

УДК 524.882,524.3-17

РАЗРУШЕНИЕ ЗВЕЗДЫ В ХОДЕ ЭВОЛЮЦИИ СИСТЕМЫ ЗВЕЗДА + СВЕРХМАССИВНАЯ ЧЕРНАЯ ДЫРА

© 2021 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 01.09.2020 г.

После доработки 07.10.2020 г.

Принята к публикации 07.10.2020 г.

Звезды, близкие к сверхмассивным черным дырам (СМЧД), могут в определенных условиях образовывать с ними тесные двойные системы, в которых возможны заполнение звездой полости Роша и интенсивная аккреция вещества звезды на СМЧД. В данной работе исследована эволюция двойных систем типа “звезда + СМЧД” в предположении, что черная дыра аккрецирует главным образом вещество звезды-спутника. В расчетах учтены все процессы, определяющие эволюцию обычных двойных систем, а также облучение звезды потоком жесткого излучения, возникающим при аккреции ее вещества на СМЧД. Поглощение внешнего потока излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Кроме того, в расчетах предполагалось, что если характерное время обмена массой меньше теплового времени звезды, то обмен между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом перетекающего на СМЧД вещества не имеет места. Численное моделирование, выполненное нами в предыдущих работах, показало, что в рамках принятых предположений возможны три типа эволюции рассматриваемой двойной системы, в зависимости от масс СМЧД и звезды, а также от начального расстояния звезды от СМЧД. Первый тип заканчивается разрушением звезды. Для маломассивных звезд главной последовательности (ГП) с массами менее $\sim 1 M_{\odot}$ осуществляется только этот вариант, даже если масса СМЧД сравнительно мала, а начальное расстояние звезды от СМЧД велико. Для массивных звезд ГП разрушение также имеет место, если масса СМЧД велика, а начальное расстояние звезды от СМЧД достаточно мало. Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, которые в начальный момент располагаются дальше от СМЧД, чем в первом варианте. В этом случае массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Характерное свойство эволюции второго типа – увеличение орбитального периода системы со временем. В результате после этапа интенсивной потери вещества звезда “уходит” под полость Роша. Остаток звезды в виде белого карлика сохранится и может оказаться в итоге на достаточно большом расстоянии от СМЧД. Третий тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, находящихся в начальный момент еще дальше от СМЧД, чем во втором варианте, а также для проэволюционировавших массивных звезд. В этом случае консервативный обмен массой при интенсивном звездном ветре приводит к тому, что звезда удаляется от СМЧД, вообще не заполняя свою полость Роша. В данной работе детально исследуется эволюция первого типа, заканчивающаяся разрушением звезды. Согласно результатам расчетов, M_{\max} – максимальная масса звезд, которые могут разрушиться, – тем больше, чем больше масса СМЧД. Для черных дыр промежуточных масс, $(10^3 - 10^5) M_{\odot}$, величина M_{\max} сравнительно невелика и составляет $(2-9) M_{\odot}$. Для СМЧД с массой $10^6 M_{\odot}$ значение M_{\max} близко к $25 M_{\odot}$. Для массивных СМЧД с массами $(10^7 - 10^9) M_{\odot}$ величина M_{\max} превышает $50 M_{\odot}$. Если масса звезды меньше M_{\max} , то при значении начальной степени заполнения полости Роша D , большем граничного значения D_{destr} , звезда будет разрушена, а при $D < D_{destr}$ она будет удаляться от СМЧД и может избежать разрушения. Для звезды заданной массы значение D_{destr} тем меньше, чем больше масса СМЧД. Характер эволюции системы “звезда + СМЧД” перед разрушением звезды зависит от звездной массы. Для звезд с массами $M \lesssim 1 M_{\odot}$ разрушение начинается сразу после заполнения ими полости Роша и соответствующего быстрого увеличения темпа потери вещества. Для более массивных звезд после заполнения полости Роша наступает фаза эволюции со сравнительно невысоким темпом потери вещества. При уменьшении большой полуоси орбиты до определенной величины этот темп быстро возрастает, что приводит к увеличению степени облучения звезды и к ее разрушению. На начальной фазе разрушения звезды

скорость потери ею вещества растет тем быстрее, чем больше масса СМЧД, чем меньше начальная масса звезды, и чем ближе звезда к СМЧД в начальный момент. Характерные времена увеличения \dot{M} на три порядка в начале фазы разрушения составляют от нескольких десятков до нескольких тысяч лет, в зависимости от масс звезды и СМЧД.

