

ЭВОЛЮЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ Sco X-1

© 2023 г. А. В. Федорова^{1,*}, А. В. Тутуков^{1,**}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт астрономии Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: afed@inasan.ru

**E-mail: atutukov@inasan.ru

Поступила в редакцию 18.06.2023 г.

После доработки 23.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

Численно исследуется возможная эволюция яркой маломассивной рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках модели, предполагающей, что донор системы (спутник нейтронной звезды) заполняет свою полость Роша. В расчетах учитывается наличие у донора сильного индуцированного звездного ветра (ИЗВ), возникающего из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом на примере Sco X-1 исследуются три гипотезы, в рамках которых для полуразделенных рентгеновских двойных звезд можно получить высокий темп обмена веществом. Первая гипотеза — наличие у донора сильного ИЗВ при стандартном магнитном торможении. Расчеты показали, что в этом случае можно получить высокий темп обмена массой, но при этом донор не может заполнять полость Роша — он “уходит” под нее. Вторая гипотеза — усиление магнитного торможения, т.е. увеличение потери углового момента из системы за счет магнитного звездного ветра донора (МЗВ). Такое усиление может быть связано с интенсивным ИЗВ донора при наличии у него сильного магнитного поля. Численное моделирование показывает, что при усилении МЗВ в ~ 20 раз возможен высокий темп обмена веществом при заполнении донором полости Роша. Третья гипотеза предполагает возможность отмены прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества, переходящего с маломассивного донора на более массивный аккретор. При такой отмене исчезает основной процесс, увеличивающий большую полуось орбиты. Расчеты показывают, что и в этом случае можно получить достаточно высокий темп обмена массой. Однако наиболее вероятной причиной увеличения темпа обмена в маломассивных рентгеновских двойных системах, возможно, является усиление магнитного торможения.

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

DOI: 10.31857/S0004629923100043, **EDN:** STTPRU

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]. Далее, говоря о маломассивных рентгеновских двойных системах, мы также будем использовать общепринятую аббревиатуру LMXB (Low-Mass X-ray Binary). Sco X-1 является самой яркой из известных LMXB [2]. Ее орбитальный период составляет 18.9 часов. Шкловский [3] впервые предположил, что Sco X-1 содержит нейтронную звезду (НЗ). Последующие многочисленные исследования Sco X-1 в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах (см., напр., [4]) 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 ± 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. [5, 6], которые выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска Sco X-1 в рамках двух моделей. Первая из них [5] предполагает полное заполнение оптической звездой своей полости Роша (т.е. система — полуразделенная). 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 оп-

тическая звезда (донор) с массой $M_2 \approx 0.4 M_\odot$ обладает значительными избытками радиуса и светимости для своей массы: $R_2 \approx 1.25 R_\odot$, $L_{\text{bol}} = (2.1\text{--}4.6) \times 10^{32}$ эрг/с. Таким образом, в этой модели донор является маломассивным субгигантом. По оценке авторов [5], его начальная масса должна превышать $0.8 M_\odot$. Аккреция вещества донора на НЗ осуществляется в основном через точку Лагранжа L_1 .

Вторая модель [6] предполагает неполное заполнение оптической звездой своей полости Роша (т.е. система — разделенная). В этом случае нейтронная звезда аккрецирует вещество интенсивного звездного ветра донора. Авторы [6] указывают, что этот ветер может быть индуцирован сильным прогревом звезды жестким излучением, возникающим при аккреции. В рамках второй модели авторам [6] также удалось непротиворечиво 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 $D = 0.38$. D равно отношению радиуса донора к среднему радиусу полости Роша.

Приведем здесь другие полученные в [6] значения параметров Sco X-1 и информацию об этой системе. Нейтронная звезда (аккретор) имеет массу $M_1 = 1.5 \pm 0.1 M_\odot$. Радиус аккреционного диска в системе относительно мал и составляет $\sim 0.35 R_\odot$.

Болометрическая светимость центральных частей диска, близкая к рентгеновской светимости системы, меняется от низкого состояния с $L \approx 6.3 \times 10^{37}$ эрг/с до высокого состояния с $L \approx 3.1 \times 10^{38}$ эрг/с. Средняя кривая соответствует $L \approx 1.9 \times 10^{38}$ эрг/с. Как отмечают авторы [5, 6], второе и третье значения несколько превышают эддингтоновский предел для нейтронной звезды. Имеются признаки наличия у нейтронной звезды джетов [7], таким образом, Sco X-1 может представлять собой микроквазар.

В нашей предыдущей работе [8], посвященной Sco X-1, была численно исследована возможная эволюция этой системы после формирования НЗ с целью определить, при каких параметрах расчетов можно воспроизвести результаты, полученные в работе [6] для модели с неполным заполнением донором полости Роша. Численное моделирование выполнялось в предположении, что облучение донора жестким излучением аккрецирующей нейтронной звезды приводит к появле-

нию у него индуцированного звездного ветра (ИЗВ). Мы использовали модель ИЗВ, которая была разработана А.В. Тутуковым и соавт. [9, 10] и применена к исследованию эволюции двойных систем с черными дырами звездных масс [10, 11] и нейтронными звездами [12]. Магнитное торможение в этих расчетах предполагалось стандартным. Расчеты, выполненные в работе [8], показали, 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 [6]. При этом на фазе эволюции, соответствующей современному состоянию Sco X-1, донор — спутник НЗ с массой $0.4 M_\odot$ не заполняет полость Роша, как и предполагается в [6].

В настоящей работе мы исследуем возможность осуществления второй модели системы Sco X-1, полученной А.М. Черепашуком и соавт. в работе [5], согласно которой донор заполняет свою полость Роша. Как отмечено выше, такой донор должен быть маломассивным субгигантом, т.е. представлять собой ядро проэволюционировавшей звезды, потерявшей часть оболочки. Кроме того, на примере Sco X-1 нами исследуется вопрос о том, какой фактор может увеличить темп потери вещества маломассивными донорами в полуразделенных LMXB по сравнению с катаклизмическими двойными системами, в которых аккретор является белым карликом. Численные исследования показали (см., напр., [13, 14]), что такой высокий темп обмена массой $\dot{M}_{\text{EX}}$, который имеет место для Sco X-1, невозможно получить в рамках стандартной теории эволюции тесных двойных систем (ТДС) с компактными аккреторами, которая хорошо объясняет свойства катаклизмических двойных звезд. То же самое относится к большинству ярких LMXB. Стоит отметить, что яркие LMXB в основном являются короткопериодическими двойными системами: их орбитальные периоды не превышают ~ 20 ч [15–17]. Численное моделирование эволюции LMXB в рамках стандартной теории (в предположении, что донор системы заполняет полость Роша), дает значения $\dot{M}_{\text{EX}}$ приблизительно на 1–2 порядка меньше наблюдаемых в ярких LMXB [15]. Поэтому необходимо включить в стандартную теорию дополнительные факторы, увеличивающие скорость потери массы донором в таких системах.

Кратко перечислим исследуемые в настоящей статье основные гипотезы, предлагающие такие факторы:

1) Гипотеза об ИЗВ, т.е. проверка возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{EX}}$ в предположении, что у донора имеется

сильный индуцированный звездный ветер, однако магнитное торможение близко к стандартному.

2) Гипотеза о существенном усилении потери углового момента из системы посредством магнитного звездного ветра донора. Эта гипотеза уже детально разрабатывалась в ряде работ (см., напр., [13, 14]). Мы также рассматриваем один из ее вариантов с учетом ИЗВ.

3) Гипотеза об отсутствии прямого обмена между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом вещества, переходящего с менее массивной звезды на более массивную (при учете ИЗВ).

Стоит отметить еще одну, четвертую гипотезу: торможение орбитального движения звезд двойной системы в газопылевом диске, в который погружены обе компоненты (circumbinary disk). Однако у Sco X-1 такой диск не обнаружен [13]. Нет данных о его присутствии и в других подобных LMXB. Поэтому данная гипотеза здесь не рассматривается.

В части 2 данной статьи дано краткое описание эволюционной программы, используемой в расчетах. В части 3 рассмотрены процессы, определяющие изменение A — большой полуоси орбиты двойной системы, и иллюстрируются трудности объяснения большого $\dot{M}_{\text{EX}}$ в рамках стандартной модели эволюции тесных двойных систем с компактными аккреторами. В части 4 приведена формула для потери массы звездой посредством ИЗВ. В части 5 рассмотрена первая из перечисленных выше гипотез, в части 6 — вторая, в части 7 — третья. В части 8 обсужден вопрос о выборе наиболее вероятной гипотезы.

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДА РАСЧЕТА ЭВОЛЮЦИИ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМ

В настоящей работе, как и в наших предыдущих исследованиях, для численного моделирования использовалась программа расчета эволюции тесных двойных систем с компактными аккреторами, ориентированная на исследование эволюции звезд на стадиях горения водорода и гелия. В программе выполняются одновременный расчет эволюции донора и изменения со временем большой полуоси орбиты системы. Эволюция аккректора не рассматривается, за исключением изменения его массы. Орбиты звезд предполагаются круговыми. Если донор заполняет свою полость Роша, то для вычисления темпа потери им массы при заданных радиусе донора и среднем радиусе полости Роша используется метод, предложенный Колбом и Риттером [18]. Используемые в программе физические параметры подробно описаны нами в работе [11].

В расчетах учитываются все процессы, определяющие изменение со временем большой полуоси орбиты двойной системы (они подробно описаны в части 3). Кроме того, в соответствующих эволюционных треках добавляется учет индуцированного звездного ветра донора, возникающего при облучении жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды (формула для темпа потери вещества за счет ИЗВ дана в части 4).

В расчетах предполагается, что вещество, получаемое донором, но не захватываемое аккректором, уносит с собой орбитальный удельный момент донора. Считается, что темп аккреции на релятивистскую звезду ограничен эддингтоновским пределом, а при его превышении неаккрецированное вещество, уходящее из области вблизи этой звезды, уносит с собой орбитальный удельный момент аккректора.

Эволюционные расчеты в настоящей работе выполнены на примере тесной двойной системы, аккректором которой является нейтронная звезда с начальной массой $(1.2-1.4) M_{\odot}$, а донором — проэволюционировавшая звезда с начальной массой $1 M_{\odot}$. Предполагается, что в начальный момент, т.е. после формирования в системе нейтронной звезды, донор заполняет свою полость Роша.

3. ПРОЦЕССЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЕ ЭВОЛЮЦИЮ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД С КОМПАКТНЫМИ АККРЕТОРАМИ

Кратко опишем основные процессы, которыми определяется эволюция ТДС с компактными аккреторами (нейтронными звездами или черными дырами звездных масс):

- 1) обмен массой между компонентами системы;
- 2) потеря вещества и углового момента системой при уходе из нее части звездного ветра донора, а также при уходе вещества, не аккрецированного компактной компонентой, если темп аккреции ограничен эддингтоновским пределом, а темп захвата превышает его;
- 3) потеря момента системой вследствие излучения гравитационных волн (ИГВ);
- 4) магнитное торможение, т.е. потеря момента системой посредством магнитного звездного ветра (МЗВ) донора (если он имеет достаточно массивную конвективную оболочку).

В результате изменение со временем большой полуоси орбиты A представляет собой сумму соответствующих производных, определяемых этими процессами:

$$\dot{A} = \dot{A}_{\text{EX}} + \dot{A}_{\text{SW}} + \dot{A}_{\text{GR}} + \dot{A}_{\text{MSW}}. \quad (1)$$

В дальнейшем будем называть отдельные слагаемые правой части этой формулы первой, второй, третьей и четвертой составляющими производной $\dot{A}$.

Первая составляющая $\dot{A}_{\text{EX}}$ обусловлена обменом массой между компонентами, в данном случае аккрецией вещества донора на компактную звезду. В стандартной теории эволюции ТДС изменение A со временем при консервативном обмене массой описывается классической формулой Пачинского-Хуанга, которая была впервые предложена в работах [19, 20]. Эта формула основана на предположении о сохранении углового момента системы в ходе обмена:

$$\dot{A}_{\text{EX}} = 2A \frac{M_2 - M_1}{M_1 M_2} \dot{M}_{\text{EX}}. \quad (2)$$

Здесь M_1 и M_2 — массы аккретора и донора соответственно, $\dot{M}_{\text{EX}}$ — темп обмена массой (эта величина отрицательна). Если $M_2 < M_1$ (типичная для LMXB ситуация), то при переходе с быстро движущейся по орбите звезды на звезду, движущуюся медленнее, вещество должно уменьшить свой угловой момент. В результате при сохранении углового момента системы должен увеличиться орбитальный момент и, следовательно, большая полуось орбиты. Таким образом, обмен массой будет действовать в направлении увеличения A . Однако ниже мы обсуждаем возможность того, что в реальных ТДС формула (2) может оказаться некорректной.

Вторая составляющая $\dot{A}_{\text{SW}}$ обусловлена потерей массы и момента из системы с незахваченным веществом звездного ветра донора, а также с веществом, уходящим из области вблизи аккретора, если скорость аккреции превышает эддингтоновский предел и ограничена им. Если потерянное системой вещество уносит удельный угловой момент соответственно донора и аккретора, то $\dot{A}_{\text{SW}}$ также действует в направлении увеличения A (поскольку одновременно с потерей углового момента уменьшается масса донора). В общем случае, когда имеют место обе указанные потери вещества, $\dot{A}_{\text{SW}}$ дается формулой:

$$\begin{aligned} \dot{A}_{\text{SW}} = & -\frac{A \dot{M}_{\text{LOSS}_1}}{M_1 + M_2} - \\ & - \frac{A \dot{M}_{\text{LOSS}_2} (2(M_1^2 - M_2^2) + M_1 M_2)}{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\dot{M}_{\text{LOSS}_1}$ — темп потери из системы незахваченного аккретором вещества звездного ветра донора, $\dot{M}_{\text{LOSS}_2}$ — темп потери неаккрецированного вещества из области вблизи аккретора.

Необходимо отметить, что аккреционные диски в LMXB имеют собственный звездный ветер, который также может усиливаться из-за облучения диска жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды (см., напр., [21–24]). Наличие такого ветра может увеличить потерю вещества и углового момента из системы и повлиять на ее эволюцию. Однако в настоящей работе мы не включаем в расчеты звездный ветер диска, поскольку эта проблема требует специального исследования.

Влияние $\dot{A}_{\text{EX}}$ и $\dot{A}_{\text{SW}}$ на изменение A хорошо иллюстрируют соответствующие им классические инварианты. Если определяющим процессом эволюции ТДС является консервативный обмен массой, то выполняется консервативный инвариант: $A(M_1^2 M_2^2) = \text{const}$. Если же обмена массой нет, а определяющим процессом является потеря вещества донором за счет звездного ветра, то выполняется джинсовский инвариант: $A(M_1 + M_2) = \text{const}$. В обоих случаях A увеличивается, но при обмене веществом значительно быстрее.

Следующие две составляющие производной $\dot{A}$ действуют в направлении ее уменьшения. Третья составляющая $\dot{A}_{\text{GR}}$ обусловлена потерей момента системой при излучении гравитационных волн. Соответствующее уменьшение A описывается формулой [25]:

$$\dot{A}_{\text{GR}} = -1.65 \times 10^{-9} \frac{M_1 M_2 (M_1 + M_2)}{A^3}. \quad (4)$$

Ввиду сильной зависимости правой части этой формулы от A значение данного процесса резко возрастает с уменьшением полуоси орбиты. Однако этот процесс важен только при малых орбитальных периодах P менее 10 ч, поэтому, хотя он учитывается в расчетах, в настоящей статье мы не рассматриваем подробно его влияние.

Для ТДС с периодами больше 10 ч более важную роль играет четвертая составляющая ($\dot{A}_{\text{MSW}}$), обусловленная магнитным торможением, т.е. потерей углового момента из системы с магнитным звездным ветром донора. Необходимо отметить, что в настоящее время отсутствует полная теория торможения вращения звезд посредством МЗВ. Предложено несколько полуэмпирических и теоретических формул, описывающих этот процесс (подробнее этот вопрос обсуждался нами в работе [26]).

При исследовании эволюции катаклизмических двойных звезд и LMXB наиболее часто использовалась полуэмпирическая формула Скуманича [27]. Она основана на полученной из

наблюдений скорости торможения вращения маломассивных звезд ГП за счет МЗВ:

$$v_e = \lambda 10^{14} t^{-1/2}, \quad (5)$$

где v_e — экваториальная скорость звезды в см/с, t — ее возраст в секундах, λ — коэффициент, значение которого составляет 0.7–1.8 (оценен из наблюдений).

В эволюционных расчетах используется соответствующая этой формуле зависимость $\dot{\omega}$ от ω (где ω — угловая скорость вращения звезды). Для закона (5) эта зависимость имеет вид:

$$\dot{\omega} = -5 \times 10^{-29} R_2^2 \omega^3 / \lambda^2. \quad (6)$$

Изменение со временем J_2 (углового момента вращения донора) для вращения, близкого к твердотельному, описывается формулой

$$\dot{J}_2 \approx I_2 R_2^2 M_2 \dot{\omega}. \quad (7)$$

Здесь I_2 — безразмерный момент инерции донора в единицах $R_2^2 M_2$. Если имеет место обмен угловым моментом между осевым и орбитальным вращением донора, то изменение A при потере момента за счет МЗВ определяется соотношением:

$$\dot{A}_{\text{MSW}} = 2A\dot{J}_2/J, \quad (8)$$

где J — орбитальный угловой момент системы. В итоге можно получить следующий закон для уменьшения A со временем:

$$\dot{A}_{\text{MSW}} = -C \times 6.06 \times 10^{-7} \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_1} \left(\frac{R_2}{A} \right)^4. \quad (9)$$

Именно эта формула используется в настоящих исследованиях. Здесь C — коэффициент, уточняющий этот закон в соответствии с наблюдательными данными. Он определяется из сравнения наблюдаемой и теоретической ширины пробела в периодах для катаклизмических двойных звезд. В наших расчетах для стандартной модели использовалось значение $C = 3$.

Характерно, что в стандартной модели эволюции ТДС направление изменения орбитального периода P для полуразделенных двойных систем в основном зависит от свойств донора. При $M_2 < M_1$ средний радиус полости Роша для звезды с массой M_2 дается формулой [28]: $R_R \approx 0.46A(M_2/(M_1 + M_2))^{1/3}$. С другой стороны, согласно третьему закону Кеплера $P = 2.78A^{3/2}/(M_1 + M_2)^{1/2}$ часов (A и массы здесь выражены в солнечных единицах). Из этих двух формул получаем соотношение: $P \approx 8.92R_R^{3/2}/M_2^{1/2}$ часов. Если в ходе эволюции система остается полуразделенной, то $R_R = R_2$. Продифференцировав

полученное соотношение для P , получаем условие для уменьшения периода со временем: $\partial(\ln R_2)/\partial(\ln M_2) \gtrsim 1/3$. В противном случае P будет увеличиваться. В частности, увеличение P будет иметь место для вырожденных доноров, для которых радиус увеличивается с уменьшением массы, а также для проэволюционировавших звезд, для которых при уменьшении массы радиус либо уменьшается медленно, либо увеличивается. Кроме того, на значение производной $\partial(\ln R_2)/\partial(\ln M_2)$ может оказать сильное влияние отклонение звезды от равновесия при большом темпе потери массы, когда звезда “стремится” выйти за пределы своей полости Роша. Такое отклонение может сменить направление изменения P .

Рисунок 1 иллюстрирует некоторые типичные теоретические треки для консервативной тесной двойной системы с нейтронной звездой и донором начальной солнечной массы, рассчитанные нами для настоящей статьи в рамках стандартной модели. Начальная масса НЗ в этих треках принята минимальной ($1.2 M_\odot$), чтобы при такой же массе донора, как в Sco X-1, масса НЗ не слишком сильно отличалась от соответствующего параметра Sco X-1. Параметры треков даны в табл. 1. В момент заполнения полости Роша донор либо находится на ГП (трек 1), либо уже имеет небольшое гелиевое ядро с относительной массой 0.013, 0.033, 0.104 (треки 2, 3, 4 соответственно).

Трек 4 демонстрирует влияние эволюционного расширения донора, которое приводит к увеличению периода системы. В треках 1–3, в которых донор находится на более ранних стадиях эволюции, этот эффект не имеет места, и период системы на протяжении большей части трека уменьшается. “Пробел” в треке 1 (“уход” донора под полость Роша) обусловлен полным перемещением донора при $M_2 \approx 0.3 M_\odot$, после которого МЗВ исчезает [12]. Трек 2 характерен для сравнительно узкой области начальных значений массы гелиевого ядра донора, при которых система в ходе эволюции попадает в область очень коротких периодов. Там определяющим процессом является потеря углового момента при излучении гравитационных волн. В результате сильного увеличения $\dot{A}_{GR}$ полюсь орбиты и объем полости Роша быстро уменьшаются, что приводит к увеличению темпа обмена веществом. Но в дальнейшем усиливающееся вырождение вещества звезды при уменьшении массы до $\sim 0.05 M_\odot$ обуславливает существование минимального периода, после которого P начинает увеличиваться. Такова же причина наличия минимального периода в треке 1.

