреции на НЗ.

Расчет потери углового момента из системы делался в следующих предположениях: 1) вещество, теряемое донором, но не захватываемое аккретором, уносит с собой орбитальный удельный момент донора; 2) если темп захвата звездного ветра аккретором превышает эддингтоновский предел, то неаккрецированное вещество уходит из системы, унося с собой орбитальный удельный момент аккретора. Учитывалась также потеря момента из системы с магнитным звездным ветром донора, однако в присутствии ИЗВ этот процесс не оказывает заметного влияния на эволюцию данной двойной системы.

Мы учитывали также вклад в ИЗВ энергии, выделяющейся при торможении вращения нейтронной звезды. Как в работе [9], мы используем простую количественную модель эволюции периода вращения НЗ. Согласно этой модели, при малых темпах аккреции вращение НЗ тормозится, а при больших – ускоряется. Согласно результатам расчетов, торможение имеет место только на поздних стадиях эволюции системы.

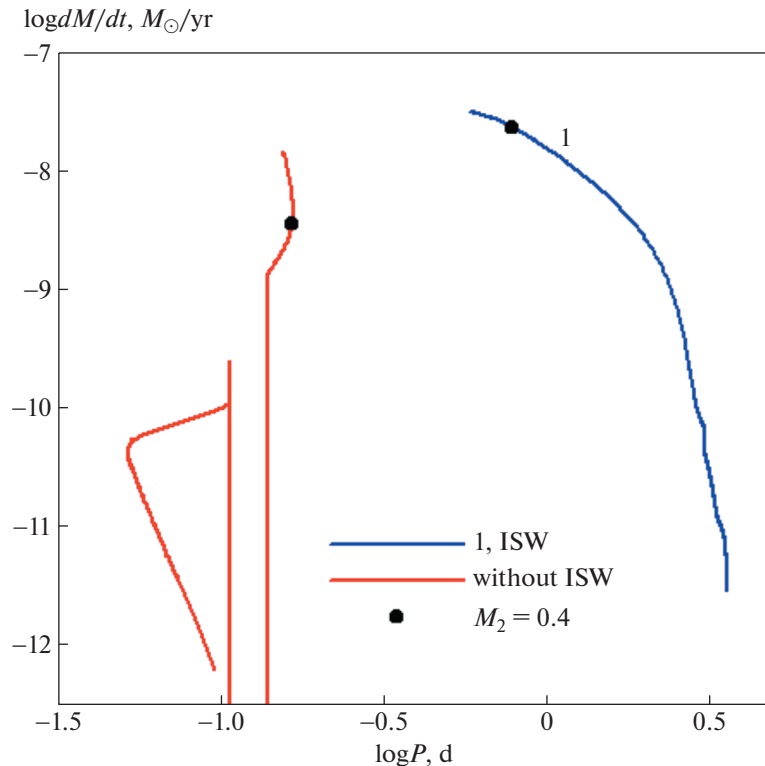
Ввиду наличия ряда неопределенностей в используемой нами модели ИЗВ мы не ставили себе задачу сколько-нибудь точной “подгонки” теоретических параметров ИЗВ к наблюдаемым характеристикам Sco X-1 в момент, когда  $M_2 = 0.4 M_\odot$  (в частности, минимальные значения  $f$  определялись с точностью 0.5). Главным образом, мы предполагали показать, что в рамках данной модели ИЗВ можно объяснить наличие высокого темпа потери массы сравнительно далеким от заполнения полости Роша донором, не выходя за

пределы интервалов возможных значений параметров этой модели. Кроме того, предполагалось выяснить, какое значение начальной массы донора лучше соответствует полученным в [5] параметрам.

### 3.2. Роль ИЗВ в эволюции двойной системы

Существенно, что наблюдаемый темп аккреции на НЗ в системе Sco X-1 значительно превышает скорость потери массы заполняющим полость Роша донором через точку  $L1$  в обычной двойной системе с нерелятивистским аккретором и с такими же массами компонентов (и соответственно, при меньшем орбитальном периоде). На рис. 1 показаны два эволюционных трека – трек для обычной системы (красная линия) и трек для системы с нейтронной звездой и с ИЗВ (трек 1 в табл. 1, синяя линия). Начальные массы донора и аккретора составляют 0.5 и 1.5  $M_\odot$ . При  $M_2 = 0.4 M_\odot$  орбитальный период в системе с ИЗВ равен 18.9 ч (период Sco X-1), а в обычной системе он составляет 4.0 ч (что соответствует радиусу заполняющего полость Роша донора). При  $M_2 = 0.4 M_\odot$  темп потери донором вещества в системе с ИЗВ в 6.5 раза больше, чем в обычной системе. Таким образом, не заполняющая полость Роша маломассивная звезда ГП в паре с НЗ способна терять массу с намного большей скоростью, чем заполняющая полость Роша звезда в паре с обычным компонентом.

