

ЭВОЛЮЦИОННЫЙ СТАТУС РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИКИ

© 2024 г. А. В. Тутуков^{1,*}, А. В. Федорова^{1,**}

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

*E-mail: atutukov@inasan.ru

**E-mail: afed@inasan.ru

Поступила в редакцию 22.12.2023 г.

После доработки 28.01.2024 г.

Принята в печать 11.03.2024 г.

Выполнен анализ эволюционного статуса рентгеновских двойных звезд Галактики. Показано, что предположение о консервативной эволюции этих двойных систем ведет к переоценке рентгеновской светимости Галактики на 3–4 порядка. Общая наблюдаемая скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами рентгеновских двойных близка к $\sim 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$, в то время как теоретически возможная скорость достигает $\sim 10^{-2} M_{\odot}/\text{год}$. Противоречие между этими оценками устраняется, если принять во внимание два фактора. Первый из них — образование общей оболочки в массивных рентгеновских двойных системах после заполнения их донором своей полости Роша и краткой фазы яркого рентгеновского источника. Общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения, а также приводит к потере части вещества донора из системы. Второй фактор — наличие интенсивного звездного ветра у массивных доноров рентгеновских двойных, а также возникновение у маломассивных доноров индуцированного звездного ветра из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом общепринятое предположение о том, что доноры рентгеновских двойных заполняют свои полости Роша, может не выполняться. Значительная часть вещества ветра донора может быть потеряна из системы. Кроме того, облучение может усилить звездный ветер аккреционного диска, и часть этого ветра также покинет систему. Имеются и другие факторы, уменьшающие общее количество аккрецированного вещества: взрывы сверхновых в рентгеновских двойных системах, разрушающие часть этих систем, невозможность аккреции на быстро вращающиеся молодые нейтронные звезды с сильным магнитным полем, а также характерное для маломассивных рентгеновских систем быстрое падение темпа потери вещества донором по мере уменьшения его массы.

Ключевые слова: тесные двойные системы, рентгеновская светимость Галактики, рентгеновские двойные системы, аккреция, звездный ветер

DOI: 10.31857/S0004629924060031 EDN: JMNESJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Обнаружение первых дискретных источников космического рентгеновского излучения в ракетных экспериментах 1960-х годов породило новую ветвь астрофизики, позволившую обогатить наши представления о физике и эволюции звезд и галактик. Горячие нейтронные звезды (НЗ) были в числе первых кандидатов на роль источников рентгеновского излучения [1]. Шкловский [2] предположил, что аккреция нейтронной звездой газа звезды-спутника в двойной системе является потенциально эффективной моделью для рентгеновских источников, включая ярчайший из них Sco X-1. Эта модель была подтверждена Камероном [3]. Зельдович и Шакура [4] утвердили аккрецирующую нейтронную звезду в качестве

источника рентгена в тесных двойных системах (ТДС), предложив первую модель спектра рентгеновского излучения Sco X-1. В оптике Sco X-1 была ранее идентифицирована Сэндиджем и др. [5] как новоподобная звезда. Рентгеновское излучение Sco X-1 было приписано аккреционному диску около компактного объекта [6]. Баско и Сюняев [7] отметили роль рентгеновского облучения звезды-донора в генерации ее индуцированного звездного ветра. Установление природы рентгеновских источников Her X-1 [8] и Cyg X-1 [9] утвердило их модель как тесных двойных систем с нейтронной звездой или черной дырой (ЧД) звездной массы и донором — звездой главной последовательности (ГП), близкой к заполнению своей полости Роша.

Численное исследование эволюции массивных ТДС с релятивистскими компонентами показало, что ядерная эволюция звезды-донора способна объяснить наблюдаемые темпы обмена массой и соответствующие рентгеновские светимости этих двойных звезд [10]. Это позволило предложить общепринятый на сегодня сценарий эволюции массивных ТДС с релятивистскими аккреторами и выполнить первые оценки частоты появления массивных рентгеновских двойных систем в Галактике [11]. (Далее, говоря о рентгеновских двойных системах, мы в ряде случаев будем использовать аббревиатуру РДС, имея в виду как массивные, так и маломассивные системы.)

Эволюция рентгеновских двойных малой массы была изучена на основе гипотезы о потере этими системами углового момента за счет магнитного звездного ветра донора (МЗВ) и за счет излучения системой гравитационных волн (ИГВ) [12]. Полное представление о модели рентгеновских двойных звезд Галактики было составлено на основе сценарного кода (см., напр., [13, 14]). В результате была получена оценка числа в Галактике рентгеновских двойных разных масс, а также оценка частоты слияния (под действием ИГВ) нейтронных звезд и черных дыр звездных масс. Результаты таких исследований стали позднее основой для постановки экспериментов LIGO (лазерно-интерферометрической гравитационно-волновой обсерватории) по регистрации следов слияния компонентов компактных двойных звезд.

Заполнение донорами РДС своей полости Роша надолго было принято как необходимое условие аккреции их вещества релятивистскими компонентами. При этом для объяснения максимальной рентгеновской светимости L_x порядка эддингтоновского предела $\sim 10^{38} M / M_\odot$ эрг/с необходим сравнительно малый (по звездным меркам) темп аккреции $\sim 10^{-8} M_\odot/\text{год}$. Для алголей с донорами, теряющими газ в своей тепловой шкале времени, этот темп достигает $\sim 10^{-8} R_d / R_\odot (M_d / M_\odot)^3 M_\odot/\text{год}$, где R_d и M_d — радиус и масса донора. То есть для массивных рентгеновских двойных типа Cyg X-1 с донором массой $\sim 15 M_\odot$ и радиусом $\sim 15 R_\odot$ [15] скорость обмена массой между компонентами при заполнении донором полости Роша превышала бы эддингтоновский предел для аккретора — черной дыры. Кроме того, ясно, что при столь высоких темпах аккреции система типа Cyg X-1 быстро погрузилась бы в общую оболочку [16]. Это обстоятельство стимулирует более детальное изучение картины потери вещества донорами и условий для аккреции компактными компонентами рентгеновских двойных. Вероятно, эта картина не сводится к представлению о заполняющем полость Роша доноре и поглощающем все потерянное

вещество аккреторе. Целью данной статьи является анализ других возможных ситуаций, обеспечивающих аккрецию газа релятивистскими звездами как в составе двойных систем различных типов, так и в качестве одиночных звезд в газовой среде Галактики.

В данной работе мы предполагаем, что жесткое излучение аккрецирующих релятивистских звезд является основным источником рентгеновского излучения галактик. Необходимо отметить, что в реальности заметный вклад в это излучение вносят также катаклизмические двойные системы, аккреторами которых являются вырожденные белые карлики. Однако в настоящей статье мы не исследуем детально эту проблему ввиду наличия целого ряда неопределенностей в приводимых нами оценках.

Рентгеновская светимость нашей Галактики составляет около 10^{40} эрг/с [17]. Рентгеновские светимости других S-галактик хорошо коррелируют с массами их звездных компонентов: $(L_x)_G \sim 10^{39} (M_* / 10^{10} M_\odot)$ [17]. Установлена пространственная связь массивных РДС с зонами звездообразования в близких галактиках [18]. Получена надежная корреляция скорости звездообразования в галактиках $\dot{M}_*$ с рентгеновскими светимостями последних: $\dot{M}_* (M_\odot/\text{год}) \approx (L_x)_G / (10^{40} \text{ эрг/с})$ [17]. Оценка текущей скорости звездообразования в нашей Галактике составляет $\sim 4.5 M_\odot/\text{год}$ [19]. Таким образом, рентгеновская светимость S-галактик может служить надежной мерой как массы их звездных компонентов, так и скорости звездообразования в них. Кроме того, величина этой светимости может дать информацию о темпах аккреции вещества в РДС галактик.