Более непосредственное отношение к теме исследования имеет трек 3, который расположен в

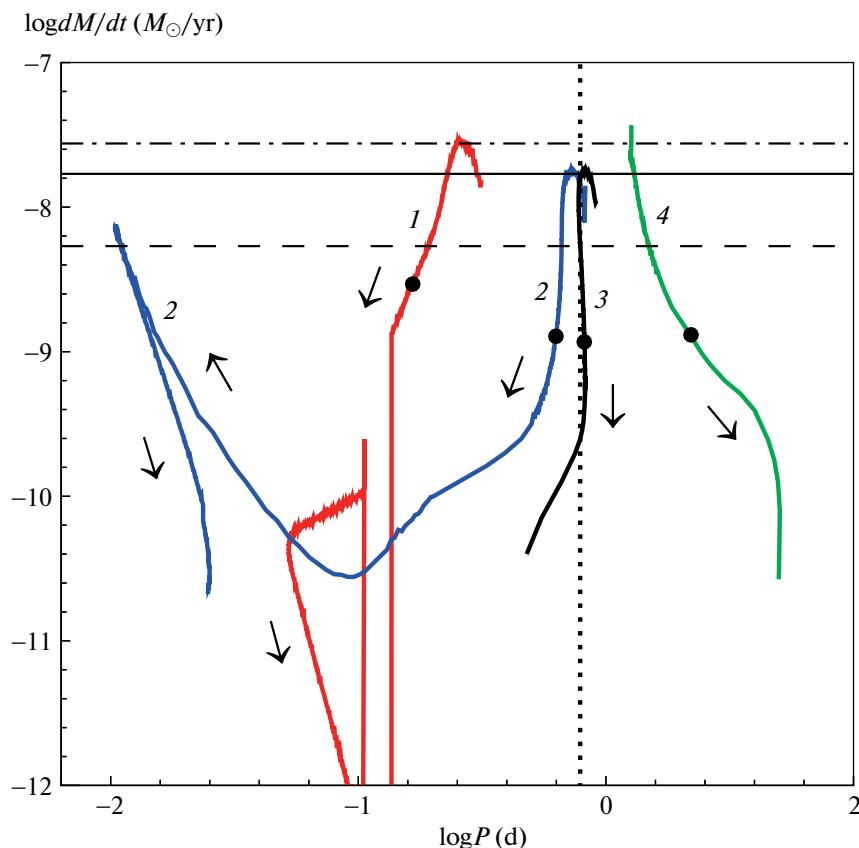


Рис. 1. Некоторые типичные консервативные треки для LMXB, рассчитанные в рамках стандартной модели, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. В треке 1 донор в момент заполнения полости Роша находится на ГП, в треках 2, 3, 4 он имеет гелиевое ядро с относительной массой 0.013, 0.033, 0.104 соответственно. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии (штриховая, штрихпунктирная и сплошная) показывают значения темпа аккреции на НЗ, соответствующие низкому и высокому состоянию Sco X-1 и средней кривой. Вертикальная пунктирная линия соответствует орбитальному периоду Sco X-1.

области бифуркации, разделяющей треки, идущие в направлении уменьшения P , и треки, в которых P увеличивается. В этом треке орбитальный период при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ близок к периоду Sco X-1. Однако $\dot{M}_{\text{ex}}$ в этот момент составляет только $1.2 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, что в 13 раз меньше эддингтоновского предела для нейтронной звезды $\dot{M}_{\text{Edd}}$, близкого к $1.5 \times 10^{-8} M_{\odot}/\text{год}$.

Таким образом, чтобы получить в LMXB, подобной Sco X-1, теоретический темп обмена веществом, близкий к эддингтоновскому пределу для НЗ, необходимо включить в стандартную картину эволюции дополнительный фактор. Как отмечено во Введении, мы рассматриваем здесь три гипотезы, позволяющие это сделать. Соответствующие этим гипотезам дополнительные факторы оказывают влияние на процессы, как

увеличивающие, так и уменьшающие большую полуось орбиты.

Численные исследования выполнены на примере системы Sco X-1. При этом мы не ставим задачу точного подбора характеристик этой системы в каждом исследуемом случае. Например, орбитальный период подбирается с точностью ~ 0.5 ч, а темп обмена массой считается подходящим, если он достигает ~ 0.8 эддингтоновского предела. Цель этого исследования — выяснить, в каком случае возможно формирование полуразделенной LMXB, близкой по своим характеристикам к Sco X-1.

4. МОДЕЛЬ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА

В системе с релятивистским аккретором донор будет облучаться жестким излучением, возникающим при аккреции. В наших исследованиях

Таблица 1. Параметры треков, показанных на рисунках

N	GYP	$(M_2)_0$, $M_\odot$	$(M_1)_0$, $M_\odot$	M_{He}	f	α_{ISW}	K_C	P , h	$\dot{M}$, $M_\odot/\text{yr}$	$\dot{M}_{\text{EX}}$, $M_\odot/\text{yr}$	D	M_1 , $M_\odot$
1	—	1.0	1.2	0.000	—	—	1	4.0	2.9×10^{-9}	2.9×10^{-9}	1.00	1.7
2	—	1.0	1.2	0.013	—	—	1	15.1	1.3×10^{-9}	1.3×10^{-9}	1.00	1.8
3	—	1.0	1.2	0.033	—	—	1	19.6	1.2×10^{-9}	1.2×10^{-9}	1.00	1.8
4	—	1.0	1.2	0.104	—	—	1	52.9	1.3×10^{-9}	1.3×10^{-9}	1.00	1.7
5	I	1.0	1.4	0.033	1.0	1.0	1	34.4	7.0×10^{-9}	7.3×10^{-10}	0.62	1.6
6	I	1.0	1.4	0.008	1.0	1.0	1	28.4	5.2×10^{-9}	4.4×10^{-10}	0.59	1.4
7	I	1.0	1.4	0.00009	1.0	1.0	1	23.5	3.8×10^{-9}	2.7×10^{-10}	0.55	1.4
8	I	1.0	1.4	0.006	1.0	1.0	1	20.0	2.9×10^{-9}	1.9×10^{-10}	0.51	1.4
9	I	0.5	1.45	0.000	2.5	0.5	1	18.9	2.3×10^{-8}	1.4×10^{-8}	0.38	1.5
10	I	0.4	1.5	0.121	1.5	1.0	1	19.3	7.4×10^{-8}	1.5×10^{-8}	0.97	1.5
11	I	0.4	1.5	0.121	1.0	1.0	1	19.2	4.0×10^{-8}	9.7×10^{-9}	0.97	1.5
12	II	1.0	1.2	0.033	—	—	10	12.8	2.0×10^{-8}	1.5×10^{-8}	1.00	1.4
13	II	1.0	1.4	0.060	1.0	1.0	5	18.9	3.2×10^{-8}	7.0×10^{-9}	0.92	1.5
14	II	1.0	1.4	0.070	1.0	1.0	10	19.2	4.3×10^{-8}	1.1×10^{-8}	0.99	1.5
15	II	1.0	1.4	0.081	1.0	1.0	20	18.8	5.9×10^{-8}	1.5×10^{-8}	1.00	1.5
16	III	1.0	1.4	0.033	—	—	1	16.0	1.3×10^{-8}	1.3×10^{-8}	1.00	1.9
17	III	1.0	1.2	0.041	0.5	0.5	1	18.7	1.2×10^{-8}	1.2×10^{-8}	0.95	1.7
18	III	1.0	1.2	0.003	1.0	0.5	1	19.0	1.3×10^{-8}	1.3×10^{-8}	0.51	1.6
19	III	1.0	1.2	0.041	0.5	1.0	1	19.0	9.6×10^{-9}	2.0×10^{-9}	0.99	1.3

Примечание. N — номер трека, GYP — номер гипотезы, в рамках которой сделаны расчеты (треки 1–4 рассчитаны в рамках стандартной модели), $(M_2)_0$ — начальная масса донора, $(M_1)_0$ — начальная масса аккретора, M_{He} — начальная относительная масса гелиевого ядра донора (для проэволюционировавших, но еще не имеющих гелиевых ядер доноров в треках 7, 8, 18 указано значение X_C), f — коэффициент эффективности ИЗВ, α_{ISW} — отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора, K_C — коэффициент увеличения $\dot{M}_{\text{MSW}}$ при расчетах с усиленным магнитным торможением. Следующие параметры относятся к моменту, когда $M_2 = 0.4 M_\odot$: P — орбитальный период, $\dot{M}$ — темп потери массы донором, $\dot{M}_{\text{EX}}$ — темп аккреции на нейтронную звезду, D — степень заполнения донором полости Роша, M_1 — масса аккретора.

предполагается, что в результате у донора появляется сильный индуцированный звездный ветер, обусловленный этим облучением. Нами используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания ИЗВ. Эта модель использовалась в наших предыдущих исследованиях [8, 11, 12]. Поскольку она подробно описана в предыдущей статье [8], приведем здесь только окончательную формулу для $\dot{M}_{\text{ISW}}$ — скорости потери вещества посредством ИЗВ:

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

Здесь $\dot{M}_{\text{acc}}$ — темп аккреции вещества на релятивистскую звезду, α_{ISW} — отношение скорости

звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности. 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:

$$\dot{M}_{\text{acc,ISW}} = \frac{1}{4\alpha_{\text{ISW}}^4} \left(\frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_{\text{ISW}}. \quad (11)$$

Чем меньше α_{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 α_{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 Лагранжа L_1 . Если донор не заполняет полость Роша, $\dot{M}_{\text{acc}} = \dot{M}_{\text{acc, ISW}}$. Кроме того, в наших расчетах предполагалось, что темп аккреции ограничен эддингтоновским пределом для аккректора. В случае превышения этого предела в качестве $\dot{M}_{\text{acc}}$ берется предельное значение, а остальное вещество считается потерянным из системы.

В формулу (10) добавлен коэффициент f — параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей аналитической модели ИЗВ. В дальнейшем мы будем называть его коэффициентом эффективности ИЗВ. В результате формула (10) для темпа ИЗВ содержит два основных параметра порядка единицы — f и α_{ISW} , от которых существенно зависят результаты расчетов. При этом индуцированный звездный ветер тем сильнее, чем больше f и чем меньше α_{ISW} .