Отметим, что в обычной системе при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  основная составляющая производной  $dA/dt$  обусловлена потерей углового момента из системы с магнитным звездным ветром донора, что приводит к уменьшению орбитального периода. “Пробел” в этом треке (уход донора под полость Роша) обусловлен полным перемешива-



**Рис. 1.** Сравнение теоретических треков двойных систем на диаграмме “логарифм орбитального периода–логарифм темпа потери массы донором” для трека 1 с учетом ИЗВ (синяя линия) и трека обмена веществом в системе с теми же начальными массами компонентов, но с аккретором – обычной звездой (красная линия). Для второго трека (без ИЗВ) орбитальный период уменьшается. Черными кружками показано положение донора с массой  $0.4 M_{\odot}$ .

нием донора при  $M_2 \approx 0.3 M_{\odot}$ , после которого МЗВ исчезает [9]. Заполнение полости Роша после “пробела” сопровождается кратковременным повышением темпа обмена массой с последующим быстрым падением. В системе же с нейтронной звездой производная  $dA/dt$  определяется главным образом процессами интенсивного обмена массой (с переносом вещества с менее массивной звезды на более массивную) и потери вещества донора из системы с быстрым уменьшением его массы. Оба эти процесса приводят к увеличению орбитального периода со временем.

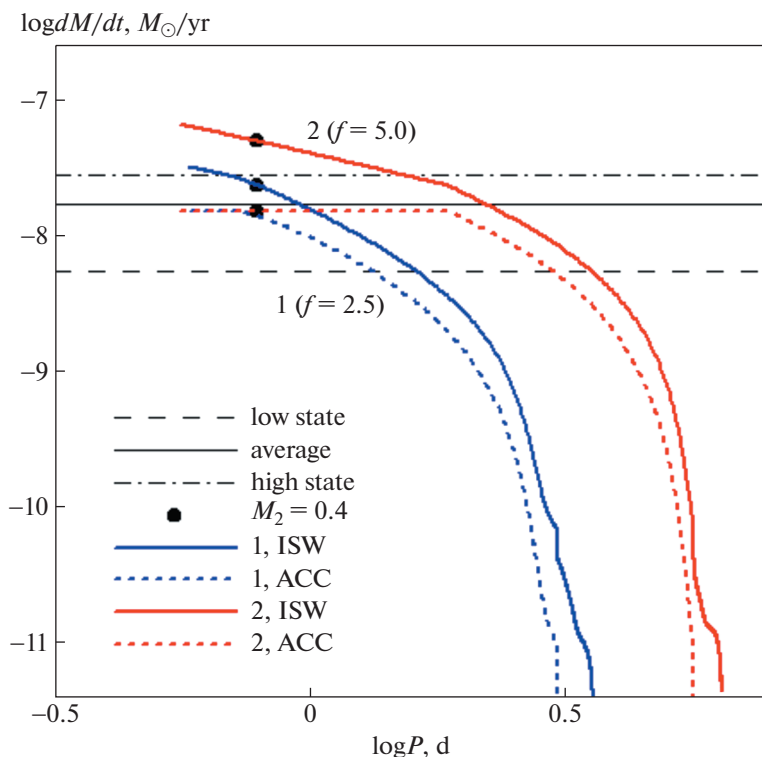
Наблюдения некоторых рентгеновских двойных систем подтверждают вековое увеличение их орбитальных периодов. Например, система EXO 0748–676 с орбитальным периодом 3.8 ч увеличивает его в короткой ( $\sim 10^7$  лет) шкале времени [19]. Однако система Sco X-1, к сожалению, пока не имеет надежных оценок изменения орбитального периода.

### 3.3. Результаты расчетов с учетом ИЗВ

В табл. 1 даны параметры ряда теоретических треков, иллюстрирующих возможные варианты

эволюции рентгеновской двойной системы с ИЗВ, характеристики которых при массе донора  $0.4 M_{\odot}$  соответствуют Sco X-1. Расчеты показали, что наблюдаемый достаточно высокий темп потери массы донором, превышающий эддингтоновский предел, достигается только при достаточно больших значениях коэффициента интенсивности ИЗВ  $f$ . Для всех трех исследуемых начальных масс донора полученные значения  $f$  заметно превышают единицу. Как отмечено выше, мы считали подходящими для конкретных значений параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  только треки с минимальными значениями  $f$ , при которых темп аккреции на НЗ приближался к эддингтоновскому.