В части 2 данной статьи рассматриваются основные наблюдаемые свойства РДС. В части 3 описываются основные типы доноров РДС, в части 4 кратко рассмотрены аккреторы. В части 5 приведена теоретическая оценка полной светимости РДС Галактики и детально рассмотрены факторы, которые понижают ее и приближают к наблюдаемой.

2. ОСНОВНЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ СВОЙСТВА РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД И ЧАСТОТА ИХ ФОРМИРОВАНИЯ

Исследование рентгеновских двойных звезд — одна из наиболее популярных тем астрофизики в течение последних шестидесяти лет. Приведем основные свойства этих систем. Наблюдаемое число РДС в нашей Галактике близко к 4×10^3 [20]. Массы черных дыр в наблюдаемых массивных РДС достигают $\sim 100 M_\odot$ [21, 22]. Рентгеновские светимости L_x аккрецирующих НЗ и ЧД звездных масс лежат в

интервале ($10^{33} - 10^{40}$) эрг/с [23–26]. Орбитальные периоды рентгеновских двойных P составляют (0.2 – 1000) дней [27, 28]. Функция светимости рентгеновских двойных имеет вид: $dN / dL_x \sim L_x^{-\gamma}$, где $\gamma \sim 1.6$ [17, 24, 29]. Из этой функции светимости следует, что основная часть аккрецирующих релятивистских звезд имеет малые темпы аккреции от 10^{-13} до $10^{-9} M_{\odot}$ /год, далекие от предельных эддингтоновских $10^{-8} M_{\odot}$ /год. Обмен веществом между компонентами самых широких из тесных рентгеновских систем аналогичен обмену в симбиотических двойных звездах, в которых вырожденные карлики аккрецируют вещество красных (сверх)гигантов [30, 31]. Характерный темп потери вещества (сверх)гигантами — $\sim 10^{-8} - 10^{-6} M_{\odot}$ /год [32]. Именно такой темп звездного ветра необходим в широких РДС для поддержания аккреции, обеспечивающей достаточно яркий рентгеновский источник.

Установлена нестационарность аккреции в рентгеновских двойных с характерными временами от десятков дней [33] до тысяч лет [34]. Некоторые рентгеновские двойные имеют длительные периоды повторения аккреционной активности, до ~ 16 лет [35].

Часть массивных РДС имеет в качестве доноров Ве-звезды с массами (8 – 20) $M_{\odot}$ [25, 36, 37]. Орбитальные периоды таких систем составляют (1 – 1000) дней, эксцентриситеты орбит находятся в интервале от 0 до 0.8 [26, 36].

В работе [38] даны рисунки с корреляцией рентгеновской светимости РДС малых масс и их орбитальных периодов. Самые яркие РДС — короткопериодические, их периоды менее ~ 20 ч. Для систем с самыми короткими периодами меньше 10 ч полная светимость составляет около 10^{38} эрг/с, что соответствует темпу аккреции на компактный компонент порядка $10^{-8} M_{\odot}$ /год.

Начальное распределение двойных звезд по фундаментальным параметрам — основа современных сценарных программ и численных оценок частоты различных явлений в мире ТДС. Эти оценки остаются предметом активного исследования. Распределение двойных звезд по значениям большой полуоси орбиты A исследовано в работах [39–41]. Вид функции масс звезд с солнечным обилием металлов был уточнен в работе [42]. В работах [40, 41, 43] определено распределение тесных двойных звезд с $A \lesssim 3000 R_{\odot}$ по отношению масс компонентов $q = M_2 / M_1$, где M_1 — масса первичного компонента, M_2 — масса вторичной, менее массивной звезды. Это распределение имеет вид: $dN / dq \approx 1$ для систем с

$A \lesssim 3000 R_{\odot}$ и $dN / dq \approx 1 / q$ для более широких систем. Для оценки частоты событий в мире тесных двойных звезд Галактики мы используем исходное распределение ТДС по параметрам: массе первичного компонента M_1 , большой полуоси орбиты A и отношению масс q [44]:

$$d^3 N = 0.2 d \lg(A / R_{\odot}) \cdot (M_1 / M_{\odot})^{-2.35} d(M_1 / M_{\odot}) dq / \text{год}. \quad (1)$$

Это уравнение справедливо для $0.8 \lesssim M_1 / M_{\odot} \lesssim 100$ и $1 \lesssim \lg(A / R_{\odot}) \lesssim 6$. Именно на основе уравнения (1) выполнены все приведенные в настоящей статье оценки частот образования различных РДС.

Большие полуоси орбит ТДС, компоненты которых заполняют свои полости Роша и активно взаимодействуют, ограничены пределами $1 \lesssim \lg(A / R_{\odot}) \lesssim 3.5$, то есть около половины всех двойных звезд являются тесными. В результате при общей скорости превращения газа в звезды порядка $4.5 M_{\odot}$ /год [19] около $2.2 M_{\odot}$ /год входят в состав звезд ТДС. Звезды с начальными массами M_0 более $\sim 30 M_{\odot}$ превращаются со временем в черные дыры, а звезды с M_0 от $\sim 8 M_{\odot}$ до $\sim 30 M_{\odot}$ — в нейтронные звезды. Частота образования НЗ, согласно уравнению (1), составляет ~ 0.05 /год. При этом, если среднее исходное отношение масс принять равным 0.5, то темп появления массивных доноров рентгеновских двойных систем будет равен $\sim 0.01 M_{\odot}$ /год. Их вещество в ходе эволюции может быть, в принципе, поглощено релятивистскими компонентами, что внесет вклад в рентгеновское излучение двойных звезд Галактики. В результате максимальная теоретически возможная интегральная скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами РДС оказывается близкой к $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ /год.

В работе [45] приведены модельные оценки частоты образования РДС в нашей Галактике, которые согласуются с наблюдаемым числом этих систем, близким к 4×10^3 [20]. Для систем с черными дырами эта частота оказалась равной 4×10^{-7} /год, а для систем с нейтронными звездами — 6×10^{-7} /год. Попробуем понять происхождение этих оценок.

Уравнение (1) дает следующие частоты: для образования НЗ ($M_0 \geq 10 M_{\odot}$) $v_{\text{НС}} \approx 3 \times 10^{-2}$ /год, а для образования ЧД ($M_0 \geq 30 M_{\odot}$) $v_{\text{ВН}} \approx 7 \times 10^{-3}$ /год. Неопределенность этих оценок в пределах фактора 2–3.

Распределение по большой полуоси орбиты A дает частоту, зависящую от параметра общих оболочек $\alpha_{\text{СЕ}}$. Это величина порядка единицы, описывающая эффективность трансформации орбитальной энергии системы в энергию рассеивания общей оболочки [44]. При $\alpha_{\text{СЕ}} \approx 1$ максимальное начальное значение A для доноров с массой $(0.3 - 1.5)M_{\odot}$, имеющих магнитный звездный ветер, дается соотношением: $A_{\text{max}} / R_{\odot} \approx 5(M_1 / M_{\odot})^{1/5} (M_2 / M_{\odot})^{4/5}$, где M_1 и M_2 — массы аккретора и донора соответственно. Минимальное начальное значение A диктуется условием заполнения донором ГП своей полости Роша: $A_{\text{min}} / R_{\odot} \approx 2.5(M_1 / M_{\odot})^{1/3} (M_2 / M_{\odot})^{2/3}$. Отношение этих величин: $A_{\text{max}} / A_{\text{min}} \approx 2(M_2 / M_1)^{2/15}$. Следовательно, распределение по большой полуоси дает сомножитель порядка ~ 0.06 , в пределах остающейся неопределенности не зависящий от природы и масс компонентов.