DOI: 10.31857/S000462992102002X

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время установлено, что в ядрах всех ярких галактик находятся сверхмассивные черные дыры (СМЧД), массы которых составляют $\sim(10^4-10^{10}) M_{\odot}$, а светимости доходят до $10^{14} L_{\odot}$ [1–4]. В ядрах шаровых звездных скоплений и в ядрах карликовых галактик могут располагаться ЧД промежуточных масс (ЧДПМ) с массами $(10^3-10^5) M_{\odot}$ [5–7]. В последнее время именно аккрецирующие ЧДПМ связываются с гиперяркими источниками рентгеновского излучения HLX (hyperluminous X-ray sources) [8], рентгеновские светимости которых могут превосходить 10^{41} эрг/с.

Происхождение СМЧД объясняется различными причинами. Одна из гипотез связывает их с очень массивными ЧД звездных масс. На ранних стадиях эволюции галактик, при малых концентрациях тяжелых элементов, массы звезд могут достигать $(100-1000) M_{\odot}$ [9]. Соответственно, из них формируются ЧД с массами, достигающими $(100-200) M_{\odot}$. В дальнейшем их массы могут увеличиваться за счет аккреции вещества. По оценкам, в гало нашей Галактики может быть около 100 таких рано сформировавшихся ЧД [10]. Согласно второй гипотезе [11] СМЧД могут быть продуктами слияния звездных ЧД, которые в результате приливного торможения в звездном поле концентрируются к центральным областям галактик либо шаровых скоплений. Третья гипотеза [12] предполагает, что СМЧД и ЧДПМ являются изначальными (primordial) объектами, формирующимися на ранних стадиях эволюции Вселенной.

Наблюдательные данные свидетельствуют о том, что в ядерной области галактик, т.е. в окрестности их СМЧД, находится большое количество звезд [13–19]. Наблюдения близких галактик показали, что в их центрах располагаются плотные звездные скопления с размерами порядка 1 пк и массами $(10^7-10^8) M_{\odot}$ [19]. О большом количестве массивных звезд вблизи галактических ядер также свидетельствует высокое обилие тяжелых элементов в околочвездной области даже при высоких красных смещениях, т.е. в ядрах даже самых молодых галактик [13]. Часть этих звезд, вероятно, образуется в этой области [20]. Другие звезды диффундируют к ядру галактик из его окрестно-

стей в результате динамического трения [21], либо приближаются к СМЧД под действием различных факторов. Например, такое сближение возможно в результате распада двойных систем при столкновениях, происходящих в более далеком от ядра звездном диске и приводящих к выбросу одной из звезд на более близкую к СМЧД орбиту [22].

В ядре нашей Галактики внутри области с радиусом ~ 1 пк находится $\sim 10^6$ звезд (включая молодые массивные звезды, нейтронные звезды и ЧД звездных масс) [21]. Детальные исследования самой центральной области этого плотного звездного скопления показали, что оно состоит из трех основных компонентов [18]. Первый компонент, располагающийся в центральной области с радиусом менее ~ 0.03 пк, состоит из изотропно распределенных молодых массивных звезд. В основном это звезды главной последовательности (ГП) спектрального класса В (они получили название “S-звезды”). Второй компонент – вращающийся вокруг СМЧД звездный диск с радиусом более ~ 0.03 пк, содержащий около 20% звезд центрального скопления. Третий – изотропно распределенные в более отдаленной области молодые массивные звезды спектральных классов О, В, а также звезды Вольфа-Райе. Анализ гипотез о происхождении S-звезд [18] позволяет предположить, что они, в частности, могли попасть в окрестность СМЧД при распаде тесных двойных систем (ТДС), приблизившихся к СМЧД и распавшихся вследствие приливного взаимодействия с ней.

Детальные наблюдения S-звезд позволили выявить несколько объектов, самых близких к центральной СМЧД нашей Галактики. Звезда S62, вращающаяся по самой близкой к ней устойчивой орбите, имеет орбитальный период 9.9 лет, а ее скорость в перигентре достигает 10% скорости света [23]. Звезды S2 и S0-102 имеют орбитальные периоды 16 и 11.2 лет соответственно, большая полуось орбиты звезды S2 равна 120 а.е. [24]. Это свидетельствует о возможности формирования устойчивых (в течение достаточно большого времени) тесных двойных систем типа “звезда + СМЧД”.

Проблема взаимодействия близких звезд с СМЧД и ЧДПМ представляет большой интерес и активно исследуется. С одной стороны, такие черные дыры могут приливным образом разру-

шать близкие звезды, проходящие мимо них по параболическим орбитам и приближающиеся на критическое расстояние, меньшее $R(M_{\text{вн}}/M)^{1/3}$, где R и M — радиус и масса звезды, а $M_{\text{вн}}$ — масса СМЧД [25, 26]. С другой стороны, СМЧД могут образовывать с близкими звездами тесные двойные системы, что подтверждается, как отмечено выше, результатами наблюдений.