**3.3.1. Результаты моделирования для начальной массы донора  $0.5 M_{\odot}$ .** Влияние величины коэффициента интенсивности ИЗВ демонстрируется на рис. 2, где показано сравнение треков 1 и 2 с  $f$ , равными 2.5 и 5.0 при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ . Синими линиями на рисунке изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 1, красными линиями – те же величины для трека 2. Именно  $f = 2.5$  является минимальным значением  $f$  при таком  $\alpha_{\text{ISW}}$ . Основное отличие трека 2 от трека 1 состоит в том, что



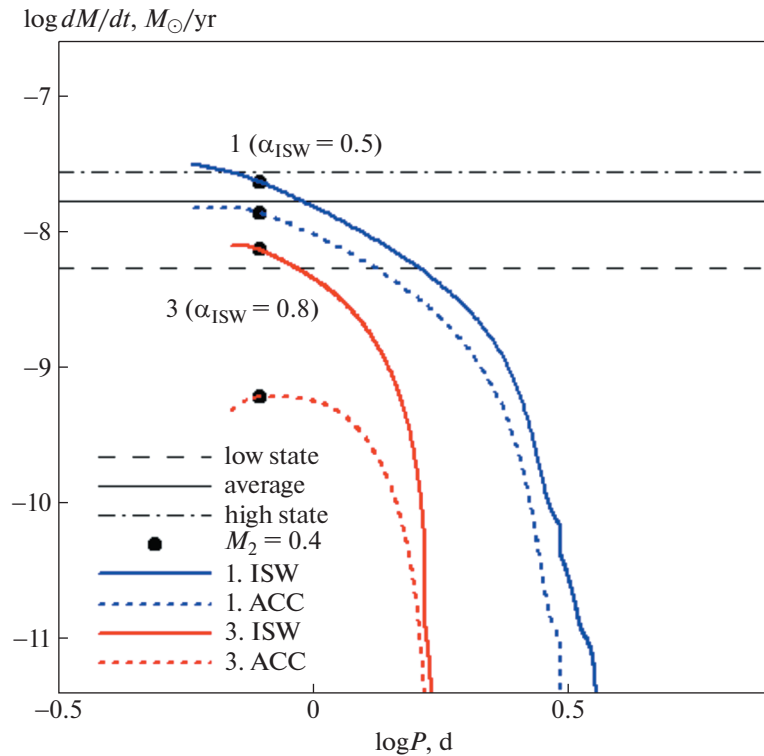
**Рис. 2.** Сравнение теоретических треков двойных систем на диаграмме “логарифм орбитального периода—логарифм темпа потери массы донором” для двух треков с различными значениями  $f$  — коэффициента эффективности ИЗВ. Синие линии — для  $f = 2.5$  (трек 1), красные линии — для  $f = 5.0$  (трек 2). Сплошными линиями показан темп потери массы донором  $\dot{M}_{\text{ISW}}$ , штриховыми — темп аккреции на НЗ  $\dot{M}_{\text{acc}}$ . На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $f$ . Черными кружками показано положение донора с массой  $0.4 M_{\odot}$ . Горизонтальные линии различного типа показывают значения темпа аккреции на НЗ, соответствующие низкому и высокому состоянию Sco X-1 и средней кривой.

при вдвое большем  $f$  темп потери массы донором становится заметно выше при той же скорости аккреции на НЗ. В результате удлиняется фаза эволюции системы, на которой темп аккреции равен эддингтоновскому, а также значительно увеличивается орбитальный период на более поздних этапах. Существенное увеличение орбитальных периодов в ходе дальнейшей эволюции системы при больших значениях  $f$  не согласуется с указанным выше фактом, что периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. Поэтому, хотя формально при  $f = 5$  возможно воспроизведение характеристик Sco X-1, но это значение следует признать явно завышенным. С другой стороны, стоит отметить, что в треке для  $f = 2.5$  темп аккреции на НЗ сравнительно быстро падает с уменьшением периода. Такой тип эволюции уменьшает число ярких рентгеновских систем с большими орбитальными периодами.