Как отмечено выше, темп ИЗВ и его доля, захватываемая аккректором, сильно зависят от α_{ISW} . Поэтому приобретает большое значение вопрос о величине этого параметра. Этот вопрос достаточно сложен. В наших исследованиях мы предполагаем, что скорость вещества звездного ветра порядка параболической скорости на поверхности донора, и рассматриваем α_{ISW} в интервале 0.5–1.0. Но значения этого параметра для реальных ТДС могут существенно отличаться от принятых нами. Например, для звездного ветра массивных О, В звезд ГП $1 \lesssim \alpha_{\text{ISW}} \lesssim 3$ с возможной зависимостью от температуры (массы) звезды [29, 30]. Однако, что очень важно для нашей задачи, зона ускорения этого ветра занимает несколько радиусов звезды [31, 32]. Это означает, что для тесных двойных звезд α_{ISW} на уровне орбиты аккректора может быть существенно меньше единицы. Конечно, механизмы ускорения обычных радиативных ветров горячих звезд отличаются от ускорения индуцированного ветра холодных доноров рентгеновских двойных околосолнечной массы. Поэтому для дальнейшего прогресса в направлении изучения роли индуцированного звездного ветра в эволюции LMXB необходимо развитие его численной модели.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ПЕРВОЙ ГИПОТЕЗЫ О НАЛИЧИИ ИЗВ ПРИ СТАНДАРТНОМ МАГНИТНОМ ТОРМОЖЕНИИ

Первая гипотеза представляет собой проверку возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{ex}}$ в предположении, что у донора имеется сильный индуцированный звездный ветер, однако магнитное торможение близко к стан-

дартному. Рентгеновская двойная система с ИЗВ существенно отличается от “стандартной” ТДС с компактной компонентой. Если система полуразделенная, то к аккреции из точки Лагранжа L_1 добавляется дополнительная аккреция вещества ИЗВ, в результате темп обмена веществом существенно увеличивается. Если система разделенная, то темп аккреции также возрастает по сравнению со стандартным случаем, когда аккрецируется только часть сравнительно слабого звездного ветра донора. Усиление аккреции заметно увеличивает $\dot{A}_{\text{ex}}$ — первую составляющую производной A . К тому же вторая составляющая $\dot{A}_{\text{sw}}$, обусловленная уходом из системы части ИЗВ, также играет большую роль в увеличении A (в отличие от обычных двойных систем со слабым ветром донора). Поэтому при учете ИЗВ сумма $\dot{A}_{\text{ex}} + \dot{A}_{\text{sw}}$, увеличивающая A и объем полости Роша, превосходит соответствующую сумму для стандартной модели. При этом, чем меньше уходящая из системы доля ветра, тем больше эта сумма. В результате, как будет показано ниже, при стандартных предположениях о магнитном торможении возникает проблема “ухода” донора под полость Роша в ходе эволюции системы. При этом LMXB уже не будет “классической” полуразделенной системой.

Целью данных расчетов была попытка выяснить, можно ли избежать такого “ухода” для проэволюционировавшего донора, имеющего значительно больший радиус, чем звезда ГП. Однако, как показывают расчеты, получить с таким донором полуразделенную двойную систему, имитирующую Sco X-1, в рамках первой гипотезы не удастся.

Рисунок 2 иллюстрирует характер эволюции системы при проэволюционировавшем доноре с начальной массой $(M_2)_0 = 1 M_\odot$. На этом рисунке изображен ряд треков, рассчитанных для различных начальных стадий эволюции донора. Параметры треков даны в табл. 1. Для треков 5, 6 начальная относительная масса гелиевого ядра равна 0.033 и 0.008, для треков 7, 8 это ядро еще не сформировалось, но концентрация водорода в центре звезды уже мала и составляет 9×10^{-5} и 6×10^{-3} соответственно. Значение f — коэффициента эффективности ИЗВ для треков 5–8 равно 1.0, что соответствует достаточно интенсивному ветру. Характерная черта всех треков: орбитальный период быстро увеличивается, и донор почти сразу “уходит” под полость Роша. К моменту, когда его масса уменьшается до $0.4 M_\odot$, степень заполнения им полости Роша D (равная отношению радиуса донора к среднему радиусу полости Роша) уменьшается тем больше, чем менее проэволюционировавшей была звезда в начальный

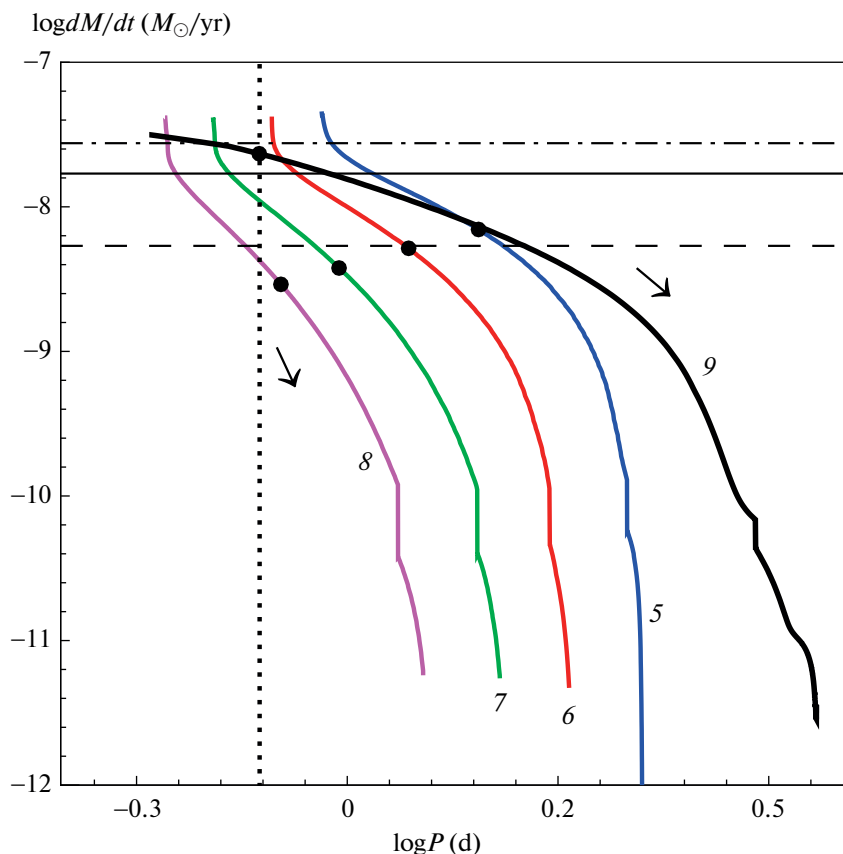


Рис. 2. Треки с ИЗВ и стандартным магнитным торможением для проэволюционировавшего донора с начальной массой $1 M_{\odot}$ на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для треков 5 и 6 начальная относительная масса гелиевого ядра равна 0.033 и 0.008, для треков 7 и 8 концентрация водорода в центре звезды составляет 9×10^{-5} и 6×10^{-3} . В треке 9 донор находится на ГП. Для треков 5–7 $f = 1.0$, для трека 9 $f = 2.5$. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

момент. Для треков 5, 6, 7, 8 значение D составляет 0.62, 0.59, 0.54, 0.51 соответственно. Как видно на рисунке, темп потери массы донором при этом также падает. Уменьшается и отношение $\dot{M}_{\text{ex}}$ к эддингтоновскому пределу, которое для этих треков равно 0.05, 0.03, 0.02, 0.01 соответственно. Дальнейшее продвижение в сторону еще менее проэволюционировавшего в начальный момент донора приведет как раз к результату, полученному в предыдущей статье [8]: при массе $0.4 M_{\odot}$ донор будет звездой ГП с D около 0.4, и может иметь высокий темп потери массы, если коэффициент эффективности ИЗВ f будет существенно превышать единицу. Соответствующий трек из статьи [8] также изображен на рис. 2 (трек 9), значение f для него равно 2.5. Отметим, что для проэволюционировавших доноров увеличение f только приведет к еще более быстрому увеличению периода. Таким образом, включение ИЗВ в расчет

эволюции системы с проэволюционировавшим донором, начальная масса которого значительно превышает $0.4 M_{\odot}$, при стандартных предположениях о магнитном торможении не дает возможности имитировать Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором-субгигантом. Возможна только имитация для разделенной системы, и в этом случае орбитальный период увеличивается.

Однако если предположить, что начальная масса донора в момент формирования НЗ и рассеивания общей оболочки близка к текущему значению $0.4 M_{\odot}$, то имитация полуразделенной системы становится возможной. На рис. 3 изображены два трека, для которых начальная масса донора равна $0.4 M_{\odot}$, и донор представляет собой ядро проэволюционировавшей звезды, заполняющее полость Роша в начальный момент, после образования НЗ. Относительная масса гелиевого ядра донора равна в это время 0.12. Параметры

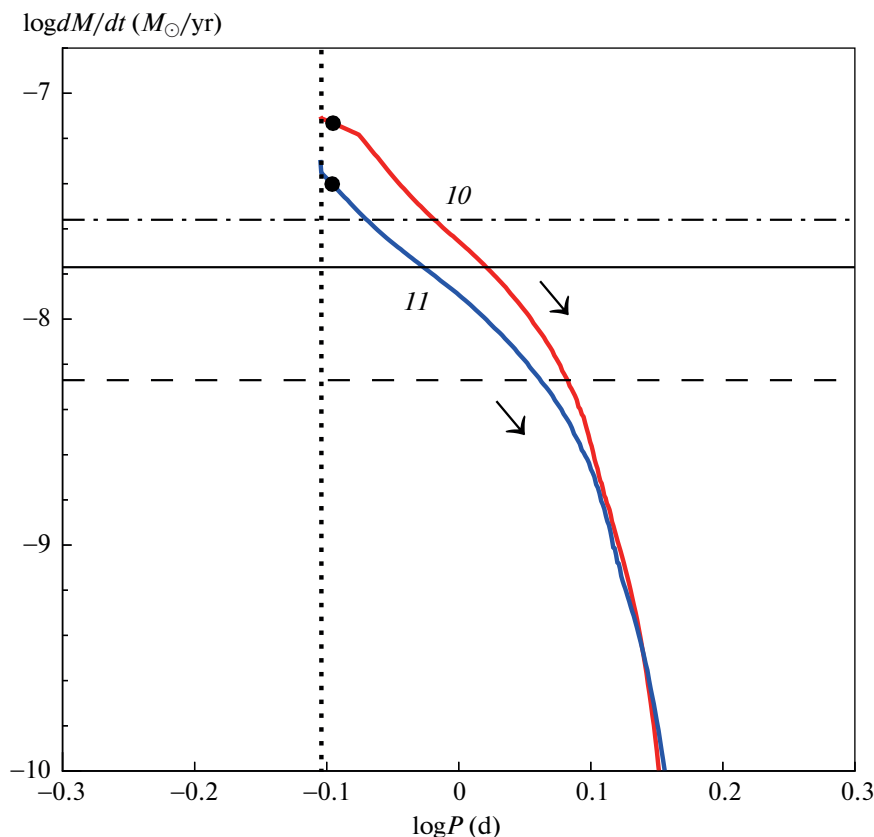


Рис. 3. Треки с проэволюционировавшими донорами с начальной массой $0.4 M_{\odot}$ на диаграмме “логарифм орбитального периода – логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для трека 10 $f = 1.5$, для трека 11 $f = 1.0$. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия – те же, что на рис. 1.