Образование рассматриваемых ТДС возможно, по крайней мере, двумя способами. Первый из них связан с тем, что процессы, происходящие в центральных звездных скоплениях, окружающих СМЧД, могут привести к появлению в самой близкой окрестности черной дыры звезд с достаточно малым угловым моментом [27, 28]. В дальнейшем под влиянием приливного воздействия СМЧД на звезду, а также излучения гравитационных волн (ИГВ) при движении звезды по орбите, в принципе, возможно образование тесной пары “звезда + СМЧД”. В частности, детальные исследования частоты формирования ТДС, состоящих из СМЧД с массами $(10^3 - 10^6) M_{\odot}$ и белого карлика [27, 28], показывают, что образование таких систем в результате приливного воздействия СМЧД на близкие компактные звезды является вполне возможным. Однако, согласно результатам этих исследований, темп образования тесных двойных систем “белый карлик + СМЧД” на несколько порядков меньше, чем темп приливного разрушения звезд, движущихся вблизи СМЧД по параболическим орбитам.

Вторая возможность образования рассматриваемых ТДС связана с приближениями к СМЧД тесных двойных звезд. При этом один из компонентов двойной звезды, обычно более массивный, становится спутником СМЧД, а второй компонент улетает с большой скоростью, “унося” энергию связи вновь образованной тесной двойной системы. Подобные столкновения изучались в целом ряде работ (см., напр., [29]). Однако необходимо отметить, что если орбита звезды в образовавшейся двойной системе “звезда + СМЧД” будет иметь малые размеры и большой эксцентриситет, то в периастре орбиты возможно разрушение звезды приливными силами СМЧД, как и в случае близкого прохождения звезды около СМЧД по параболической орбите. В итоге эволюция двойной системы закончится практически сразу после ее формирования. Однако нельзя исключать захвата звезды на орбиту с малым эксцентриситетом либо постепенной циркуляризации орбиты при уменьшении ее размеров. Именно такими случаями ограничивается исследование, выполненное в настоящей работе. В итоге на качественном уровне можно сделать вывод, что формирование рассматриваемых в данной работе

ТДС возможно, но число таких систем, вероятно, не слишком велико.

Эволюция тесных двойных систем “звезда + СМЧД” уже исследовалась нами в предыдущих работах [30–33]. В настоящей работе мы продолжаем это исследование с целью более детального изучения условия разрушения звезд в ходе эволюции такой двойной системы.

Эволюция тесных двойных систем “звезда + СМЧД” изучалась также в целом ряде работ других авторов. Наиболее детальные исследования для ЧДПМ массой $10^3 M_{\odot}$ и звезд массой $(5 - 50) M_{\odot}$ выполнены в работе [34]. Однако эти исследования ограничивались исследованием стадии эволюции, начинающейся с заполнения полости Роша звездами ГП (главной последовательности). Но представляет интерес также случай (возможно, типичный), когда в начальный момент звезда еще не заполняет свою полость Роша. При этом начальная разделенная стадия, на которой СМЧД аккрецирует звездный ветер звезды-спутника, имеет большое значение и во многом определяет дальнейшую эволюцию системы. К тому же в расчетах [34] не учитывалось облучение звезды жестким излучением, возникающим при аккреции на СМЧД, которое может иметь определяющее значение в целом ряде случаев.

Следует отметить, что результаты подобных расчетов носят оценочный характер ввиду ряда остающихся неопределенностей. Одна из них — возможное наличие газа в области, окружающей СМЧД. Это обстоятельство может дополнительно повлиять на движение звезды, на потерю ею углового момента, на скорость приближения к СМЧД и на степень облучения звезды жестким излучением СМЧД. В наших расчетах предполагается, что двойная система “звезда + СМЧД” существует в течение достаточно продолжительного времени, а орбита звезды близка к круговой. Наличие заметного количества газа в области движения звезды может способствовать циркуляризации ее орбиты, однако оно же может сократить время существования рассматриваемой двойной системы за счет торможения движения звезды. Однако, как показано нами в [31], в этом случае возникает и противоположный эффект: наличие дополнительной аккреции газа на СМЧД увеличивает степень облучения звезды-донора. В результате усиливается ее звездный ветер, что приводит к дополнительному “отталкиванию” звезды от СМЧД. Возможно, этот эффект в какой-то степени может скомпенсировать влияние торможения звезды в газе, окружающем СМЧД. Еще одна неопределенность связана с описанием звездного ветра звезды-донора, который играет важную роль в данном исследовании. Используемая нами формула для скорости потери вещества звездным ветром, приведенная ни-

же, конечно, не является универсальной, и лишь приближенно описывает темп потери массы звездой. В итоге представленные в данной работе расчеты эволюции двойной системы “звезда + СМЧД” можно рассматривать лишь как предварительное описание картины взаимодействия СМЧД со звездами-спутниками. Поэтому в этой работе мы не ставим задачу определения точных граничных значений рассматриваемых параметров для разных типов эволюции системы.