Влияние значения параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  демонстрируется на рис. 3, где показано сравнение треков 1

и 3 с  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равными 0.5 и 0.8 при  $f = 2.5$ . Синими линиями на рисунке изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 1, красными линиями — те же величины для трека 3. Для трека 3 темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ существенно ниже, чем для трека 1, поскольку при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.8$  доля вещества, захватываемого аккретором, в 3.9 раза меньше, чем при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ . Соответственно, уменьшается и интенсивность облучения донора, что приводит к уменьшению ИЗВ. В результате темп аккреции в треке 3 недостаточно велик для имитации характеристик Sco X-1.

Расчеты для  $(M_2)_0 = 0.5 M_{\odot}$ , выполненные для различных  $\alpha_{\text{ISW}}$ , дают следующие результаты: для  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равных 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, минимальные значения  $f$ , при котором темп аккреции на НЗ (при  $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ ) достигает эддингтоновского, близки к 2.5, 4.0, 6.0, 9.0 соответственно. Однако  $f$ , большие чем 4–5, рассматриваются нами как явно завышенные. Получается, что при  $\alpha_{\text{ISW}} > 0.5$



**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, для двух треков с  $f = 2.5$  и различными значениями параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равными 0.5 (трек 1, синие линии) и 0.8 (трек 3, красные линии). На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

(и сравнительно малой доле звездного ветра, захватываемого аккретором) необходим очень высокий темп потери массы донором, чтобы темп аккреции на НЗ был близок к эддингтоновскому. Поэтому именно трек 1 с  $f = 2.5$  можно считать наиболее подходящим для имитации эволюции Sco X-1, хотя соответствующая ему величина  $\alpha_{\text{ISW}}$  меньше, чем предполагается в [5]. Более подробно эта проблема рассматривается нами ниже.

Как мы отмечали выше, в работе [5] отношение радиуса донора к радиусу полости Роша оценивается в 0.38. Именно такое значение получено для трека 1 (см. табл. 1). Это отношение может быть критерием выбора наиболее подходящей для Sco X-1 начальной массы донора.

**3.3.2. Результаты моделирования для других начальных масс донора.** Расчеты показывают, что при увеличении  $(M_2)_0$  темп потери массы донором также увеличивается, и достижение эддингтоновских темпов аккреции становится возможным при более высоких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$ , когда НЗ захватывает меньшую долю звездного ветра. Увеличение  $\dot{M}_{\text{ISW}}$  объясняется увеличением радиуса звезды ввиду ее большего отклонения от равновесия из-за более длительного предыдущего периода интенсивной потери массы.

При начальной массе донора  $0.7 M_\odot$  минимальное значение  $f$  близко к 2.5 (как и при  $(M_2)_0 = 0.5$ ). Однако это имеет место для несколько большего (чем в треке 1) значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , равного 0.6. Для трека с этими параметрами (трек 4 в табл. 1) значение  $D$  равно 0.39, что несущественно превышает полученное в работе [5]. В результате начальную массу  $0.7 M_\odot$  также можно считать подходящей для имитации эволюции Sco X-1.

Однако для начальной массы  $1 M_\odot$  подобрать подходящий трек уже не удастся. Отметим, что в этом случае имеется нижняя граница возможных значений  $\alpha_{\text{ISW}}$ . Например, при  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$  не удастся получить нужный орбитальный период при  $M_2 = 0.4 M_\odot$ , так как период системы слишком быстро увеличивается в ходе ее эволюции. При более высоких значениях  $\alpha_{\text{ISW}}$ , при которых доля захвата звездного ветра аккретором меньше, получение нужного периода становится возможным. При  $\alpha_{\text{ISW}} = 0.8$  минимальное  $f$  близко к 4.5, а при  $\alpha_{\text{ISW}} = 1.0$  оно близко к 8.0 (трек 5 в табл. 1). Однако такие значения  $f$  представляются слишком завышенными. Кроме того, значение  $D$  для трека 5 равно 0.50, что значительно превышает полученное в работе [5]. Из-за более дли-



тельного предыдущего периода интенсивной потери вещества радиус донора увеличивается сильнее, чем в треках с меньшей  $(M_2)_0$ : при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  радиус звезды в треке 5 в 1.33 раза больше, чем в треке 1. Таким образом, при начальной массе донора, близкой к  $1 M_\odot$ , подходящие треки, имитирующие эволюцию Sco X-1, получить уже не удается.

Эти результаты позволяют сделать вывод, что наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования системы с нейтронной звездой не слишком превышает его современную массу и может быть близким к  $(0.5-0.7) M_\odot$ .