треков даны в табл. 1. Включение в расчеты ИЗВ позволяет получить достаточно высокий темп обмена массой, превышающий эддингтоновский предел. Коэффициент эффективности f равен 1.5 для трека 10 и 1.0 для трека 11, при этом отношение $\dot{M}_{\text{EX}}$ к эддингтоновскому пределу составляет 1.0 и 0.7 соответственно. Значение D для обоих треков близко к 0.97. Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 10. Орбитальный период в этом треке в области $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ увеличивается.

Таким образом, имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша маломассивным субгигантом в этом случае формально возможна. Однако остается нерешенной проблема происхождения такой двойной системы. Возможно, что такой донор мог быть захвачен нейтронной звездой при столкновении. Предположение о таком происхождении Sco X-1 высказывается, например, в работе [33], в которой исследуется орбита Sco X-1 в Га-

лактике. Авторы [33] считают, что галактоцентрическая кинематика Sco X-1 аналогична кинематике самых древних звезд и шаровых скоплений внутреннего галактического гало, и поэтому наиболее вероятно, что эта двойная система образовалась в результате близкого столкновения в шаровом скоплении. Если принять такую точку зрения, становится возможным появление в системе маломассивного субгиганта, лишившегося оболочки на фазах эволюции, предшествующих столкновению с НЗ.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ВТОРОЙ ГИПОТЕЗЫ ОБ УСИЛЕНИИ МАГНИТНОГО ТОРМОЖЕНИЯ

Вторая возможность увеличить темп потери массы донором LMXB – это усиление процесса, уменьшающего A , т.е. в данном случае увеличение (по абсолютной величине) составляющей $\dot{A}_{\text{MSW}}$, соответствующей магнитному торможению. Это увеличение должно быть достаточно

сильным, чтобы влияние $\dot{A}_{\text{MSW}}$ превзошло влияние $\dot{A}_{\text{EX}}$. В результате быстрое уменьшение A приведет к ускоренному сокращению объема полости Роша, и в итоге к росту теоретического темпа обмена массой до значений $\dot{M}_{\text{EX}}$, близких к наблюдаемым в Sco X-1 и в других подобных системах [13, 14].

Усиление магнитного торможения в ходе эволюции Sco X-1 рассматривалось, в частности, в работах [13, 14]. В них предлагаются детально разработанные конкретные гипотезы. Модель магнитного торможения, предложенная в [13], основана на предположении, что для проэволюционировавших звезд потеря вещества и момента с магнитным звездным ветром существенно больше, чем для звезд ГП. В работе [14] предполагается, что исходно донор Sco X-1 был звездой Ap/Vr промежуточной массы с аномально сильным магнитным полем. В результате потеря вещества такой звездой сопровождается интенсивной потерей углового момента посредством магнитного поля.

Кроме того, предположение о возможности усиления магнитного торможения высказывалось при исследовании скорости уменьшения орбитального периода нескольких других конкретных LMXB. В работе [34] изучается возможная причина быстрого уменьшения периода трех LMXB с черными дырами: KV UMa, A0620–00, Nova Muscae 1991. Сделан вывод, что это уменьшение может быть обусловлено увеличением потери момента из системы с МЗВ донора. В работе [35] исследуется LMXB с нейтронной звездой AX J1745.6–2901, которая обнаружила аномально быстрое уменьшение периода. Скорость этого уменьшения превышает вклад всех процессов потери углового момента двойной системой в стандартной модели. Авторы [35] считают, что усиление магнитного торможения может объяснить эти наблюдения.

В настоящей работе мы предполагаем, что при существенном усилении звездного ветра донора в результате облучения жестким излучением может увеличиться также и связанная с магнитным полем потеря углового момента из системы, если у донора имеется достаточно сильное магнитное поле. Усиление магнитного торможения моделируется в наших расчетах путем увеличения коэффициента C в формуле (9). Цель таких расчетов — оценить, во сколько раз надо увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$, чтобы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором стала возможной.

На рис. 4 представлено сравнение стандартного консервативного трека в области бифуркации (трек 3) и тестового трека, рассчитанного с целью показать, как влияет на эволюцию двойной системы увеличение $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 10 раз (трек 12). Этот те-

стовый трек рассчитан без учета ИЗВ. В треке 12 темп потери массы донором существенно возрастает, при $M_2 = 0.4 M_\odot$ он достигает 2.0×10^{-8} , и таким образом увеличивается в 17 раз (превышая эддингтоновский предел для НЗ).

Добавление в расчеты ИЗВ с коэффициентом эффективности f , равным 1.0, заметно меняет более поздние стадии эволюции системы, поскольку, как отмечено выше, в этом случае существенно возрастает сумма $\dot{A}_{\text{EX}} + \dot{A}_{\text{SW}}$, действующая в направлении увеличения A . В результате происходит “уход” донора под полость Роша. На какой стадии эволюции системы это будет иметь место — зависит от степени увеличения магнитного торможения.

На рис. 5 показаны треки для $\dot{A}_{\text{MSW}}$, увеличенного в 5, 10, 20 раз (треки 13, 14, 15), рассчитанные с учетом ИЗВ. Параметры треков даны в табл. 1. При $M_2 = 0.4 M_\odot$ донор полностью остается в полости Роша только при увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 20 раз (трек 15), и даже при этом основная часть $\dot{M}_{\text{EX}}$ обусловлена ИЗВ. Общий темп потери массы донором превосходит в этом случае эддингтоновский предел. “Уход” донора под полость Роша в этом треке наступает, когда M_2 уменьшается до $\sim 0.35 M_\odot$. При увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в 5 и 10 раз (треки 13 и 14) значение D при $M_2 = 0.4 M_\odot$ равно 0.92 и 0.99, и вся потеря массы донором на этой фазе осуществляется за счет ИЗВ. Соответствующие значения $\dot{M}_{\text{EX}}$ составляют 0.5 и 0.7 эддингтоновского предела (поскольку аккрецируется только часть ветра). Отметим, что при D , близких к 0.99, все-таки можно считать, что донор заполняет полость Роша, хотя реальная скорость обмена веществом зависит уже в основном от ИЗВ.

Таким образом, численное моделирование показало, что если увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$ более чем на порядок, т.е. приблизительно пропорционально увеличению темпа потери массы донором (который в основном определяется ИЗВ), то донор может остаться в полости Роша. В итоге в рамках предположения о том, что в случае появления у донора интенсивного ИЗВ одновременно усиливается и магнитное торможение, можно получить полуразделенную систему, имитирующую Sco X-1. Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 15. Орбитальный период в этом треке в области $M_2 = 0.4 M_\odot$ уменьшается.

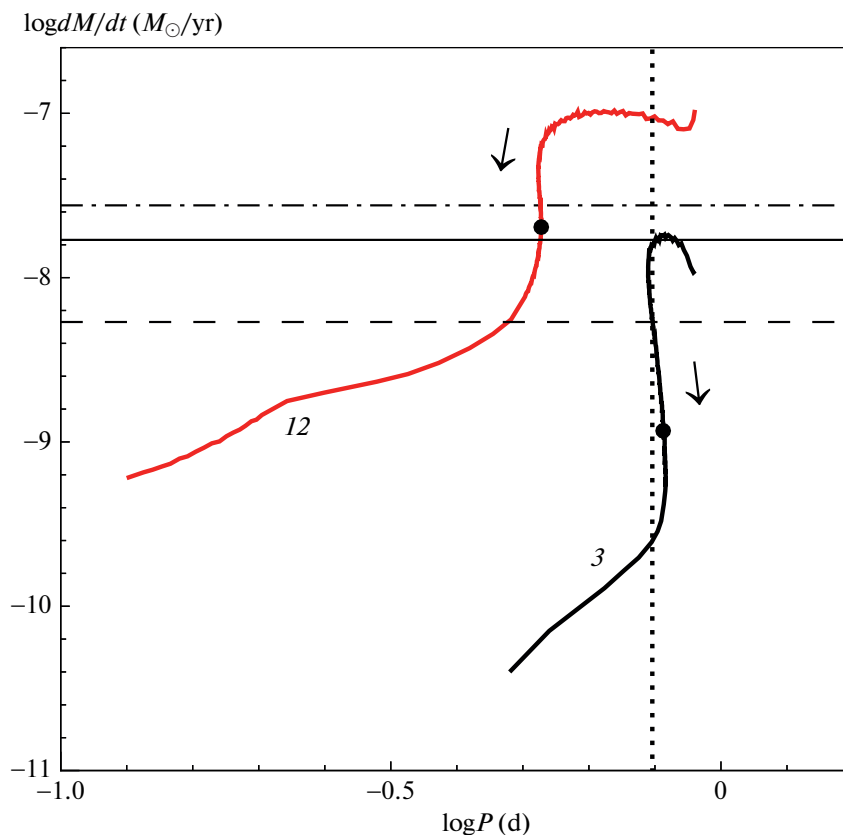


Рис. 4. Сравнение двух треков на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Трек 3 — стандартный консервативный трек в области бифуркации, трек 12 рассчитан с увеличением $\dot{M}_{\text{MSW}}$ в 10 раз, без учета ИЗВ. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

7. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ В РАМКАХ ТРЕТЬЕЙ ГИПОТЕЗЫ ОБ ОТМЕНЕ ПРЯМОГО ОБМЕНА УГЛОВЫМ МОМЕНТОМ

В качестве третьей гипотезы мы рассматриваем возможность уменьшения $\dot{A}_{\text{EX}}$ — первой составляющей производной A , которая сильнее всего действует в направлении увеличения A . Как отмечено выше, стандартная модель эволюции двойных систем с компактными аккреторами использует для изменения A со временем классическую формулу Пачинского–Хуанга (2), основанную на предположении о прямом консервативном обмене между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом вещества, переходящего с быстро движущегося мало-массивного донора на медленнее движущийся более массивный аккретор. Тем не менее в вопросе о возможности прямого обмена угловым моментом нет полной ясности, как и в вопросе о механизме этого обмена. Суммарный угловой момент двойной системы включает в себя орби-

тальный угловой момент двух звезд, моменты их осевого вращения, момент аккреционного диска (при его наличии) и момент потоков вещества в системе, в частности, джетов, если они есть. Если аккреция имеет дисковый характер, то перетекающее вещество вначале присоединяется к аккреционному диску, увеличивая его угловой момент. К поверхности компактной компоненты вещество может присоединяться либо в экваториальной области, либо в районе полюсов (если аккретор имеет сильное магнитное поле). Возможно, конкретный механизм передачи момента и степень, в которой осуществляется рассматриваемый обмен моментом, в этих двух случаях различны.