В части 2 настоящей статьи кратко описывается метод расчета моделей звезд, облучаемых жестким излучением, возникающим при аккреции вещества на СМЧД. Кроме того, излагается метод расчета эволюции двойной системы “звезда + СМЧД” и обсуждаются основные отличия такой системы от обычных двойных звезд с компактными аккреторами. В части 3 изложены результаты численного моделирования эволюции двойных систем “звезда + СМЧД”.

2. МЕТОД РАСЧЕТА МОДЕЛЕЙ ОБЛУЧАЕМЫХ ЗВЕЗД И РАСЧЕТ ЭВОЛЮЦИИ ДВОЙНОЙ СИСТЕМЫ “ЗВЕЗДА + СМЧД”

В наших предыдущих работах [30–33] детально описан метод расчета моделей звезд, облучаемых жестким излучением, возникающим при аккреции на СМЧД. В них также описываются особенности используемого метода расчета эволюции двойной системы “звезда + СМЧД” и ее характерные отличия от эволюции тесной двойной системы с компактным аккретором звездной массы. Поэтому в данной статье мы ограничимся кратким изложением этих вопросов.

В расчетах использовалась эволюционная программа, исходно основанная на эволюционном коде Пачинского [35] и ориентированная на исследование эволюции одиночных и двойных звезд на стадиях горения водорода и гелия. Неопрозрачность звездного вещества рассчитывалась по таблицам и формулам, приведенным в [36–38]. Скорости ядерных реакций были взяты из работы [39]. Использовалось табличное уравнение состояния вещества, рассчитанное в работах [40, 41]. Начальный химический состав звезд предполагался близким к солнечному ($X_0 = 0.70$, $Y_0 = 0.28$, $Z_0 = 0.02$). При расчете конвективных зон отношение l/H_p в теории длины пути перемешивания принималось равным 1.8, так как эта величина соответствует стандартной модели современного Солнца, полученной с помощью данной программы.

Поглощение жесткого излучения веществом оболочки звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества.

При этом использовалась процедура, основанная на работе Подсядловского [42]. Эта процедура была применена в работе Вилху, Эргмы и Федоровой [43] для моделирования облучения звезды-донора в двойной системе с компактным аккретором звездной массы.

При расчете модели облучаемой звезды мы использовали спектр жесткого излучения из работы [44] для интервала значений энергии E от 0.4 до 20 кэВ:

$$I \sim E^{-\alpha} \exp(-E/E_{cut}), \quad (1)$$

где $\alpha = 0.5$, $E_{cut} = 10$ кэВ. Такой спектр типичен для массивных рентгеновских тесных двойных систем звездных масс [44, 42]. При численном моделировании эволюции звезд, подвергающихся облучению жестким излучением, мы рассчитывали поглощение падающего на звезду излучения во внешних слоях оболочки звезды в рамках сферически-симметричного приближения, предполагающего усреднение воздействия этого излучения по всей поверхности звезды. Необходимо отметить, что использование этого приближения не является полностью оправданным. В реальности приливное взаимодействие звезды и СМЧД может привести к синхронизации осевого вращения звезды с орбитальным. При наличии синхронизации облучению будет подвергаться только одна полусфера звезды, обращенная к черной дыре. Качественная оценка влияния использования сферически-симметричного приближения [33] показывает, что оно может привести к недооценке темпа потери массы звездой \dot{M} на некоторых фазах эволюции системы. Конечно, данный вопрос требует отдельного, более детального исследования.

В качестве одного из граничных условий расчета оболочки звезды принимается, что светимость звезды равна сумме поглощенной в единицу времени энергии внешнего облучения и собственной “внутренней” светимости, обусловленной выделением энергии в ядерных реакциях в недрах звезды и освобождением тепловой энергии в ходе звездной эволюции. Поскольку в нашем исследовании используется программа расчета квазистационарной звездной эволюции, то исследуемый интервал значений интенсивности падающего на звезду излучения СМЧД не должен превышать эддингтоновского предела для светимости звезды. Поэтому при возрастании потока внешнего облучения до этого предела расчет прекращается ввиду появления в структуре звезды изменений, приводящих к динамической неустойчивости ее внешних слоев.