Ситуация с распределением исходных двойных систем, состоящих из звезд ГП, по отношению масс их компонентов q реально достаточно неопределенна. В работах [46, 47] делается вывод, что при $dN / dq \approx 1$ остается неопределенность в пределах фактора 5. Полагая для исходных двойных систем $dN / dq \approx 1$, получаем для систем с нейтронными звездами $dN / dq \approx 0.05$, а для систем с черными дырами $dN / dq \approx 0.02$. Суммируя вклад всех компонентов в уравнение (1), найдем, что для РДС с нейтронными звездами частота формирования составляет $\sim 10^{-4}$ /год, а для РДС с черными дырами — $\sim 10^{-5}$ /год. Неопределенность этих оценок — порядок. Ясно, что эти оценки остаются заметно выше эмпирических $\sim 10^{-6}$ /год, приведенных в [45]. Остающееся расхождение полученных оценок можно, в принципе, целиком отнести к неопределенности в начальном отношении масс для ТДС с $q < 1$. Но возможно, продуктивней отказаться от весьма маловероятной консервативности маломассивных РДС по причине наличия у их доноров интенсивного индуцированного звездного ветра (ИЗВ), часть которого может теряться из системы, а также учесть очевидную роль общих оболочек, образующихся в массивных РДС, в снижении их общей рентгеновской светимости.

3. ДОНОРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

3.1. Звезды ГП и проэволюционировавшие звезды в качестве доноров РДС

Рассмотрим вкратце свойства потенциальных доноров рентгеновских двойных систем, обеспечивающих поставку газа в глубокую потенциальную яму аккретора и результирующее рентгеновское излучение. По аналогии с алголями, доноры которых заполняют свои полости Роша, доноры РДС могут быть водородно-гелиевыми звездами ГП или проэволюционировавшими гигантами, также заполняющими полости Роша. В этом случае аккреция вещества донора на релятивистский компонент осуществляется в основном через точку Лагранжа L_1 . С другой стороны, донором может быть не заполняющая полость Роша массивная звезда или красный (сверх)гигант, с интенсивным звездным ветром, часть которого захватывается аккретором [48]. Заполнения донором полости Роша в этом случае не требуется. У доноров с массами меньше $1.5 M_{\odot}$ также возможен достаточно мощный звездный ветер. Рентгеновское излучение аккретора очень интенсивно: $L_x / L_{\odot} \approx 10^{12} \dot{M}_{\text{acc}}$, где $\dot{M}_{\text{acc}}$ выражено в $M_{\odot}$ /год. Поэтому перехват части этого излучения донором, не заполняющим полость Роша, но близким к ее заполнению, возбуждает индуцированный звездный ветер донора, питающий аккретор. Этот вариант особенно эффективен при малых массах доноров [48, 49].

Как показывают численные исследования [49], есть возможность, что такая ситуация может иметь место в рентгеновской двойной системе Sco X-1. Стоит отметить, что опубликованный недавно каталог маломассивных РДС нашей Галактики [50] содержит около десятка систем, похожих на Sco X-1, с нейтронными звездами в качестве аккреторов и маломассивными донорами с массами, близкими к $0.5 M_{\odot}$. В этих РДС индуцированный звездный ветер донора также может играть важную роль.

3.2. Ве-звезды в качестве доноров РДС

Для массивных доноров доступен еще один вариант питания аккретора газом. Современные наблюдения 152 массивных РДС демонстрируют, что около половины их доноров являются Ве-звездами, не заполняющими свою полость Роша [51]. Если донор — Ве-звезда, он вращается со скоростью, близкой к предельной, образуя кантовский декреционный газовый диск, способный питать аккретор

с темпом, достаточным для поддержания его интенсивного рентгеновского излучения. Быстрое вращение Ве-донора является вероятным следствием двух причин: либо обмена веществом между компонентами на предшествующих стадиях эволюции системы, либо диффузии углового момента из сжимающегося в ходе эволюции ядра быстровращающейся ОВА-звезды в ее оболочку [52–54]. Детальное изучение скоростей вращения наиболее массивных звезд в скоплениях разного возраста [55] позволило установить, что звезды с радиативными оболочками ($M \gtrsim 1.5M_{\odot}$) достигают максимальных скоростей вращения около верхнего края ГП, часто становясь Ве-звездами с декреционными дисками [56]. Этот результат на первый взгляд парадоксален. Парадоксальность состоит в том, что в ходе эволюции на ГП звезда расширяется, и казалось бы, она должна тормозить свое вращение со временем, а она ускоряет его. Это может быть понято в рамках модели близкого к твердотельному вращения звезды на поздних фазах ее эволюции на ГП. Передача углового момента от сжимающегося в ходе эволюции звездного ядра в оболочку (например, посредством магнитного поля) способна, как показало численное моделирование, поддерживать быстрое вращение оболочки и создание декреционного диска, характерного для Ве-звезд [56].

Интересно, что изучение Ве-звезд в звездных скоплениях разных возрастов, от 10^8 лет до 2.5×10^9 лет, надежно показало, что на диаграмме Герцшпрунга-Рессела для звезд скопления Ве-звезды всегда расположены на вершине главной последовательности [55], то есть являются звездами, покидающими ГП. Следовательно, приняв ГП как индикатор возраста («свечу») скопления на диаграмме ГР, находим, что Ве-звезды формируют «пламя» этой свечи.

В результате ускорения вращения Ве-звезды порядка одного процента ее исходной массы переходит в декреционный диск, в основном на поздних стадиях ее эволюции на ГП. При наличии у Ве-звезды компактного спутника такая двойная система становится рентгеновской. Орбитальные периоды рентгеновских систем с Ве-звездами лежат в интервале (1–1000) дней, их характерные рентгеновские светимости составляют ($10^{32} - 10^{38}$) эрг/с, скорости аккреции вещества Ве-компонентов компактными аккреторами находятся в интервале ($10^{-14} - 10^{-8}$) $M_{\odot}$ /год [26, 36].

Оценки показывают, что эффективность генерации рентгена в двойных системах с Ве-звездами в качестве доноров невелика. Это обусловлено низ-

кой энергией связи вещества протяженного декреционного диска Ве-звезды, меньшей $\sim 10^{15}$ эрг/с.

В результате основная часть газа, поступающего в декреционный диск, будет потеряна системой в виде ветра диска, прогреваемого рентгеновским излучением аккретора [57]. Структура ветра диска и геометрия газовых потоков в таких системах может быть изучена только в рамках трехмерной радиационной газодинамики, но ясно, что общая рентгеновская светимость галактических РДС с Ве-звездами существенно ограничена потерей вещества из системы.

3.3. Гелиевые звезды в качестве доноров РДС

Еще один вид возможных доноров массивных РДС — это звезды с большой концентрацией гелия в оболочке. Дело в том, что донорами самых тесных массивных РДС могут быть исходно первичные, более массивные компоненты, потерявшие часть массы и существенно обогащенные гелием. Такие системы возникают в ходе эволюции самых тесных массивных двойных звезд, первичный компонент которых заполняет свою полость Роша после стадии горения водорода в его ядре [58]. При исходном отношении масс компонентов, близком к единице, аккрецирующий вторичный компонент становится более массивным и, обгоняя в эволюции первичный компонент, превращается в НЗ или ЧД. В таких системах донор будет иметь химический состав ядра бывшего первичного компонента и будет существенно обогащен гелием.