Если в системе есть джеты, то избыток момента аккрецируемого вещества в принципе может передаваться и веществу джетов. Джеты могут иметь прецессионное движение (см., напр., [36]). Кроме того, с 2003 г. исследуется проблема вращения джетов, основанная на модели магнито-центробежного ускорения (см. ссылки на работы, посвященные исследованию этого явления, в [2]).

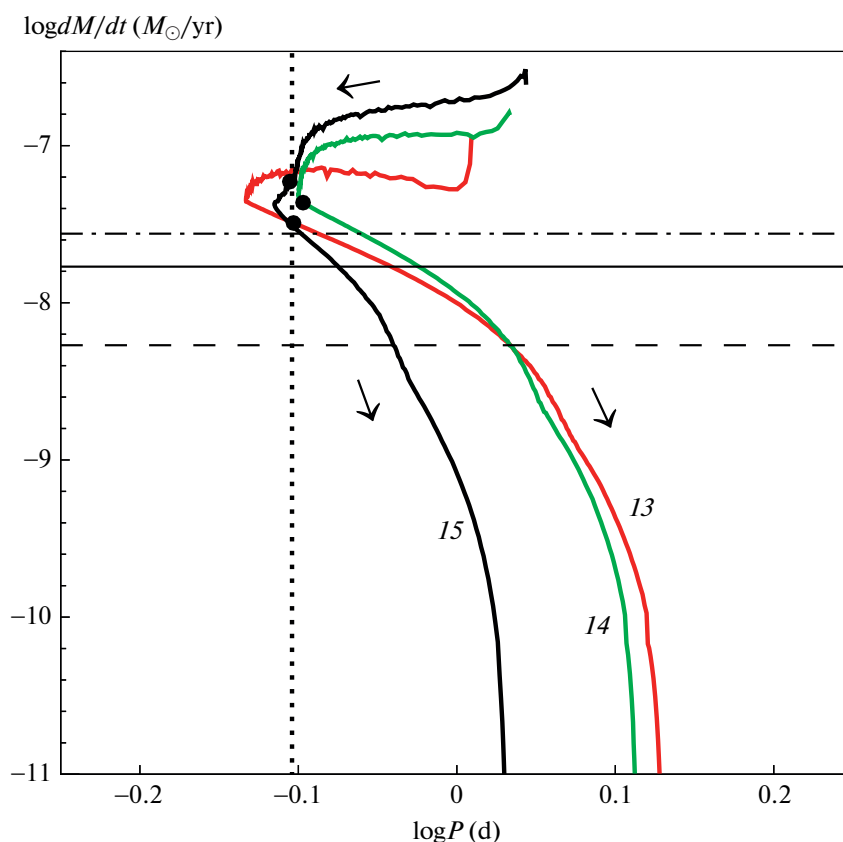


Рис. 5. Треки с различными коэффициентами увеличения $\dot{A}_{\text{MSW}}$, рассчитанные с учетом ИЗВ, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Для треков 13, 14, 15 $\dot{A}_{\text{MSW}}$ увеличено в 5, 10, 20 раз соответственно. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

В результате гипотетически можно предположить, что избыточный угловой момент аккрецируемого вещества, переходящего на медленнее движущийся более массивный аккретор, не добавляется к орбитальному моменту системы, а переходит в угловой момент находящихся в системе газовых потоков.

Кроме того, имеются исследования, показывающие, что для реальных двойных систем модель Пачинского—Хуанга и соответственно формула (2) могут быть некорректными (см., напр., [37–39]). В указанных работах детально изучается консервативный обмен веществом в тесных двойных звездах с эллиптическими орбитами. При исследовании относительного движения звезд в ТДС принимаются во внимание гравитационное взаимодействие между звездами, реактивные силы, гравитационное воздействие на звезды потоков аккрецируемого вещества, возмущения из-за вращения аккрецирующей звезды. На основе численного интегрирования соответствующих уравнений показано, что в ТДС с эллиптически-

ми орбитами и аккреционным диском модель Пачинского—Хуанга дает неверные результаты, и в реальности обмен веществом может не приводить к изменению большой полуоси орбиты. Этот вывод подтверждает возможность реального осуществления третьей рассматриваемой нами гипотезы.

В итоге при обмене веществом исчезает $\dot{A}_{\text{EX}}$ — составляющая производной A , обусловленная обменом массой между компонентами. Единственной составляющей, приводящей к увеличению A , остается $\dot{A}_{\text{SW}}$, связанная с потерей из системы части звездного ветра донора. Ее величина зависит от того, какая доля ветра аккрецируется компактной компонентой. Для ИЗВ эта доля тем больше, чем меньше α_{ISW} — отношение скорости звездного ветра донора к параболической скорости на его поверхности. Если эта доля мала (т.е. α_{ISW} велико), то несмотря на отмен действия $\dot{A}_{\text{EX}}$,

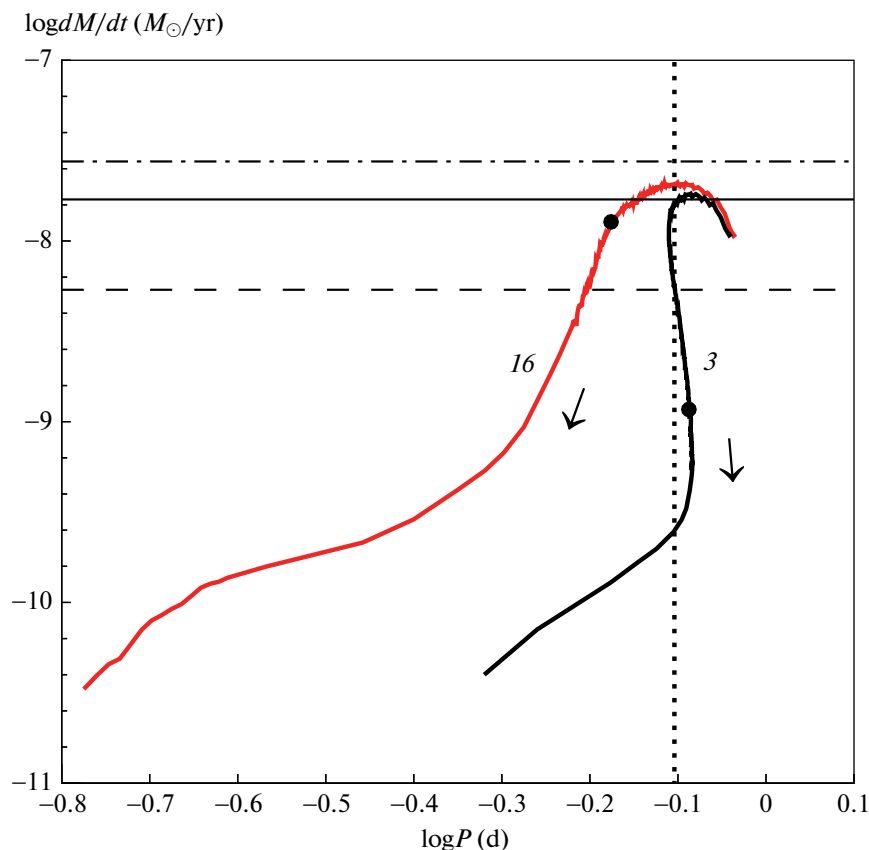


Рис. 6. Сравнение двух треков на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Трек 3 — стандартный консервативный трек в области бифуркации, трек 16 рассчитан с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, без учета ИЗВ. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

увеличение A все-таки может иметь место в ходе эволюции системы.

На рис. 6 представлено сравнение стандартного консервативного трека в области бифуркации (трек 3) и тестового трека 16, рассчитанного с целью показать, как меняется характер эволюции системы при $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, т.е. при отмене прямого обмена угловым моментом. Этот тестовый трек рассчитан без учета ИЗВ. Параметры треков даны в табл. 1. В отсутствие ИЗВ в треке 16 остаются только процессы, уменьшающие A , в результате орбитальный период уменьшается. Поэтому отмена прямого обмена моментом, как и следовало ожидать, значительно увеличивает темп потери массы донором, при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ он достигает 1.3×10^{-8} , и таким образом увеличивается в 11 раз.

Добавление в такие расчеты ИЗВ позволяет получить достаточно большие $\dot{M}_{\text{EX}}$, однако приводит к определенной степени “ухода” донора под полость Роша, поскольку, как отмечено выше, вследствие потери части ИЗВ из системы

приобретает заметное значение $\dot{A}_{\text{SW}}$ — составляющая производной A , действующая в направлении увеличения A . После “ухода” темп потери массы донором начинает зависеть главным образом от ИЗВ и его параметров — коэффициента эффективности f и α_{ISW} , определяющего долю захватываемого аккректором вещества ветра. Существенно, однако, что если α_{ISW} мало и аккрецируется почти все вещество ветра, то в рамках данной гипотезы влияние ИЗВ на эволюцию системы практически исчезает.

На рис. 7 показаны треки, рассчитанные с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$ и с учетом ИЗВ при различных значениях f и α_{ISW} . Параметры треков даны в табл. 1. Для трека 17 f и α_{ISW} равны 0.5 и 0.5, для трека 18—1.0 и 0.5, для трека 19—0.5 и 1.0. Согласно результатам расчетов, чем больше f , тем меньше D в момент $M_2 = 0.4 M_{\odot}$. При $f = 1.0$ (трек 18) это значение D составляет 0.51, т.е. при сильном ИЗВ модель полуразделенной двойной системы не реализуется.