Отметим, что изменение со временем большой полуоси орбиты системы в треках с ИЗВ определяется несколькими процессами: излучением гравитационных волн (ИГВ), потерей системой момента посредством магнитного звездного ветра донора, обменом массой между компонентами (с переносом вещества с менее массивной звезды на более массивную), потерей неаккрецированного нейтронной звездой вещества из системы. Только первые два процесса действуют в направлении уменьшения  $A$ , но они намного менее значимы, чем два других, увеличивающие  $A$ . Например, роль гравитационного излучения в данном случае очень мала: в треке 1 при  $M_2 = 0.4 M_\odot$  обусловленный им компонент  $dA/dt$  примерно в 11 тысяч раз меньше, чем  $dA/dt$  за счет обмена и потери массы. При этом  $dA/dt$  для МЗВ также больше, чем для ИГВ: их отношение равно 23.

### 3.4. Дальнейшая эволюция системы

Согласно результатам расчетов, дальнейшая эволюция системы, имитирующей Sco X-1, представляет собой медленное испарение донора при постоянном уменьшении скорости потери им массы (см. рисунки). Например, в треке 1 масса донора уменьшается на порядок (до  $\sim 0.04 M_\odot$ ) за  $5.8 \times 10^9$  лет. Темп потери массы донором к этому времени падает до  $\sim 10^{-11} M_\odot/\text{год}$ , период системы увеличивается до 3.4 сут. Дальнейшее испарение до планетной массы  $\sim 0.001 M_\odot$  требует еще приблизительно 5.7 млрд. лет.

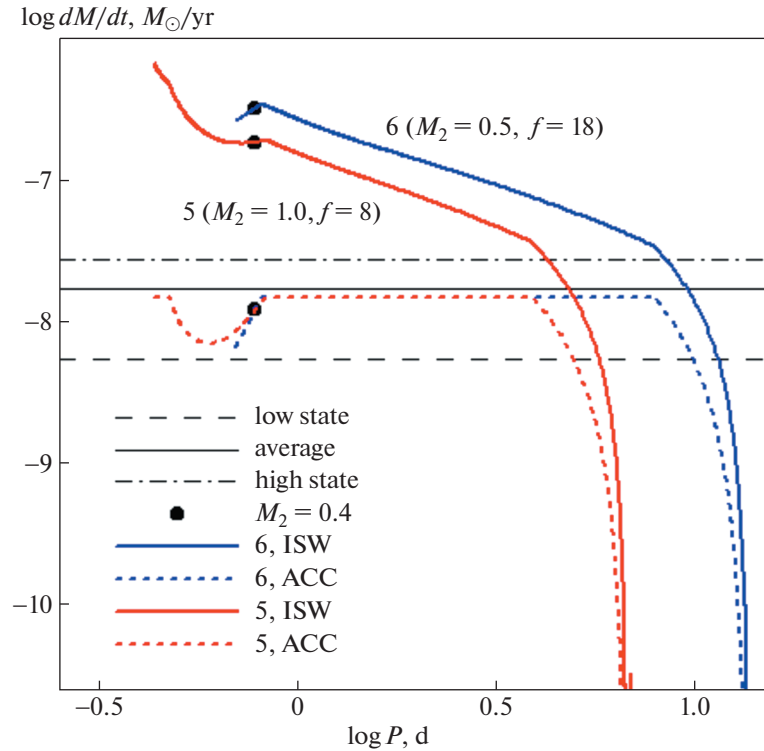
Эти результаты подтверждают уже не раз высказывавшееся предположение, что испарение маломассивных спутников нейтронных звезд может привести к появлению так называемых “черных вдов” — одиночных миллисекундных радиопульсаров (МСП), вращение которых было ускорено в результате аккреции вещества спутника (см., напр., [20]). К “черным вдовам” относят также МСП с очень маломассивными спутниками, еще не испаренными до конца [21]. В основ-

ном они представляют собой короткопериодические двойные системы с периодами несколько часов, в которых донор заполняет полость Роша [21]. Однако подобные системы, получающиеся в рассчитанных нами треках с интенсивным ИЗВ, значительно отличаются от “черных вдов” такого типа: в них остаток звезды не заполняет своей полостью Роша, а период системы составляет несколько десятков часов.

Стоит отметить, что в работе [22] высказывается еще одна гипотеза, относящаяся к одиночным МСП, часто встречающимся в плотных шаровых скоплениях: предполагается, что в плотном звездном поле одиночные нейтронные звезды могут захватить маломассивную звезду, разрушить ее приливными силами и ускорить свое вращение в результате аккреции вещества диска, сформировавшегося из разрушенной звезды.