Так же, как в работах [31–33], мы принимали коэффициент энерговыделения при аккреции на черную дыру η равным 0.1, т.е. предполагали, что энергия, выделяющаяся при падении на СМЧД

единицы массы вещества, равна $0.1c^2$, где c — скорость света. В расчетах предполагалось, что скорость аккреции вещества звезды на СМЧД ограничена эддингтоновским пределом. Отметим, однако, что это предположение не является полностью обоснованным, поскольку сверхэддингтоновская аккреция на компактные объекты считается вполне вероятной (см., напр., [34]).

В данном исследовании, как и в работах [31–33], предполагается, что эволюция тесной двойной системы “звезда + СМЧД” управляется теми же основными процессами, которые определяют эволюцию тесных двойных звезд: обмен массой между компонентами системы при потере вещества донором за счет звездного ветра либо через точку L_1 (в случае заполнения звездой полости Роша), потеря углового момента системой вследствие излучения гравитационных волн, а также посредством магнитного звездного ветра (МЗВ) донора (если он имеет достаточно массивную конвективную оболочку).

Для скорости потери вещества звездой за счет звездного ветра мы использовали так называемый “радиативный” закон потери массы. Этот закон предполагает, что основным механизмом потери вещества одиночными массивными звездами является давление излучения звезды на вещество ее атмосферы, и при этом импульс уходящего от звезды вещества близок (как подтверждает анализ наблюдаемых скоростей потери массы) к импульсу излучения звезды [45]:

$$M_w = -3.28 \times 10^{-11} \beta L (R/M)^{1/2} M_\odot / \text{год}, \quad (2)$$

где масса M , радиус R и светимость звезды L выражены в солнечных единицах. Коэффициент β — величина порядка единицы, равная отношению импульса, уносимого веществом ветра, к импульсу, уносимому излучением звезды. Отметим, что L в этой формуле — полная светимость звезды с учетом облучения. Для маломассивных звезд такой закон можно рассматривать как верхний предел для их реального звездного ветра, и его использование оправдано тем, что если даже при завышенном звездном ветре звезда не может избежать разрушения, то она тем более разрушится при более слабом ветре.

В расчетах учитывалось, что двойная система “звезда + СМЧД” имеет ряд отличий от обычных двойных систем с компактным аккретором (черной дырой звездной массы либо нейтронной звездой). Рассмотрим основные из них.

1. Существенное отличие системы “звезда + СМЧД” от обычной двойной звезды связано с усилением роли излучения гравитационных волн (ИГВ) в эволюции системы. Характерное время

уменьшения большой полуоси системы под действием ИГВ в общем случае дается формулой [46]:

$$\tau_{GWR} = 6 \times 10^8 A^4 / (M_{\text{вн}} M (M_{\text{вн}} + M)) \text{ лет}. \quad (3)$$

Здесь массы компонентов и полуось орбиты выражены в солнечных единицах. Для рассматриваемых двойных систем в случае заполнения донором полости Роша эта формула принимает вид:

$$\tau_{GWR} = 1.3 \times 10^{10} R^4 M_{\text{вн}}^{-2/3} M^{-7/3} \text{ лет}. \quad (4)$$

Если принять, что донор имеет параметры Солнца, то для обычной двойной звезды с аккретором солнечной массы τ_{GWR} составит приблизительно 10^{10} лет, но для аккреторов с массой 10^3 и $10^6 M_\odot$ это характерное время будет близко к 10^8 и 10^6 лет соответственно. Таким образом, роль гравитационного излучения в эволюции двойных систем “звезда + СМЧД” может быть определяющей. При этом влияние ИГВ на эволюцию системы усиливается с ростом массы СМЧД.

В ходе эволюции рассматриваемых двойных систем ИГВ, приводящее к уменьшению большой полуоси орбиты A , конкурирует с процессом обмена веществом между компонентами, действующим в направлении увеличения A . При этом свойства этого процесса также отличаются от обмена в обычных двойных звездах (см. ниже пп. 2, 3).