Другой путь формирования РДС с гелиевым донором — образование ее из катаклизмической двойной системы с углеродно-кислородным карликом в качестве аккретора. Невырожденная гелиевая звезда как донор для СО-карлика в тесной двойной системе давно привлекает внимание, так как аккретор такой системы может быть возможным предшественником сверхновой типа Ia [59]. При массе гелиевой звезды, меньшей $\sim 1.5M_{\odot}$, и массе СО-карлика $\sim 1M_{\odot}$ численное моделирование допускает возможность взрыва карлика в качестве такой сверхновой [60, 61]. В ходе обмена веществом между такими компонентами, движимого излучением гравитационных волн, возможно либо непрерывное горение гелия в оболочке карлика, либо его накопление до реализации условий двойной детонации гелиевого слоя [62]. Для достижения этих условий масса гелиевой звезды должна быть больше $\sim 0.4M_{\odot}$, а масса СО-карлика — больше $\sim 0.8M_{\odot}$ [62]. Достижение СО-карликом критической массы ведет к его вероятному кол-

лапсу, и формированию нейтронной звезды. Возможно, что взрыв SNIa разрушает карлик и «освобождает» гелиевую звезду, которая приобретает пространственную скорость до 1000 км/с [63]. Однако, если этого не происходит, в итоге возникает рентгеновская двойная система. Таким образом гелиевая звезда может стать донором в РДС.

Обогащенные гелием массивные доноры РДС могут быть звездами Вольфа-Райе. Это гелиевые остатки звезд ГП с начальными массами $M_0 \gtrsim 16 M_\odot$. Эволюция таких звезд в ТДС ведет к образованию достаточно массивных невырожденных гелиевых звезд с массами $M_{\text{He}} \approx 0.1 M_0$ [58], то есть M_{He} могут превышать $\sim 5 M_\odot$. Такие гелиевые звезды проявляют себя как звезды Вольфа-Райе с интенсивным звездным ветром, темп которого регулируется светимостью звезды, $\dot{M}_{\text{He}} \approx L_{\text{He}} / (c v_w)$, где L_{He} — светимость звезды, c — скорость света, v_w — скорость ветра [64].

3.4. Вырожденные карлики в качестве доноров РДС

Донором рентгеновской двойной с большим начальным отношением масс может стать также вырожденный гелиевый, либо углеродно-кислородный (CO), либо кислородно-неоновый (ONe) карлик. Соотношение между M_0 (начальной массой звезды ГП) и массой итогового вырожденного карлика M_d может быть представлено выражением: $M_d / M_\odot \approx 0.55 (M_0 / M_\odot)^{0.4}$ [65], которое справедливо для звезд ГП с массами $(0.8 - 8) M_\odot$. Наименее массивные звезды ГП из этого интервала масс с $M_0 = (0.8 - 2.5) M_\odot$, входящие в ТДС с большими полуосями орбит менее $2000 R_\odot$, образуют гелиевые вырожденные карлики с массами $(0.1 - 0.5) M_\odot$. Более массивные звезды ГП с массами $(8 - 10) M_\odot$ формируют в конце своей эволюции ONe-карлики с массами $(1.25 - 1.4) M_\odot$ [66].

Вырожденный карлик после заполнения полости Роша может разрушиться за несколько секунд в результате быстрого увеличения его радиуса в ходе потери им массы. В итоге разрушенный карлик образует массивный диск около релятивистского аккретора.

Частота таких событий, согласно уравнению (1), составляет $\sim 10^{-3}$ /год. Системы, состоящие из релятивистского аккретора и массивного диска, в принципе могут быть рентгеновскими источниками, поскольку аккреция дискового вещества способна поддерживать рентгеновское излучение до испарения диска.

Необходимо отметить, что такие же системы, состоящие из одиночных НЗ и ЧД и массивного диска, могут формироваться на последних фазах эволюции РДС с маломассивными донорами — звездами ГП, когда после уменьшения массы донора до предельного значения (менее $0.1 M_\odot$) происходит его приливное разрушение. (Это явление аналогично приливному разрушению звезд сверхмассивными ЧД в ядрах галактик и шаровых скоплений [67, 68].)

Эффективность аккреции вещества диска в этих случаях ограничена ветром диска, усиленным рентгеновским прогревом [67]. Этот ветер может привести к сравнительно быстрому испарению вещества диска. Кроме того, из такой системы может образоваться так называемый объект Торна-Житков — звезда типа красного гиганта, в ядре которого находится НЗ или ЧД. Оба этих возможных исхода понижают число таких рентгеновских источников.

4. АККРЕТОРЫ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД

Аккрецирующим компонентом рентгеновской двойной системы является нейтронная звезда или черная дыра звездной массы. Нейтронные звезды формируются на конечных стадиях эволюции звезд с начальными массами $(10 - 30) M_\odot$. Углеродно-кислородные ядра этих звезд после достижения предельной массы $\sim 1.4 M_\odot$ коллапсируют, образуя НЗ соответствующих масс. Массы известных на сегодня нейтронных звезд заключены в интервале $(1.3 - 2.7) M_\odot$ [69–71]. Распределение известных НЗ по массам довольно равномерно покрывает интервал $(1.3 - 2.1) M_\odot$ [69]. Если принять, что между массой НЗ в этом интервале и начальной массой звезды ГП M_0 из интервала $(10 - 30) M_\odot$ существует степенная связь, то она может быть представлена выражением: $M_{\text{NS}} / M_\odot \approx 0.55 (M_0 / M_\odot)^{0.4}$. Отметим, что эта зависимость практически совпадает с приведенной выше оценкой конечных масс для вырожденных карликов [65].

Необходимо отметить, что если молодые нейтронные звезды имеют сильное магнитное поле и быстро вращаются, то они не могут аккрецировать вещество, пока их вращение не замедлится. Исследование магнито-ротационной эволюции молодых НЗ было начато в известной работе Илларионова и Сюняева [72] и продолжено в целом ряде исследований. Согласно их результатам, на начальных стадиях замедления своего вращения нейтронная звезда будет находиться в состоянии

экжектора, затем пропеллера, и только позже достигнет состояния, в котором аккреция становится возможной. Таким образом, некоторое количество ТДС с молодыми нейтронными звездами будет исключено из числа РДС, и это обстоятельство вносит вклад в уменьшение общего количества аккрецированного релятивистскими звездами вещества.

В результате эволюции звезд с начальными массами более $\sim 30 M_{\odot}$ образуются черные дыры. Для оценки связи масс ЧД с начальной массой звезды можно использовать теоретические оценки величины масс углеродно-кислородных ядер массивных звезд: $M_{\text{вн}} / M_{\odot} \approx 0.05 (M_0 / M_{\odot})^{1.4}$ [44]. Полагая, что минимальная начальная масса звезды, производящей ЧД, равна $\sim 30 M_{\odot}$, получим минимальную массу ЧД звездной природы: $\sim 5.8 M_{\odot}$. Эта величина совпадает с оценкой, вытекающей из наблюдений: $5.4 \pm 1 M_{\odot}$ [70]. Это совпадение, вероятно, не случайно. Оно отражает то обстоятельство, что с образованием вырожденного углеродно-кислородного ядра звезды ее протяженная оболочка с массой, меньшей $\sim 10 M_{\odot}$, быстро теряется.