## 4. О ЗНАЧЕНИИ ПАРАМЕТРА $\alpha_{\text{ISW}}$

В нашей модели ИЗВ интенсивность звездного ветра прямо зависит от степени облучения донора рентгеновским излучением, возникающим при аккреции. Это излучение тем сильнее, чем больше доля вещества ветра, захватываемая аккретором. Иначе говоря, чтобы получить сильный индуцированный ветер, нейтронная звезда должна захватывать достаточно много вещества. Это обстоятельство предполагает скорее невысокую скорость звездного ветра и соответственно, сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , близкие к 0.5–0.6. Как отмечено выше, в работе [5] отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности предполагалось лежащим в интервале 1–2. Однако в наших расчетах при значениях  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$  подобрать подходящие треки для имитации эволюции Sco X-1 не удастся. Тестовые расчеты для  $\alpha_{\text{ISW}} = 1$  показывают, что для начальной массы донора  $0.5 M_\odot$  эддингтоновский темп аккреции на НЗ достигается только при  $f \gtrsim 18$  (трек 6 в табл. 1). А для начальной массы  $1 M_\odot$ , как отмечено выше, это получается только при  $f \gtrsim 8$  (трек 5 в табл. 1). Такие значения  $f$  представляются слишком завышенными. Эти треки показаны на рис. 4, где синими линиями изображены темп потери массы донором и темп аккреции на НЗ (штриховая линия) для трека 6, красными линиями — те же величины для трека 5. На этом рисунке видно, как сильно в этих случаях должен увеличиться темп потери массы донором, чтобы получить нужный темп аккреции на НЗ, поскольку доля захватываемого аккретором вещества донора не превышает 0.07. Кроме того, как отмечено выше, в треках для  $(M_2)_0 = 1 M_\odot$  получается слишком большая степень заполнения донором полости Роша при



**Рис. 4.** То же, что на рис. 2, для двух треков с  $\alpha_{\text{ISW}} = 1$  и различными значениями  $(M_2)_0$  и  $f$ , равными соответственно  $0.5 M_\odot$  и 18 (трек 6, синие линии),  $1 M_\odot$  и 8 (трек 5, красные линии). На рисунке указаны номера треков из табл. 1 и значения  $(M_2)_0$  и  $f$ .

$M_2 = 0.4 M_\odot$ , что делает этот вариант тем более неподходящим для имитации эволюции Sco X-1.

Однако, как мы указывали выше, основной смысл параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  в наших расчетах — определение захватываемой аккретором доли вещества донора. Можно привести аргументы в пользу того, что доля захватываемого аккретором вещества даже при  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$  в реальности может быть больше, чем в формуле (9). Дело в том, что реальная картина движения вещества звездного ветра в двойной системе может существенно отличаться от модели Бонди-Хойла, предполагающей сферическую симметрию ветра. Имеются наблюдательные данные, свидетельствующие о концентрации потока вещества ветра к экваториальной плоскости системы [23]. Помимо этого, наблюдения и теоретические расчеты свидетельствуют о том, что вблизи экваториальной плоскости двойной системы, вдоль линии, соединяющей звезды, может формироваться направленный к аккретору поток вещества, более плотный, чем окружающее вещество звездного ветра [23]. Такой поток наблюдается, например, в двойной системе GX 301-2, состоящей из нейтронной звезды и массивного спутника [24], причем, по оценкам, потеря массы через этот поток может быть при-

близительно в 2.5 раза больше, чем с остальным звездным ветром донора. Такой же поток, по данным наблюдений, имеется в системе Cyg X-1, состоящей из черной дыры и массивной звезды [25]. О возможности формирования такого аккреционного потока свидетельствуют и численные расчеты движения вещества в двойных системах с аккрецией звездного ветра на компактный объект [23]. Кроме того, нагревание вещества ветра жестким излучением, возникающим при аккреции на компактную звезду, а также давление этого излучения могут замедлить ветер донора вблизи аккретора и увеличить темп аккреции [23].

Таким образом, в реальной системе даже при большой скорости звездного ветра, т.е. при  $\alpha_{\text{ISW}} \gtrsim 1$ , доля захватываемого аккретором вещества может быть заметно больше, чем в модели Бонди-Хойла. Таким образом, когда мы принимаем  $\alpha_{\text{ISW}} \lesssim 1$ , мы не столько считаем, что звездный ветер имеет низкую скорость, сколько предполагаем наличие процессов, увеличивающих долю захватываемого вещества даже при достаточно высокой скорости ветра. Поэтому, вероятно, можно считать, что полученные в наших расчетах сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , в сущности,

не полностью отражают реальные свойства звездного ветра донора в системе Sco X-1.