2. На разделенной стадии эволюции двойных систем, когда звезда-донор теряет массу только посредством звездного ветра, в обычной двойной звезде только малая часть вещества звездного ветра донора захватывается аккретором, а остальное вещество уходит из системы, унося удельный момент донора. Результирующее влияние этого процесса на изменение полуоси орбиты A описывается классическим джинсовским инвариантом: $A(M_1 + M_2) = \text{const}$, что при массивном аккреторе означает незначительное увеличение A со временем. Однако в разделенной системе “звезда + СМЧД” сверхмассивный аккретор может захватывать практически все вещество, потерянное донором. В этом случае процесс обмена массой становится консервативным, и его влияние описывается другим инвариантом: $AM_1^2 M_2^2 = \text{const}$. При $M_1 \gg M_2$ это означает быстрое увеличение A за счет обмена, поскольку $A \sim 1/M_2^2$. В итоге, если донор имеет интенсивный звездный ветер, усиленный облучением, то процесс увеличения большой полуоси орбиты может эффективно конкурировать с процессом ее уменьшения за счет излучения системой гравитационных волн. Однако в ряде случаев менее массивные СМЧД могут аккрецировать только часть вещества звездного ветра, что учитывалось в настоящих

расчетах. Если это имеет место на стадиях увеличения полуоси орбиты, то A увеличивается со временем медленнее, чем в консервативном случае, поскольку при этом изменение A за счет обмена веществом соответствует промежуточной закономерности между двумя инвариантами, приведенными выше.

3. Отличие обмена веществом на полуразделенной стадии, когда звезда заполняет свою полость Роша, обусловлено различной величиной эддингтоновского предела скорости аккреции для черных дыр звездной массы и СМЧД. Этот предел приблизительно равен $\dot{M}_{Edd} \approx 10^{-8} M_{BH} M_{\odot}/\text{год}$ [47]. Для СМЧД он на несколько порядков больше, чем для ЧД звездной массы. Если темп аккреции ограничивается эддингтоновским пределом, то в обычной двойной системе ЧД аккрецирует только часть вещества донора, в то время как в системе “звезда + СМЧД” даже при очень больших темпах потери массы донором его вещество будет с той же скоростью аккрецироваться черной дырой, что, в свою очередь, может привести к сильному облучению донора.

4. Следующее отличие связано с характером обмена массой в двойной системе при высоких скоростях потери вещества донором. При исследовании эволюции двойных звезд обычно используется стандартное предположение о прямом обмене между орбитальным угловым моментом системы и угловым моментом переходящего со звезды на звезду вещества. Однако в вопросе о возможности прямого обмена угловым моментом нет полной ясности. Характерное время предполагаемого прямого обмена между орбитальным угловым моментом и моментом перетекающего вещества может быть достаточно большим, так что этот обмен, вполне вероятно, не успевает осуществиться на фазах быстрой эволюции системы. В настоящем исследовании, как и в работах [31–33], мы предполагали, что рассматриваемый прямой обмен угловым моментом имеет место только на тех фазах эволюции системы “звезда + СМЧД”, когда шкала времени обмена массой больше характерного теплового времени донора (шкала Кельвина–Гельмгольца). Если обмен массой протекает в более короткой шкале времени, то предполагалось, что прямой обмен угловым моментом отсутствует, и аккреция на СМЧД не меняет большую полуось орбиты. В результате при быстром обмене веществом исчезает фактор, действующий в направлении увеличения расстояния между звездой и СМЧД, и остается только ИГВ, уменьшающее это расстояние. Это приводит к заметному ускорению потери вещества донором на определенных фазах эволюции системы.

5. В отличие от обычных двойных звезд, в системе “звезда + СМЧД” для наиболее массивных СМЧД заполнение близкой звездой своей поло-

сти Роша невозможно из-за увеличения гравитационного радиуса ЧД с ростом ее массы. Оценки (см., напр., [31]) показывают, что для звезд ГП с массами 0.1, 1, 10, 100 M_{\odot} максимальное значение M_{BH} , при котором звезда ГП может заполнить свою полость Роша, составляет приблизительно 7×10^6 , 7×10^7 , 2×10^8 , $7 \times 10^8 M_{\odot}$ соответственно. Если массы СМЧД будут выше этих пределов, то приближающиеся к СМЧД звезды указанных масс достигнут радиуса последней устойчивой орбиты еще до заполнения полости Роша, и могут быть поглощены черной дырой без существенно выделения энергии [19].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

С целью детального исследования возможности разрушения звезды в ходе эволюции двойной системы “звезда + СМЧД” нами было выполнено численное моделирование такой эволюции для СМЧД с массами $M_{BH} = (10^3 - 10^9) M_{\odot}$ и звезд ГП с начальными массами $M = (1 - 50) M_{\odot}$. В расчетах предполагалось, что в начальный момент исследуемая звезда оказывается в близкой окрестности СМЧД и образует с ней тесную двойную систему. При расчете эволюции системы считалось, что СМЧД аккрецирует главным образом вещество звезды-спутника. Предполагалось, что звезда в момент формирования такой двойной системы находится на ГП. Как показали наши предыдущие исследования, ситуация, когда массивная звезда в этот момент является проэволюционировавшей, не отличается принципиально от случая, когда звезда ГП той же массы оказывается на большом расстоянии от СМЧД и эволюционирует со временем. Отметим, что эволюция массивной звезды, т.е. превращение ее в красного гиганта во время нахождения в близкой окрестности черной дыры, играет очень большую, иногда решающую роль в изменении со временем параметров системы “звезда + СМЧД” [31–33].