Максимальная масса ЧД при начальной массе звезды ГП $\sim 100 M_{\odot}$, согласно последнему соотношению, равна $\sim 32 M_{\odot}$, что близко к наблюдаемой максимальной массе ЧД звездной природы $\sim 33 M_{\odot}$ [73]. Но следует иметь в виду, что массы аккрецирующих сверхмассивных ЧД в близких галактиках достигают $\sim 10^4 M_{\odot}$ (соответствующие L_x порядка 10^{42} эрг/с) [22]. Появление столь массивных ЧД в современную эпоху и ранее, в ходе формирования начальных ЧД в ядрах галактик, возможно, обусловлено эволюцией первых звезд ГП, лишенных тяжелых элементов [74]. Последнее обстоятельство существенно уменьшает звездный ветер формирующейся звезды, что позволяет образовываться звездам с массами до $\sim 10^6 M_{\odot}$.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ПОЛНОЙ СВИТИМОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ЗВЕЗД ГАЛАКТИКИ И ФАКТОРЫ, ПОНИЖАЮЩИЕ ЕЕ

Выше в части 2 показано, что максимальная теоретически возможная интегральная скорость аккреции вещества релятивистскими компонентами РДС Галактики близка к $\sim 10^{-2} M_{\odot}$ /год. Повторим здесь основные аргументы в пользу этой оценки. Общая скорость превращения газа Галактики в звезды по-

рядка $4.5 M_{\odot}$ /год [19]. При этом около $2.2 M_{\odot}$ /год входят в состав звезд ТДС. Звезды с начальными массами M_0 более $\sim 30 M_{\odot}$ превращаются со временем в черные дыры, а звезды с M_0 от $\sim 8 M_{\odot}$ до $\sim 30 M_{\odot}$ — в нейтронные звезды. Частота образования НЗ, согласно уравнению (1), составляет ~ 0.05 / год. При этом, если среднее исходное соотношение масс принять равным 0.5, то массивные ($M_0 \gtrsim 10 M_{\odot}$) звезды, которые за год станут вторичными компонентами рентгеновских двойных систем Галактики, будут иметь общую массу около $0.01 M_{\odot}$. В принципе все это вещество в ходе эволюции РДС может быть поглощено релятивистскими компонентами, и соответствующее рентгеновское излучения внесет вклад в интегральное излучение РДС Галактики.

С другой стороны, наблюдаемая рентгеновская светимость РДС Галактики составляет $\sim 10^{40}$ эрг/с [75], что отвечает интегральной скорости аккреции $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ /год. Очевидная большая разница (почти на 4 порядка) общей ожидаемой скорости обмена в РДС и его наблюдаемой скорости преодолевается на современном уровне знаний об эволюции ТДС главным образом за счет двух факторов, включенных в эволюцию этих систем.

Первый из этих факторов — формирование общих оболочек в массивных РДС. Оптически толстая общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения, а также приводит к потере части вещества донора из системы. В результате время обмена массой сокращается до нескольких сотен или тысяч лет. Второй фактор — наличие у донора звездного ветра. Звездный ветер ОВ-доноров массивных РДС [76] и индуцированный ветер доноров маломассивных РДС [77] существенно уменьшают эффективность обмена веществом между компонентами, поскольку при этом заметная часть вещества донора может быть потеряна из системы. Потеря вещества еще более увеличивается за счет звездного ветра аккреционных дисков, облучаемых рентгеновским излучением аккретора [78, 79].

Перечислим еще несколько дополнительных факторов. Третий фактор — взрывы сверхновых в ТДС, сопровождаемые «толчком» скорости порядка 100 км/с. Они могут приводить к распаду двойных систем, большие полуоси орбит которых достаточно велики: $A / R_{\odot} \gtrsim 10 M_1 / M_{\odot}$ [80].

Четвертый фактор — невозможность интенсивной аккреции на быстро вращающиеся молодые НЗ

с сильным магнитным полем. Как отмечено выше, исследования магнито-ротационной эволюции нейтронных звезд [72] показали, что сильное магнитное поле быстро вращающейся молодой НЗ может предотвратить аккрецию вещества, поскольку на начальных стадиях замедления вращения НЗ будет находиться в состояниях экжектора и пропеллера, и только позже достигнет состояния аккретора. Однако магнитное поле только что образовавшейся НЗ в этом случае должно быть достаточно сильным, а начальный период вращения короче 0.1 с. Изучение реального вклада ТДС с молодыми нейтронными звездами в уменьшение общего количества аккрецированного релятивистскими звездами вещества требует специального исследования, включающего, в частности, изучение дальнейшей эволюции таких систем для различных начальных значений полуоси орбиты и массы донора. Поэтому в нашей работе мы не анализируем подробно эту проблему.

Пятый фактор — характерное для маломассивных рентгеновских систем быстрое падение темпа потери вещества донором с уменьшением его массы [49]. Все эти факторы способствуют понижению теоретической оценки общей рентгеновской светимости Галактики. Рассмотрим первые два из них более подробно.

5.1. Общие оболочки в РДС

Основная часть рентгеновских двойных, в которых донор заполняет полость Роша, проходит полуразделенную фазу в тепловой шкале времени донора: $\tau_{\text{KH}} = 3 \times 10^7 M^2 / (LR)$ лет (здесь M , L , R — масса, радиус и светимость донора в солнечных единицах). В результате обеспечивается светимость компактного аккретора, как правило, превышающая эддингтоновскую. Таким образом (если принять $M^2 / (LR) \approx 1$), подобные системы могут в принципе привести к существованию в Галактике $\sim 10^7$ мощных рентгеновских источников с общей светимостью $\sim 10^{45}$ эрг/с, что, очевидно, не имеет места. Причина — быстрое погружение таких систем в общую оболочку после того, как скорость обмена массой достигнет эддингтоновского предела $\sim 10^{-8} (M_1 / M_{\odot}) M_{\odot} / \text{год}$.

Оценим количественно продолжительность существования яркого рентгеновского источника на фазе, предшествующей образованию общей оболочки. Скорость обмена веществом пропорциональна плотности донора во внутренней точке Лагранжа L_1 . Плотность в оболочке донора растет с глубиной в шкале $l = H_p = kT / (\mu g)$, где H_p —

шкала высот по давлению, T — температура вещества донора, μ — его молекулярный вес, g — ускорение силы тяжести. H_p в оболочке звезды с массой M и радиусом R дается формулой: $H_p \approx 10^8 (T / 10^4) (R / R_{\odot})^2 / (M / M_{\odot})$ см. Поскольку для звезд ГП $H_p \sim 10^{-3} R$, то время существования яркого рентгеновского источника, предшествующего образованию общей оболочки, определяется временем расширения донора на величину H_p . Тем самым $\tau_{\text{XRS}} \sim 10^{-3} \tau_{\text{KH}}$. После краткой рентгеновской фазы с характерным временем τ_{XRS} система погружается в общую оболочку, и на этой стадии теряется основная часть вещества донора. В итоге формирование общих оболочек почти на 3 порядка понижает время жизни массивных РДС по сравнению с ожидаемой продолжительностью стадии обмена веществом между компонентами. Вероятными представителями популяции ярких РДС на фазе перед общей оболочкой могут быть системы Sco X-1 и Her X-1.

Отметим, что ограничение продолжительности обмена веществом между компонентами компактных двойных систем временем их сближения на величину порядка шкалы высот по плотности имеет место и в ТДС других типов. В частности, это может происходить при слиянии вырожденных карликов, частота которых в Галактике составляет $\sim 10^{-2}$ /год [44]. Такое ограничение открывает возможность объяснения коротких, ~ 10 дней, вспышек оптического и ультрафиолетового излучения, наблюдаемых в Е-галактиках [81, 82]. Характерное время сближения вырожденных карликов с массами $\sim 0.6 M_{\odot}$ при размерах большой полуоси орбиты $\sim 0.02 R_{\odot}$ составляет ~ 100 лет. Для атмосферы с $T = 10^4$ К шкала высоты H_p близка к 10^4 см. Итоговое время сближения на $\Delta A \approx H_p$ — от одного до нескольких дней, что совпадает с продолжительностью наблюдаемых в Е-галактиках вспышек излучения. При всей остающейся неопределенности приведенного сценария эта модель заслуживает более детального рассмотрения.