## 5. ЗАМЕЧАНИЯ О СИСТЕМЕ Sco X-1

Sco X-1 принадлежит к числу наиболее долгопериодических тесных маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными аккректорами [14]. Интересно, что система Sco X-2 с периодом  $\sim 22$  ч также обнаруживает признаки присутствия не заполняющего свою полость Роша донора — звезды ГП [26]. То есть априори принимаемое условие заполнения маломассивным донором полости Роша в рентгеновских двойных системах требует дополнительного изучения. Однако системы, подобные Sco X-1, с далеким от заполнения полости Роша донором и интенсивным ИЗВ, возможно, все-таки являются редкими. Малые периоды большинства ярких маломассивных рентгеновских систем с нейтронными звездами свидетельствуют о том, что их доноры, вероятно, все же заполняют свои полости Роша, и аккреция на НЗ осуществляется главным образом через точку L1. Отметим, что особенностью наблюдаемого распределения таких двойных по периодам [14] является наличие систем с ультракороткими орбитальными периодами, при этом семь из них имеют периоды в интервале от 11 до 23 мин. Наиболее вероятно, что доноры таких систем являются невырожденными гелиевыми звездами с массами менее  $\sim 1 M_{\odot}$  [27]. Такие доноры, без сомнения, заполняют свои полости Роша.

С другой стороны, имеются аргументы в пользу существования большого количества тесных двойных систем с компактными компонентами, доноры которых могут быть сравнительно далеки от заполнения полости Роша. Исследование данных Gaia [28] выявило более 6 тысяч так называемых эллипсоидальных переменных, периодическое изменение блеска которых, возможно, вызвано изменением формы оптической звезды в результате взаимодействия с невидимым в оптике массивным компактным спутником в разделенной тесной двойной системе. Пока остается открытым вопрос о взаимодействии компонентов этих систем. Но в любом случае подобные системы представляют определенный интерес.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [4, 5] А.М. Черепашук и соавт. выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках двух моделей. В первой из них [4] донор заполняет полость Роша, и аккреция вещества на НЗ осуществляется через точку L1. Во второй модели [5] донор сравнительно далек от заполнения полости Роша (степень запол-

нения 0.38), и нейтронная звезда аккрецирует индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер донора.

Цель нашей работы — показать возможность осуществления второй модели с неполным заполнением донором полости Роша. Нами выполнено численное моделирование возможной эволюции Sco X-1, которое показало, что в рамках принятой нами модели ИЗВ, не выходя за допустимые границы интервала ее параметров, можно получить теоретические треки, имитирующие возможную эволюцию этой системы и воспроизводящие ее параметры, полученные в работе [5]. При этом на фазе эволюции, соответствующей современному состоянию Sco X-1, донор — спутник НЗ с массой  $\sim 0.4 M_{\odot}$  — не заполняет полость Роша, как и предполагается в [5]. Высокий темп потери массы донором обусловлен его облучением жестким излучением, возникающим при аккреции на НЗ.

Основные параметры используемой модели ИЗВ — это  $\alpha_{\text{ISW}}$  (отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности) и  $f$  — коэффициент эффективности ИЗВ, учитывающий неопределенность принятого формализма (параметр порядка единицы). В наших расчетах мы искали минимальные значения  $f$ , при которых возможно воспроизведение основных характеристик Sco X-1. Нет теоретических оснований считать, что  $f$  может быть очень велико. Кроме того, орбитальные периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами в основном невелики и для большинства из них не превышают  $\sim 20$  ч [13, 14]. А поскольку при больших  $f$  происходит значительное увеличение периода на протяжении длительной фазы эволюции системы, то значения  $f$ , заметно превышающие минимальные, мы рассматривали как завышенные.

Численное моделирование показало, что минимальное значение  $f$ , при котором возможна имитация эволюции Sco X-1, близко к 2.5. Нам представляется, что эта величина находится в допустимом интервале параметров для принятой модели ИЗВ. В ходе дальнейшей эволюции системы с минимальным  $f$  темп аккреции на НЗ сравнительно быстро падает с уменьшением периода. Такой тип эволюции уменьшает число ярких рентгеновских систем с большими орбитальными периодами.