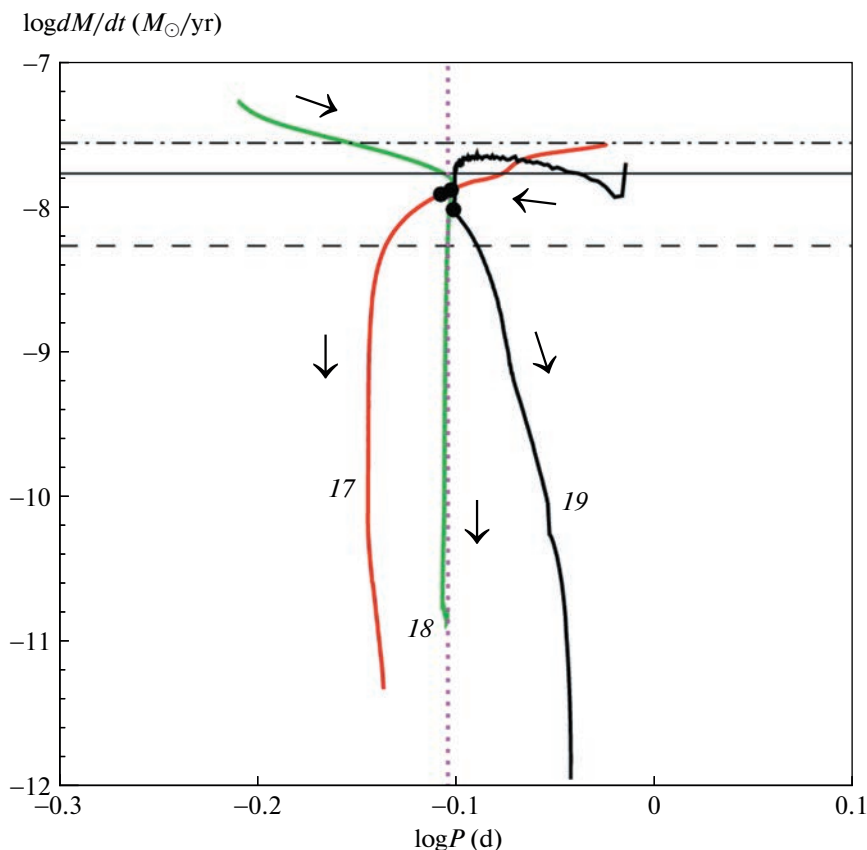


Рис. 7. Треки с $\dot{A}_{\text{EX}} = 0$, рассчитанные с учетом ИЗВ, на диаграмме “логарифм орбитального периода — логарифм темпа потери массы донором”. На рисунке указаны номера треков согласно табл. 1. Значения f и α_{ISW} для трека 17 равны 0.5 и 0.5, для трека 18 — 1.0 и 0.5, для трека 19 — 0.5 и 1.0. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции. Черными кружками показано положение доноров с массой $0.4 M_{\odot}$. Горизонтальные линии и вертикальная линия — те же, что на рис. 1.

ся. Имеется также сильная зависимость $\dot{M}_{\text{EX}}$ от α_{ISW} : только при малых α_{ISW} , близких к 0.5, можно получить достаточно большой темп потери массы, сравнимый с $\dot{M}_{\text{Edd}}$ (треки 17, 18), поскольку только в этом случае НЗ аккрецирует основную часть звездного ветра, и величина $\dot{A}_{\text{SW}}$, действующая в направлении увеличения A , невелика. Доля вещества, аккрецируемая нейтронной звездой, при $\alpha_{\text{ISW}} = 0.5$ в начале треков составляет 0.76, а при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ достигает единицы. При $\alpha_{\text{ISW}} = 1.0$ эта доля равна соответственно 0.05 и 0.21, и в этом случае $\dot{A}_{\text{SW}}$ существенно возрастает, так что эффект от отмены прямого обмена моментом невелик, и $\dot{M}_{\text{EX}}$ на порядок меньше $\dot{M}_{\text{Edd}}$.

Наиболее подходящим для имитации Sco X-1 (по значениям периода и $\dot{M}_{\text{EX}}$) можно считать трек 17. Орбитальный период в этом треке в обла-

сти $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ уменьшается. Отметим, что при D , близких к 0.99, все-таки можно считать, что донор заполняет полость Роша, хотя реальная скорость обмена веществом зависит уже в основном от ИЗВ.

8. О НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНОЙ ПРИЧИНЕ ВЫСОКИХ ТЕМПОВ ОБМЕНА МАССОЙ В КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ LMXB

Рассмотрим вопрос о выборе наиболее вероятной из рассмотренных здесь гипотез в предположении, что соответствующий ей фактор должен обеспечивать высокие темпы обмена массой в некоторых LMXB при условии, что их доноры заполняют свои полости Роша. Как отмечено выше, периоды самых ярких маломассивных рентгеновских двойных с нейтронными звездами в основном не превышают ~ 20 ч [15–17]. Возможно, что для наиболее вероятной гипотезы должно выполняться условие: искомый фактор должен действовать только для части LMXB (в основ-

ном короткопериодических), и не действовать (либо действовать слабо) для остальных систем.

1) Гипотеза о влиянии ИЗВ при стандартном магнитном торможении, возможно, не удовлетворяет указанному выше условию: не совсем ясно, почему параметры ИЗВ могут сильно различаться от системы к системе. В принципе это не исключено, например, сила ветра может зависеть от значения $[Fe/H]$, но эта проблема требует дальнейшего исследования. К тому же доноры LMXB, имеющие очень сильные ИЗВ, только частично заполняют свои полости Роша. В вопросе о том, имеет ли место это заполнение для большинства ярких LMXB, нет полной ясности. Однако по крайней мере для Sco X-1 модель с частичным заполнением полости Роша возможна [6, 8].

2) Гипотеза об усилении магнитного торможения возможно удовлетворяет указанным выше условиям. Можно считать вполне вероятным, что магнитное поле доноров LMXB и их нейтронных звезд может достаточно сильно различаться от системы к системе. Если (как предполагается в работе [13, 14]) ИЗВ определяется почти исключительно свойствами донора, то усиление магнитного торможения может иметь место только для части LMXB. При этом короткопериодичность ярких LMXB можно объяснить уменьшением орбитального периода в ходе эволюции систем с сильным магнитным торможением. С другой стороны, предложенный нами вариант этой гипотезы связывает усиление магнитного торможения с увеличением интенсивности звездного ветра донора за счет ИЗВ. Можно предполагать, что и в этом случае степень этого усиления зависит от магнитного поля донора.

3) Гипотеза об отмене прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества может дать высокие темпы потери массы донором, но не совсем ясно, почему эта отмена может иметь место у одних LMXB и отсутствовать у других. Однако возможно, что ненулевой эксцентриситет звездных орбит в некоторых реальных двойных системах может, как отмечалось выше, приводить к такой отмене. С другой стороны, можно предположить, что обмен моментом отключается при определенных свойствах потоков вещества в двойной системе, например, при наличии у аккретора джетов (однако пока затруднительно обосновать это предположение).

Рассмотренные нами гипотезы предполагают разные направления изменения орбитального периода в ходе эволюции LMXB, и в принципе это может быть критерием для выбора. К сожалению, для системы Sco X-1 скорость изменения орбитального периода остается неопределенной, поскольку пока нет надежных оценок этой скорости. Однако наблюдения некоторых рентгенов-

ских 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 [40]. С другой стороны, как упоминалось выше, имеются и случаи быстрого уменьшения периодов LMXB.

Необходимо отметить, что есть аргумент в пользу существенной неконсервативности эволюции LMXB, которая предполагается в модели индуцированного звездного ветра, поскольку часть вещества ветра теряется из системы и не аккрецируется релятивистской компонентой. Начальное распределение ТДС по массам первичных компонент M_1 , большой полуоси орбиты A и отношению масс $q = M_2/M_1$ имеет вид [41]:

$$d^3N \approx 0.2 \frac{dM_1}{M_1^{2.5}} d(\lg A) dq. \quad (12)$$

Это позволяет оценить частоту формирования в Галактике рентгеновских двойных систем с НЗ и ЧД в качестве аккреторов. При $M_1 \geq 10 M_\odot$, $dq \sim 0.1$, $dA/A \sim 0.1$ получаем $dN/dt \approx 10^{-4}$ год $^{-1}$. Принимая массу донора порядка $1 M_\odot$ найдем, что скорость аккреции в LMXB $\sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$. И считая, что аккреция одного грамма вещества донора релятивистским аккретором ведет к излучению в рентгене $\sim 10^{20}$ эрг, получаем оценку рентгеновской светимости Галактики $\sim 10^{42}$ эрг/с. Но наблюдаемая рентгеновская светимость Галактики составляет $\sim 10^{40}$ эрг/с [42]. Очевидно, что несмотря на остающиеся неопределенности в формуле (12), предположение о консервативной по массе эволюции рентгеновских двойных ведет к существенной переоценке ожидаемой рентгеновской светимости Галактики. Но если доноры таких двойных звезд не заполняют свои полости Роша, и релятивистская компонента аккрецирует только часть вещества их звездного ветра, усиленного жестким облучением, то из системы теряется заметная доля вещества донора. Это одна из возможностей понизить рентгеновскую светимость Галактики.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работах [5, 6] А.М. Черепашук с соавторами выполнили моделирование оптических орбитальных кривых блеска рентгеновской двойной системы Sco X-1 в рамках двух моделей. В первой из них [5] донор (маломассивный субгигант) заполняет свою полость Роша, и аккреция вещества на НЗ осуществляется через точку Лагранжа L_1 . Во второй модели [6] донор (звезда ГП) сравнительно далек от заполнения полости Роша (степень заполнения 0.38), и нейтронная звезда ак-

крецирует индуцированный рентгеновским прогревом звездный ветер донора.

В нашей предыдущей работе [8] с помощью численного моделирования показано, что в рамках принятой нами теории индуцированного звездного ветра, не выходя за допустимые границы интервала ее параметров, можно получить теоретические треки, имитирующие возможную эволюцию Sco X-1 и воспроизводящие ее характеристики для второй модели с неполным заполнением полости Роша [6].

В настоящей работе с помощью численных расчетов с учетом ИЗВ рассмотрена возможность осуществления первой модели с заполнением донором полости Роша [5]. При этом на примере Sco X-1 исследована проблема получения для полуразделенных LMXB высоких теоретических темпов обмена массой $\dot{M}_{\text{EX}}$, которые не удастся получить в рамках стандартной теории консервативной эволюции ТДС, хорошо объясняющей свойства катаклизмических двойных систем.

Мы исследовали три гипотезы, которые могут увеличить темп обмена массой в LMXB. Первая гипотеза представляет собой проверку возможности получить полуразделенную LMXB с высоким $\dot{M}_{\text{EX}}$ в предположении, что у донора имеется сильный индуцированный звездный ветер из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды, однако магнитное торможение близко к стандартному. Расчеты показали, что в этом случае можно получить высокий темп обмена, но при этом донор не может заполнять полость Роша — он “уходит” под нее. Причина — усиление процессов, увеличивающих большую полуось системы. Это дополнительная аккреция вещества интенсивного ИЗВ донора и потеря из системы части этого ветра, которая также играет заметную роль в увеличении большой полуоси орбиты A (в отличие от обычных двойных систем со слабым звездным ветром донора). Поэтому данная гипотеза оказывается несовместима с моделью Sco X-1, в которой донор системы заполняет полость Роша. Точно так же и другие короткопериодические LMXB с высокими темпами обмена массой не могут оставаться полуразделенными, если предположить наличие у донора сильного ИЗВ без увеличения магнитного торможения. Эволюция таких разделенных систем идет с увеличением орбитального периода.