Предполагалось, что звезда в момент формирования исследуемой двойной системы еще не заполняет свою полость Роша, т.е. система является разделенной. Начальное значение большой полуоси орбиты системы характеризовалось параметром D , представляющим собой начальную степень заполнения звездой своей полости Роша и равным R/R_R — отношению радиуса звезды к среднему радиусу полости Роша. Исследовались значения D в интервале от 0.001 до 0.90.

Численное моделирование, выполненное нами в предыдущих работах, показало, что в рамках принятых предположений и в зависимости от масс СМЧД и звезды, а также от значения D , возможны три типа эволюции двойной системы

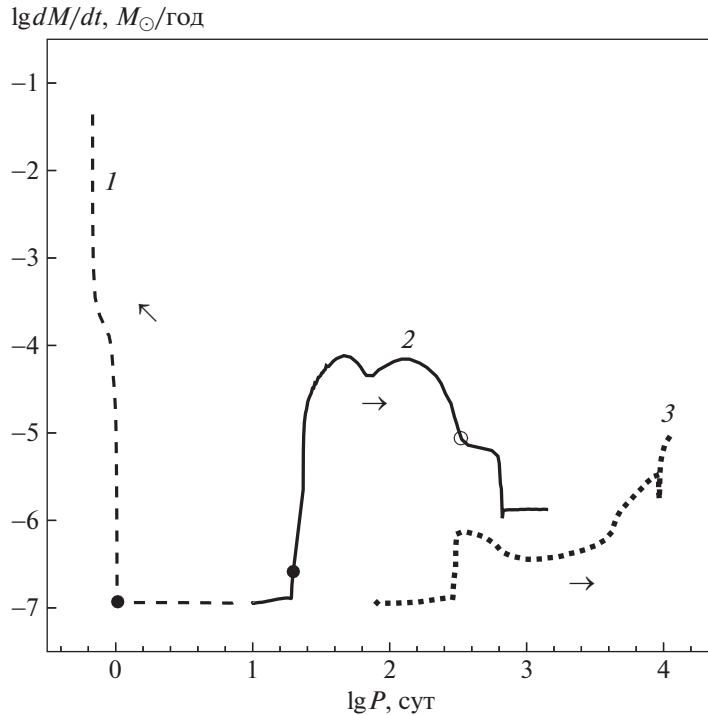


Рис. 1. Диаграмма “логарифм орбитального периода—логарифм темпа потери массы звездой” для систем с $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$ и $M = 10 M_{\odot}$. Сплошной линией показан трек для эволюции второго типа при $D = 0.25$, штриховой линией — трек для эволюции первого типа при $D = 0.20$, пунктирной линией — трек для эволюции третьего типа при $D = 0.05$. Темными кружками отмечены моменты заполнения звездой полости Роша, светлым кружком — момент ухода звезды под полость Роша. Цифрами указан тип эволюции. Стрелки показывают направление изменения орбитального периода системы в ходе ее эволюции.

“звезда + СМЧД”. В ходе эволюции первого типа звезда приближается к СМЧД, что заканчивается ее разрушением. Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, которые в начальный момент располагаются дальше от СМЧД, чем при первом типе. В этом случае массивная звезда в ходе эволюционного расширения заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. Характерное свойство эволюции второго типа — увеличение орбитального периода системы со временем. В результате после этапа интенсивной потери вещества звезда “уходит” под полость Роша. Остаток звезды в виде белого карлика сохранится и может оказаться в итоге на достаточно большом расстоянии от СМЧД. Третий тип эволюции может осуществляться для массивных звезд ГП, находящихся в начальный момент еще дальше от СМЧД, чем при втором типе, а также для проэволюционировавших к начальному моменту массивных звезд. В этом случае консервативный обмен массой при интенсивном звездном ветре приводит к тому, что звезда со временем удаляется от СМЧД, вообще не заполняя свою полость Роша. Характер изменения со временем орбитального периода системы “звезда + СМЧД”

и темпа потери массы звездой для всех трех типов эволюции иллюстрируется на рис. 1 на примере систем с $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$ и $M = 10 M_{\odot}$ при различных значениях D (здесь и далее M — начальная масса звезды).