5.2. Звездный ветер массивных доноров РДС

Если мы отказываемся от необходимости заполнения донором РДС своей полости Роша, то мы должны рассмотреть другие возможности передачи вещества донора аккрецирующему релятивистскому компоненту. Один из них — интенсивный звездный ветер массивных звезд, поддерживаемый радиативным давлением. Интенсивность этого ветра может быть оценена сравнением импульса

вещества ветра, обладающего скоростью порядка параболической скорости на поверхности донора ($\sim 10^3$ км/с), с импульсом излучения звезды [83]. Итоговая оценка темпа звездного ветра донора: $\dot{M}_w \approx 2 \times 10^{-9} (M_2 / M_\odot)^2 M_\odot / \text{год}$. Часть вещества ветра перехватывается и аккрецируется релятивистским компонентом. Итоговая рентгеновская светимость аккретора: $L_x / L_\odot \approx 500 (M_1 / M_\odot)^2 (R_2 / A)$. Таким образом, эта светимость может превышать $\sim 10^4 L_\odot$, хотя это достаточно редко даже для предельно тесных двойных систем (например, Cyg X-1). Однако L_x , равные $(10 - 100) L_\odot$, вполне достижимы в массивных РДС. Примером подобной системы может быть Vela X-1 с массой донора $\sim 20 M_\odot$ [76].

При этом на релятивистскую звезду будет аккрецироваться только часть вещества звездного ветра донора. Темп аккреции можно оценить с использованием классической формулы Бонди-Хойла:

$$\dot{M}_{\text{ACC}} = \frac{1}{4\alpha_w^4} \left(\frac{M_1 R_2}{M_2 A} \right)^2 \dot{M}_2. \quad (2)$$

Здесь α_w — отношение скорости звездного ветра к параболической скорости на поверхности донора, $\dot{M}_2$ — темп потери массы донором. Чем меньше значение α_w , тем больше доля звездного ветра донора, захватываемая аккретором. Причем эта зависимость достаточно сильная, поскольку доля захватываемого вещества обратно пропорциональна α_w^4 .

Вопрос о значении α_w достаточно сложен. В наших численных исследованиях [49, 77, 84] мы предполагаем, что скорость вещества звездного ветра порядка параболической скорости на поверхности донора, и рассматриваем α_w в интервале 0.5–1.0. Но величина скорости ветра остается, к сожалению, недостаточно определенной. Значения параметра α_w для реальных ТДС могут существенно отличаться от принятых нами величин. Например, для звездного ветра массивных О, В звезд ГП $1 \lesssim \alpha_w \lesssim 3$ с возможной зависимостью от температуры (массы) звезды [85–87]. Обсуждение оценки скорости ветра для донора системы X Per [88] привело к выводу о возможной неопределенности этой величины в пределах фактора 3.

При больших α_w аккреция вещества звездного ветра донора имеет малую эффективность. Если $\alpha_w = 3$, и донор близок к заполнению полости

Роша, то доля вещества ветра, захватываемого аккретором, составляет $\sim 10^{-3} (M_1 / M_2)^{4/3}$.

Для аккретора (нейтронной звезды) и донора с массой $\sim 5 M_\odot$ эта доля близка к 10^{-4} . Это обстоятельство, вероятно, также помогает преодолеть пропасть между приведенными выше теоретической и наблюдаемой оценками интегральной скорости потери вещества донорами РДС.

5.3. Индуцированный звездный ветер маломассивных доноров РДС

В маломассивных РДС донор, не заполняющий полость Роша, может иметь индуцированный звездный ветер (ИЗВ), возбуждаемый мощным рентгеновским излучением компактного аккретора [77, 89]. При аккреции на релятивистскую звезду выделяется большое количество энергии — до 10^{20} эрг на грамм аккрецированного вещества. Часть этой энергии, которая для полуразделенной системы равна $\sim 0.05 (M_2 / M_1)^{2/3}$, перехватывается донором, генерируя его индуцированный звездный ветер. То есть аккреция одного грамма вещества ведет к поглощению оболочкой донора $\sim 5 \times 10^{18} (M_2 / M_1)^{2/3}$ эрг. Но энергия связи вещества оболочки звезды ГП составляет $\sim 10^{15}$ эрг/г. В итоге донор потенциально способен потерять до $5 \times 10^3 (M_2 / M_1)^{2/3}$ грамм вещества в виде ИЗВ, при этом только часть этого ветра будет аккрецироваться релятивистским компонентом.

Кроме того, следует иметь в виду, что аккреционный диск может также иметь звездный ветер, усиливаемый рентгеновским излучением аккретора [79]. Энергия, необходимая для удаления вещества внешнего края диска, порядка GM_1 / A , и достаточно мала. Часть вещества этого ветра, очевидно, будет потеряна из системы. Следовательно, в достаточно тесных разделенных РДС возникнет самоподдерживающийся индуцированный звездный ветер донора и диска, существенно понижающий степень консервативности обмена массой.

В наших численных исследованиях [49, 77, 84] используется сравнительно простая самосогласованная аналитическая модель для описания ИЗВ донора. В ней предполагается, что энергия жесткого излучения аккрецирующей релятивистской звезды, падающая на поверхность донора, тратится на подъем вещества звездного ветра с поверхности донора и на охлаждение короны донора из горячего газа вещества ветра в результате свободно-свободных переходов. Поскольку эта модель подробно описана в нашей статье [49], приведем здесь только

окончательную формулу для $\dot{M}_{\text{ISW}}$ — скорости потери вещества донором посредством ИЗВ:

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

Здесь $\dot{M}_{\text{ACC}}$ — темп аккреции вещества на релятивистскую звезду, α_W — 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 $M_\odot/\text{год}$. Коэффициент f — параметр порядка единицы, учитывающий неопределенность принятого формализма в нашей аналитической модели ИЗВ.

Уравнение (3) позволяет оценить яркость рентгеновского источника, однако очевидно, что для надежной оценки картины течений в РДС такого рода необходимо решение сложной трехмерной задачи радиативной газодинамики [90]. Из аналитических оценок ясно, что ИЗВ будет наиболее мощным при массе донора порядка солнечной и при малом обилии металлов в его веществе, поскольку последнее понижает роль эффективного охлаждения.

Приведенное выражение для интенсивности ИЗВ справедливо при наличии аккреционного диска около аккретора. Необходимо отметить, что в данной работе мы рассматриваем главным образом НЗ с относительно слабыми магнитными полями. Для нейтронных звезд с сильным магнитным полем, для которых аккреция может осуществляться в области полюсов, а диск может отсутствовать, данная модель ИЗВ скорее неприменима. Однако более детальная оценка вклада РДС с такими аккреторами в уменьшение общего рентгеновского излучения Галактики требует специального исследования.

Для формирования аккреционного диска необходимо, чтобы угловой момент газа, захваченного аккретором, был достаточно велик. В рамках представленной выше модели примем, что вращение донора синхронно с орбитальным вращением системы. Предположим, что скорость ветра донора пропорциональна параболической скорости на его поверхности, $v_w = \alpha_W (2GM_2 / R_2)^{1/2}$.