Однако в рамках первой гипотезы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша маломассивным субгигантом все же формально возможна, если предположить, что начальная масса донора только незначительно превышала $0.4 M_{\odot}$, и после формирования НЗ донор уже представлял собой ядро проэволюционировавшей звезды, по-

терявшей оболочку. Учет ИЗВ позволяет получить в этом случае достаточно большие $\dot{M}_{\text{EX}}$. Но остается нерешенной проблема происхождения такой двойной системы. Можно только предположить, что она образовалась в результате близкого столкновения в шаровом скоплении.

Вторая гипотеза предполагает усиление магнитного торможения, т.е. увеличение потери углового момента из системы за счет МЗВ — магнитного звездного ветра донора. При этом увеличивается $\dot{A}_{\text{MSW}}$ — составляющая производной $\dot{A}$, действующая в направлении уменьшения A , что приводит к увеличению темпа потери массы донором. Конкретные гипотезы об усилении магнитного торможения уже не раз предлагались в качестве объяснения высоких темпов обмена массой в некоторых LMXB. В настоящей работе мы предполагаем, что усиление магнитного торможения связано с интенсивным ИЗВ донора, и имеет место при наличии у него сильного магнитного поля. Нами выполнен ряд расчетов эволюции LMXB с усиленным МЗВ с целью оценить, во сколько раз надо увеличить $\dot{A}_{\text{MSW}}$, чтобы имитация Sco X-1 с заполняющим полость Роша донором стала возможной. Результаты расчетов показывают, что если включить в расчеты ИЗВ, то при $M_2 = 0.4 M_{\odot}$ донор полностью остается в полости Роша при увеличении $\dot{A}_{\text{MSW}}$ в ~ 20 раз, хотя даже при этом основная часть $\dot{M}_{\text{EX}}$ обусловлена ИЗВ. При несколько меньшей степени увеличения $\dot{A}_{\text{MSW}}$ можно также найти варианты, когда D близко к 0.99, т.е. донор практически заполняет полость Роша. В треках с усиленным магнитным торможением возможна эволюция с уменьшением орбитального периода.

Третья гипотеза предполагает отмену прямого обмена угловым моментом между орбитальным моментом системы и моментом аккрецированного вещества, переходящего с быстро движущегося маломассивного донора на медленнее движущийся более массивный аккретор. При этом исчезает $\dot{A}_{\text{EX}}$ — основная составляющая производной $\dot{A}$, увеличивающая A . Возможность такой отмены подтверждают детальные исследования обмена массой в ТДС с эллиптическими орбитами. Расчеты показывают, что в этом случае в отсутствие ИЗВ можно получить достаточно высокие $\dot{M}_{\text{EX}}$. С учетом ИЗВ это также возможно, однако будет иметь место определенная степень “ухода” донора под полость Роша, после чего темп потери им массы начинает зависеть главным образом от ИЗВ. Однако здесь также возможны варианты, когда донор практически заполняет полость Роша и D близко к 0.99. Возможна эволюция с уменьшением орбитального периода.

При выделении наиболее вероятной из исследованных гипотез надо учитывать следующие условия: исследуемый фактор должен действовать только для части LMXB и не действовать (либо слабо действовать) для остальных, а также присутствовать в основном в короткопериодических LMXB. Не исключено, что эти условия лучше всего выполняются для гипотезы об усилении магнитного торможения, в частности, для предложенного нами варианта этой гипотезы. В этом варианте предполагается, что усиление магнитного торможения связано с интенсивным ИЗВ донора, а степень этого усиления определяется магнитным полем донора, которое может различаться от системы к системе. Существенно, что при сильном магнитном торможении эволюция системы идет с уменьшением орбитального периода. Поэтому LMXB с самыми большими $\dot{M}_{\text{EX}}$ будут в основном короткопериодическими.

В заключение необходимо отметить, что используемая в наших исследованиях модель индуцированного звездного ветра предполагает существенную неконсервативность эволюции LMXB, поскольку заметная часть вещества донора теряется из системы и не аккрецируется релятивистской компонентой. Консервативная по массе эволюция LMXB ведет к существенной переоценке ожидаемой рентгеновской светимости Галактики. Наличие ИЗВ у доноров LMXB, приводящее к потере из системы части массы донора — одна из возможностей понизить эту светимость.

Необходимо специально отметить важную роль физики индуцированного звездного ветра при моделировании эволюции рентгеновских двойных с донорами малой массы. В частности, важен вопрос о скорости ИЗВ на уровне орбиты аккректора. Для дальнейшего прогресса в направлении изучения роли индуцированного звездного ветра в эволюции LMXB необходимо развитие его численной модели.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, and B. B. Rossi*, Phys. Rev. Letters **9**, 439 (1962).
2. *N. Soker, J. Bulblitz, and J. H. Kastner*, Astrophys. J. **928**, id. 159 (2022).
3. *I. S. Shklovskii*, Soviet Astron. **11**, 749 (1968).
4. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, and T. S. Khruzina*, in *Highly Evolved Close Binary Stars: Catalogue* (Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1996), p. 96.
5. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **508**, 1389 (2021).
6. *A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. I. Bogomazov*, Astron. Rep. **66**, 348 (2022).
7. *I. F. Mirabel, and I. Rodriguez*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **37**, 409 (1999).
8. *A. V. Fedorova and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **66**, 925 (2022).
9. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Jungelson*, Astrophys. J. Suppl. **100**, 233 (1995).
10. *I. J. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova*, Astrophys. J. **486**, 955 (1997).
11. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **46**, 765 (2002).
12. *A. V. Tutukov and A. V. Fedorova*, Astron. Rep. **47**, 600 (2003).
13. *K. Pavlovskii and N. Ivanova*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **456**, 263 (2016).
14. *W.-C. Chen*, Astron. and Astrophys. **606**, 60 (2017).
15. *P. Podsiadlowski, S. Rappaport, and E. D. Pfahl*, Astrophys. J. **565**, 1107 (2002).
16. *K. Asai, T. Mihara, and M. Matsuoka*, Publ. Astron. Soc. Japan **74**, 974 (2022).
17. *A. Bahramian and N. Degenaar*, arXiv:2206.10053 [astro-ph.HE] (2022).
18. *U. Kolb and H. Ritter*, Astron. and Astrophys. **236**, 385 (1990).
19. *S. S. Huang*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **4**, 35 (1966).
20. *B. Paczynski*, Acta Astronomica **16**, 231 (1966).
21. *M. Diaz Trigo and L. Boirin*, Astron. Nachricht. **337**, 368 (2016).
22. *P. Kosec, E. Kara, A. C. Fabian, F. Fürst, et al.*, Nature Astron. **7**, 715 (2023).
23. *P. O. Petrucci, S. Bianchi, G. Ponti, J. Ferreira, et al.*, Astron. and Astrophys. **649**, id. A128 (2021).
24. *S. Fijma, N. Castro Segura, N. Degenaar, C. Knigge, N. Higginbottom, J. V. Hernandez Santisteban, and T. J. Maccarone*, arXiv:2305.10793 [astro-ph.HE] (2023).
25. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, Теория поля (М.: Физматгиз, 1962).
26. *A. V. Fedorova and A. V. Tutukov*, Astron. Rep. **38**, 377 (1994).
27. *A. Skumanich*, Astrophys. J. **171**, 565 (1972).
28. *B. Paczynski*, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **9**, 183 (1971).
29. *H. Lamers, G. Snow, and D. Lindholm*, Astrophys. J. **455**, 269 (1995).
30. *C. Hawcroft, H. Sana, L. Mahy, J. O. Sundqvist, et al.*, arXiv:2303.12165 [astro-ph.HE] (2023).
31. *I. Stevens*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **265**, 601 (1993).
32. *S. Bogovalov and M. Petrov*, Universe **7**, 353 (2021).
33. *I. F. Mirabel and I. Rodrigues*, Astron. and Astrophys. **398**, L25 (2003).
34. *A. M. Cherepashchuk, N. A. Katysheva, T. S. Khruzina, S. Y. Shugarov, A. M. Tatarnikov, and A. I. Bogomazov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **490**, 3287 (2019).
35. *A. I. Bogomazov, A. M. Cherepashchuk, T. S. Khruzina, and A. V. Tutukov*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **514**, 5375 (2022).
36. *A. C. Raga and J. Canto*, Revista Mexicana Astron. Astrof. **58**, 301 (2022).

37. *L. G. Luk'yanov*, *Astron. Astrophys. Trans.* **27**, 82 (2011).
38. *L. G. Luk'yanov and S. A. Gasanov*, *Astron. Rep.* **55**, 733 (2011).
39. *A. A. Medvedeva and S. A. Gasanov*, *Astron. Rep.* **58**, 554 (2014).
40. *P. Hertz, K. Wood, and L. Cominsky*, *Astrophys. J.* **486**, 1000 (1997).
41. *A. G. Masevich and A. V. Tutukov*, *Evolution of Stars: Theory and Observations* (Moscow: Nauka, 1988) [in Russian].
42. *M. Gilfanov, G. Fabbiano, and B. Lehmer*, *arXiv:2304.14080 [astro-ph.HE]* (2023).

EVOLUTION OF THE X-RAY BINARY SYSTEM Sco X-1

A. V. Fedorova^a and A. V. Tutukov^a

^a*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

The possible evolution of a bright low-mass X-ray binary system Sco X-1 is numerically investigated within the framework of a model assuming that the donor of the system (a satellite of a neutron star) fills its Roche lobe. The calculations take into account a strong induced stellar wind (ISW) of the donor, which occurs due to irradiation by hard radiation of an accreting relativistic star. At the same time, using the example of Sco X-1, three hypotheses are investigated, within the framework of which a high rate of mass exchange can be obtained for semi-separated X-ray binary stars. The first hypothesis is the presence of a strong ISW of the donor with standard magnetic braking. Calculations have shown that in this case it is possible to obtain a high rate of mass exchange, but at the same time the donor cannot fill the Roche lobe – it “goes under it”. The second hypothesis is an increase of magnetic braking, that is, an increase of the loss of angular momentum from the system due to the magnetic stellar wind of the donor (MSW). Such an amplification may be associated with the intense ISW of the donor in the presence of a strong magnetic field. Numerical modeling shows that with an increase of MSW by ~ 20 times, a high rate of mass exchange is possible when the donor fills the Roche lobe. The third hypothesis suggests the possibility of canceling the direct exchange of angular momentum between the orbital moment of the system and the moment of accreted matter passing from a low-mass donor to a more massive accretor. With such cancellation, the main process, increasing the semi-axis of the orbit, disappears. Calculations show that in this case it is possible to obtain a sufficiently high rate of mass exchange. However, the most likely reason for the increase of the rate of mass exchange in low-mass X-ray binary systems is probably the increase of magnetic braking.

Keywords: close binaries, Sco X-1, simulation, induced stellar wind