Теоретические значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , соответствующие в наших расчетах минимальным  $f$ , сравнительно малы и близки к 0.5–0.6. При малых  $\alpha_{\text{ISW}}$  увеличивается доля захвата вещества звездного ветра аккректором, что необходимо для возникновения интенсивного ИЗВ. Но поскольку основной смысл параметра  $\alpha_{\text{ISW}}$  в наших расчетах — это именно определение захватываемой аккректором

доли вещества донора, то значение этого параметра, в сущности, не связано однозначно с реальной скоростью ветра в системе Sco X-1. Есть основания считать, что в рентгеновских двойных системах имеют место процессы, которые при достаточно высокой скорости звездного ветра все-таки увеличивают долю его вещества, захватываемую аккректором. Это концентрация потока ветра к экваториальной плоскости системы, формирование направленного к аккректору более плотного потока вещества, и так далее. Поэтому, вероятно, можно считать, что полученные в наших расчетах сравнительно малые значения  $\alpha_{\text{ISW}}$ , в сущности, не полностью отражают реальные свойства звездного ветра донора в системе Sco X-1, и при той же доле захвата вещества аккректором реальная скорость ветра может быть более высокой, чем скорость, соответствующая полученным нами значениям  $\alpha_{\text{ISW}}$ .

Согласно результатам расчетов, наиболее вероятное значение начальной массы донора в момент формирования в системе нейтронной звезды не слишком превышает его современную массу и может быть близким к  $(0.5-0.7) M_{\odot}$ . Именно при такой начальной массе степень заполнения донором полости Роша составляет 0.38, что совпадает с величиной, полученной в [5]. При более высоких начальных массах около  $1 M_{\odot}$  эта степень близка к 0.50, что заметно превышает указанную величину.

Системы, подобные Sco X-1, с далеким от заполнения полости Роша донором и интенсивным ИЗВ, возможно, все-таки являются редкими. Вероятнее всего, в большинстве ярких маломассивных рентгеновских систем с нейтронными звездами, особенно в системах с малыми орбитальными периодами, доноры заполняют свои полости Роша, и аккреция на НЗ осуществляется главным образом через точку L1.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 439 (1962).
2. I. S. Shklovskii, *Soviet Astron.* **11**, 749 (1968).
3. A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, and S. Yu. Shugarov, in *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalogue*, (Gordon and Breach Publ., Amsterdam, 1996), p. 96.
4. A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **508**, 1389 (2021).
5. A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov, *Astron. Rep.* **66**, 348 (2022).
6. I. J. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Jungelson, *Astrophys. J. Suppl.* **100**, 233 (1995).
7. I. J. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova, *Astrophys. J.* **486**, 955 (1997).
8. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* **46**, 765 (2002).
9. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* **47**, 600 (2003).
10. K. Pavlovskii and N. Ivanova, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **456**, 263 (2016).
11. A. V. Fedorova and A. V. Tutukov, *Astron. Rep.* **38**, 377 (1994).
12. R. S. Sutherland and M. A. Dopita, *Astrophys. J. Suppl.* **88**, 253 (1993).
13. K. Asai, T. Mihara, and M. Matsuoka, arXiv:2206.02299 [astro-ph.HE] (2022).
14. A. Bahramian and N. Degenaar, arXiv:2206.10053 [astro-ph.HE] (2022).
15. N. Madhusudhan, S. Rappaport, Ph. Podsiadlowski, and L. Nelson, *Astrophys. J.* **688**, 1235 (2008).
16. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* **60**, 106 (2016).
17. E. Ergma and L. R. Yungelson, *Astron. and Astrophys.* **333**, 151 (1998).
18. A. R. King, in *Black Holes in Binaries and Galactic*, edited by L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel and P. A. Woudt (Springer, Berlin, 2001), p. 155.
19. P. Hertz, K. Wood, and L. Cominsky, *Astrophys. J.* **486**, 1000 (1997).
20. E. V. Ergma and A. V. Fedorova, *Astron. and Astrophys.* **242**, 125 (1991).
21. S. Ginzburg and E. Quataert, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 1592 (2021).
22. K. Kremer, C. S. Ye, F. Kiroglu, J. C. Lombardi Jr., S. M. Ransom, and F. A. Rasio, arXiv:2204.07169 [astro-ph.HE] (2022).
23. I. Negueruela, *ASP Conf. Ser.* **422**, 57 (2010).
24. D. A. Leahy and M. Kostka, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **384**, 747 (2008).
25. D. R. Gies, C. T. Bolton, R. M. Blake, S. M. Caballero-Nieves, et al., *Astrophys. J.* **678**, 1237 (2008).
26. S. Wachter, and B. Margon, *Astron. J.* **112**, 4411 (1996).
27. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Soviet Astron.* **33**, 606 (1989).
28. R. Gomel, T. Mazeh, S. Faigler, D. Bashi, et al., arXiv:2206.06032 [astro-ph.SR] (2022).