Если радиус захвата аккретором вещества донора определить, как $R = GM_1 / v_w^2$, то условие об-

разования аккреционного диска будет иметь вид: $\alpha_W < D^{3/8} (R / R_2)^{1/8} (M_1 / M_2)^{3/8} (M_1 + M_2)^{1/8}$, где D — степень заполнения донором полости Роша, то есть отношение радиуса донора к среднему радиусу полости Роша R_R , где $R_R \approx 0.46 A (M_2 / (M_1 + M_2))^{1/3}$.

При $M_1 \approx M_2$ и $R / R_2 \approx 1$ ограничение для α_W трансформируется в $\alpha_W < D^{3/8}$. Как отмечено выше, для массивных звезд α_W может превышать 3 [87]. Таким образом, условие формирования диска около компактного аккретора РДС также требует заполнения донором заметной доли полости Роша, до ~ 0.5 .

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ эволюции рентгеновских двойных систем с аккрецирующими нейтронными звездами или черными дырами звездной природы позволяет установить эволюционный статус практически всех таких наблюдаемых систем с известными параметрами. Теоретическая оценка интегрального темпа аккреции на релятивистский компонент в РДС Галактики дает величину $\sim 10^{-2} M_\odot/\text{год}$, в то время как оценка этого темпа на основании общей наблюдаемой светимости РДС, равной $\sim 10^{40}$ эрг/с, приводит к существенно меньшему результату, $\sim 10^{-6} M_\odot/\text{год}$.

Показано, что это противоречие преодолевается в основном за счет двух факторов. Первый из них — образование общей оболочки в массивных рентгеновских двойных после заполнения их донором полости Роша и краткой фазы яркого рентгеновского источника. На стадии общей оболочки сбрасывается существенная часть вещества, вовлекаемая в обмен массой в ходе эволюции массивных РДС. Кроме того, общая оболочка исключает выход генерируемого при аккреции рентгеновского излучения. Поэтому классическая стадия яркой полуразделенной массивной рентгеновской двойной системы, ограниченная временем сближения компонентов на H_p , очень коротка. Это обстоятельство почти на 3 порядка понижает время жизни массивных РДС по сравнению с ожидаемой продолжительностью стадии обмена веществом между компонентами. Кроме того, часть доноров массивных РДС является Ве-звездами, обладающими быстрым вращением и декреционными дисками, но не заполняющими свои полости Роша. Диски Ве-звезд питают аккретор, но основная часть их вещества уходит из системы, не производя рентген.

Второй фактор, уменьшающий рентгеновское излучение РДС, это наличие интенсивного звездного ветра у массивных доноров рентгеновских двойных, а также возникновение у маломассивных доноров индуцированного звездного ветра из-за облучения жестким излучением аккрецирующей релятивистской звезды. При этом общепринятое предположение о том, что доноры рентгеновских двойных заполняют свои полости Роша, может не выполняться. Заметная часть вещества ветра донора избегает захвата акретором и покидает систему, уменьшая общее количество аккрецируемого газа. Кроме того, аккреционный диск может также иметь звездный ветер, усиливаемый рентгеновским излучением акретора.

Имеются и дополнительные факторы, уменьшающие общее количество аккрецированного релятивистскими звездами вещества. Это взрывы сверхновых в рентгеновских двойных, разрушающие часть этих систем, невозможность интенсивной аккреции на быстро вращающиеся молодые НЗ с сильным магнитным полем, а также характерное для маломассивных РДС быстрое падение темпа потери вещества донором по мере уменьшения его массы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят рецензента статьи за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *H. Chiu and E. E. Salpeter*, Phys. Rev. Letters 12, 413 (1964).
2. *I. S. Shklovsky*, 148, L1 (1967).
3. *A. G. W. Cameron*, Astron. J. 72, 788 (1967).
4. *Ya. B. Zeldovich and N. I. Shakura*, Astronomicheskii Zhurnal 46, 225 (1969).
5. *A. Sandage, P. Osmer, R. Giacconi, P. Gorenstein, et al.*, 146, 316 (1966).
6. *J. E. Pringle and M. J. Rees*, Astron. and Astrophys. 21, 1 (1972).
7. *M. M. Basko and R. A. Sunyaev*, Astrophys. and Space Sci. 23, 117 (1973).
8. *D. Crampton and J. B. Hutchings*, 178, L65 (1972).
9. *R. Brucato and J. Kristian*, 179, L129 (1973).
10. *A. Tutukov and L. Yungelson*, Nauchnye Informatsii 27, 70 (1973).
11. *A. Tutukov and L. Yungelson*, Nauchnye Informatsii 27, 86 (1973).
12. *V. Tutukov, A. V. Fedorova, E. V. Ergma, and L. R. Yungelson*, Soviet Astron. Letters 13, 328 (1987).
13. *I. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. 100, 233 (1995).
14. *I. Iben, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson*, Astrophys. J. Suppl. 100, 217 (1995).
15. *A. M. Чепенацук*, Двойные звезды (М.: Наука, 1988).
16. *B. Paczynski*, in Structure and Evolution of Close Binary Systems, Proc. IAU Symp. 73, edited by P. Eggleton, S. Mitton and J. Whelan (Dordrecht: Reidel, 1976), p. 75.
17. *M. Gilfanov, G. Fabbiano, B. Lehmer, and A. Zezas*, arXiv:2304.14080 [astro-ph.HE] (2023).
18. *B. A. Binder, A. K. Anderson, K. Garofali, M. Lazzarini, and B. F. Williams*, arXiv:2305.01802 [astro-ph.HE] (2023).
19. *T. C. Licquia and J. A. Newman*, 806, id. 96 (2015).
20. *J. Zhang, S.-B. Qian, G.-B. Zhang, and X. Zhou*, arXiv:2306.12002 [astro-ph.HE] (2023).
21. *B. Palit and S. Mondal*, arXiv:2304.12731 [astro-ph.HE] (2023).
22. *H. Tranin, N. Webb, and O. Godet*, arXiv:2304.11216 [astro-ph.HE] (2023).
23. *H. Klus, W. C. G. Ho, M. J. Coe, R. H. D. Corbet, and L. J. Townsend*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 437, 3863 (2014).
24. *S. Wang, Y. Qiu, J. Liu, and J. N. Bregman*, 829, id. 20 (2016).
25. *J. van den Eijnden, N. Degenaar, T. D. Russell, J. C. A. Miller-Jones, A. R. Escorial, R. Wijnands, G. R. Sivakoff, and J. V. H. Santisteban*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 516, 4844 (2022).
26. *L. B. F. M. Waters and M. H. van Kerkwijk*, Astron. and Astrophys. 223, 196 (1989).
27. *M. MacLeod and J. Grindlay*, arXiv:2304.09368 [astro-ph.HE] (2023).
28. *K. El-Badry, H.-W. Rix, Y. Cendes, A. C. Rodriguez, et al.*, arXiv:2302.07880 [astro-ph.HE] (2023).
29. *K. A. Postnov*, Astron. Letters 29, 372 (2003).
30. *A. V. Tutukov and L. R. Yungelson*, Astrofizika 12, 342 (1976).
31. *I. Iben and A. V. Tutukov*, Astrophys. J. Suppl. 105, 145 (1996).
32. *U. Munari and D. P. K. Banerjee*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 475, 508 (2018).
33. *M. Brightman, J. Hameury, J. Lasota, R. D. Baldi, et al.*, arXiv:2305.01693 [astro-ph.HE] (2023).
34. *L. B. Koninckx, M. A. De Vito, and O. G. Benvenuto*, Astron. and Astrophys. 674, 97 (2023).
35. *S. Ozdemir*, Astron. Nachricht. 331, 300 (2010).
36. *S. Karino*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 507, 1002 (2021).

37. Y. Naze, G. Rauw, M. A. Smith, and C. Motch, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 516, 3366 (2022).
38. M. Revnivtsev, K. Postnov, A. Kuranov, and H. Ritter, *Astron. and Astrophys.* 526, id. 94 (2011).
39. J. J. Tobin, S. S. R. Offner, K. M. Kratter, S. T. Megeath, *et al.*, 925, id. 39 (2022).
40. M. Moe and R. Di Stefano, *Astrophys. J. Suppl.* 230, id. 15 (2017).
41. A. V. Tutukov and D. A. Kovaleva, *INASAN Sci. Rep.* 3, 342 (2019).
42. P. Kroupa and T. Jerabkova, arXiv:2112.10788 [astro-ph.HE] (2021).
43. A. Tokovinin and C. Briceno, *Astron. J.* 159, id. 15 (2020).
44. А. Г. Мачевич, А. В. Тутуков, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
45. P. D. Kiel and J. R. Hurley, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 369, 1152 (2006).
46. Z. T. Kraicheva, E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, *Astrofizika* 22, 105 (1985).
47. K. Gullikson, A. Kraus, and S. Dodson-Robinson, *Astron. J.* 152, id. 40 (2016).
48. R. A. London and B. P. Flannery, 258, 260 (1982).
49. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 66, 925 (2022).
50. F. Fortin, A. Kalsi, F. Garcia, and S. Chaty, arXiv:2401.11931 [astro-ph.HE] (2024).
51. F. Fortin, F. Garcia, A. S. Bunzel, and S. Chaty, *Astron. and Astrophys.* 671, id. A149 (2023).
52. A. V. Tutukov, *Nauchnye Informatsii* 11, 62 (1969).
53. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 47, 826 (2003).
54. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 51, 847 (2007).
55. S. Martocchia, N. Bastian, S. Saracino, and S. Kamann, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520, 4080 (2023).
56. A. V. Tutukov, *Nauchnye Informatsii* 11, 69 (1969).
57. R. Tomaru, D. Chris, H. Odaka, and A. Tanimoto, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 523, 3441 (2023).
58. A. Tutukov, L. Yungelson, and A. Klayman, *Nauchnye Informatsii* 27, 3 (1973).
59. K. Nomoto, 257, 780 (1982).
60. I. Iben and A. V. Tutukov, 431, 264 (1994).
61. T. L. S. Wong and J. Schwab, 878, id. 100 (2019).
62. J. Brooks, L. Bildsten, J. Schwab, and B. Paxton, 821, id. 28 (2016).
63. E. B. Bauer, C. J. White, and L. Bildsten, 887, id. 68 (2019).
64. A. A. C. Sander and J. S. Vink, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 499, 873 (2020).
65. J. D. Cummings, J. S. Kalirai, P.-E. Tremblay, E. Ramirez-Ruiz, and J. Choi, arXiv:1809.01673 [astro-ph.HE] (2018).
66. K. Nomoto, 277, 791 (1984).
67. A. Mummery, T. Wevers, R. Saxton, and D. Pasham, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 519, 5828 (2023).
68. A. Malyali, Z. Liu, A. Merloni, A. Rau, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 520, 4209 (2023).
69. J. Antoniadis, T. M. Tauris, F. Ozel, E. Barr, D. J. Champion, and P. C. C. Freire, arXiv:1605.01665 [astro-ph.HE] (2016).
70. C. Ye and M. Fishbach, 937, id. 73 (2022).
71. N. Kumar and V. V. Sokolov, *Astrophys. Bull.* 77, 197 (2022).
72. A. F. Illarionov and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* 39, 185 (1975).
73. R. Perna, Y. Wang, W. M. Farr, N. Leigh, and M. Cantiello, *Astrophys. J. Letters* 878, id. L1 (2019).
74. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 52, 985 (2008).
75. B. D. Lehmer, R. T. Eufrazio, P. Tzanavaris, A. Basu-Zych, *et al.*, *Astrophys. J. Suppl.* 243, id. 3 (2019).
76. S. V. Forsblom, J. Poutanen, S. S. Tsygankov, M. Bachetti, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* 947, id. L20 (2023).
77. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 46, 765 (2002).
78. J. Neilsen and N. Degenaar, arXiv:2304.05412 [astro-ph.HE] (2023).
79. A. L. Avakyan, G. V. Lipunova, and K. L. Malanchev, arXiv:2310.20580 [astro-ph.HE] (2023).
80. T. N. O'Doherty, A. Bahramian, J. C. A. Miller-Jones, A. J. Goodwin, I. Mandel, R. Willcox, P. Atri, and J. Strader, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* 521, 2504 (2023).
81. M. Nicholl, S. Srivastav, M. D. Fulton, S. Gomez, *et al.*, *Astrophys. J. Letters* 954, id. L28 (2023).
82. R. Margutti, B. D. Metzger, R. Chornock, I. Vurm, *et al.*, 872, id. 18 (2019).
83. N. Markova, J. Puls, T. Repolust, and H. Markov, *Astron. and Astrophys.* 413, 693 (2004).
84. A. V. Tutukov and A. V. Fedorova, *Astron. Rep.* 47, 600 (2003).
85. H. Lamers, G. Snow, and D. Lindholm, 455, 269 (1995).
86. C. Hawcroft, H. Sana, L. Mahy, J. O. Sundqvist, *et al.*, arXiv:2303.12165 [astro-ph.HE] (2023).
87. L. E. Muijres, J. S. Vink, A. de Koter, P. E. Muller, and N. Langer, *Astron. and Astrophys.* 537, id. A37 (2012).
88. H. Delgado-Marti, F. M. Levine, E. Pfahl, and S. A. Rappaport, 546, 455 (2001).
89. I. Iben, A. V. Tutukov, and A. V. Fedorova, 486, 955 (1997).
90. A. Yu. Sytov, P. V. Kaigorodov, A. M. Fateeva, and D. V. Biskalo, *Astron. Rep.* 55, 793 (2011).

THE EVOLUTIONARY STATUS OF THE GALAXY'S X-RAY BINARY STARS

A. V. Tutukov¹, A. V. Fedorova¹¹*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The article is devoted to the analysis of the evolutionary status of the X-ray binary stars of the Galaxy. It is shown that the assumption of the conservative evolution of these binary systems leads to an overestimation of the X-ray luminosity of the Galaxy by 3–4 orders. The total observed rate of accretion of matter by relativistic components of X-ray binaries is close to $\sim 10^{-6} M_{\odot} / \text{yr}$, while the theoretically possible rate reaches $\sim 10^{-2} M_{\odot} / \text{yr}$. The contradiction between these estimates is eliminated if two factors are taken into account. The first of them is the formation of a common envelope in massive X-ray binary systems after filling the Roche lobe by the donor and the brief phase of a bright X-ray source. The common envelope eliminates the output of X-ray radiation generated during accretion, and also leads to the loss of part of the donor's matter from the system. The second factor is the presence of intense stellar wind of donors in massive X-ray binary, as well as the occurrence of induced stellar wind in low-mass donors due to exposure to hard radiation from an accreting relativistic star. At the same time, the generally accepted assumption that donors of X-ray binaries fill their Roche lobes may not be fulfilled. A significant part of the donor's wind matter may be lost from the system. In addition, radiation can enhance the stellar wind of the accretion disk, and part of this wind will also leave the system. There are other factors that reduce the total number of accreted matter: supernova explosions in X-ray binaries, destroying part of these systems, the impossibility of accretion onto rapidly rotating young neutron stars with a strong magnetic field, as well as a rapid drop in the rate of loss of matter by the donor as its mass decreases, characteristic for low-mass X-ray systems.

Keywords: close binaries, X-ray luminosity of the Galaxy, X-ray binaries, accretion, stellar wind