Настоящая работа посвящена детальному исследованию эволюции первого типа, заканчивающейся разрушением звезды-донора. В этом случае процесс увеличения большой полуоси орбиты A в результате аккреции черной дырой вещества звезды не может конкурировать с процессом уменьшения A за счет излучения системой гравитационных волн (как на разделенной стадии, так и на стадии заполнения звездой полости Роша). В итоге в ходе эволюции системы звезда будет приближаться к СМЧД под влиянием ИГВ, что закончится ее разрушением. При этом в разрушении звезды решающую роль играет облучение жестким излучением, возникающим при аккреции. При уменьшении A до определенной величины происходит увеличение степени облучения, что приводит к увеличению темпа потери массы звездой и дальнейшему усилению облучения, и далее процесс развивается лавинным образом.

Наши предыдущие исследования показали, что если $M_{\text{ВН}}$ сравнительно невелико, порядка $(10^3-10^5) M_{\odot}$ (т.е. СМЧД относится к классу черных дыр промежуточных масс), то разрушение имеет место, когда относительно маломассивная звезда, не имеющая сильного звездного ветра, оказывается в начальный момент достаточно близко к СМЧД. Для более массивных СМЧД с массами $(10^6-10^9) M_{\odot}$ то же самое осуществляется даже для достаточно массивных звезд. Согласно результатам предыдущих работ, максимальная масса разрушающихся звезд M_{max} тем больше, чем больше $M_{\text{ВН}}$ [48]. Кроме того, вероятность разрушения тем больше, чем ближе находится звезда к СМЧД на начальном этапе формирования двойной системы (и соответственно, чем больше значение D).

Цель настоящих расчетов – более детальное, чем в предыдущих работах, определение максимальной массы M_{max} разрушающихся звезд ГП для различных значений $M_{\text{ВН}}$, а также выяснение соответствующих граничных значений D , разделяющих случаи разрушения звезды при эволюции первого типа и ухода звезды от СМЧД при эволюции второго типа. Граничное значение D характеризуется величиной D_{destr} : при $D \gtrsim D_{\text{destr}}$ звезда с начальной массой меньше M_{max} (в рамках принятых при расчетах предположений) будет приближаться к СМЧД в ходе эволюции системы и заведомо будет разрушена.

Как отмечено выше, в данной задаче имеется целый ряд неопределенностей: моделирование не учитывает возможного наличия газа вблизи СМЧД; в расчетах пока используется только одна формула для описания скорости потери вещества звездным ветром; предполагается, что темп аккреции вещества на СМЧД ограничен эддингтоновским пределом; облучение звезды трактуется в рамках сферически-симметричного приближения и т.д. Оценка влияния подобных неопределенностей на результаты моделирования требует отдельного исследования. Поэтому в данной работе мы не ставим задачу определения точных граничных значений параметров для различных ситуаций, связанных с разрушением звезд, а определяем их приближенно, чтобы выяснить качественную картину эволюции систем “звезда + СМЧД” в рамках принятых нами предположений. Значение D_{destr} определяется в наших расчетах с точностью не выше 0.1. Например, если в конкретной системе звезда разрушается при $D = 0.3$ и избегает разрушения при $D = 0.2$, то D_{destr} считается равным 0.3. Значение M_{max} определяется с точностью не выше $1 M_{\odot}$ для $M_{\text{ВН}} = (10^3-10^5) M_{\odot}$ и с точностью не выше $5 M_{\odot}$ для

$M_{\text{ВН}} = 10^6 M_{\odot}$. Для более массивных СМЧД, для которых M_{max} превосходит $50 M_{\odot}$, мы в данной работе не уточняем его значение.

3.1. Зависимость максимальной массы разрушающихся звезд от массы СМЧД

Максимальная масса разрушающихся звезд M_{max} для заданной $M_{\text{ВН}}$ определяется нами следующим образом: звезды с начальными массами больше M_{max} не разрушаются ни при каких начальных расстояниях от СМЧД, поскольку в любом случае будут удаляться от черной дыры в ходе эволюции. Звезды с массами менее M_{max} разрушаются, если их начальная степень заполнения полости Роша D больше определенного граничного значения D_{destr} (т.е. если начальное расстояние от СМЧД достаточно мало). При этом звезда будет приближаться к СМЧД в ходе эволюции системы. Однако при D меньше D_{destr} (т.е. при больших начальных расстояниях от СМЧД) звезды с массами менее M_{max} избегают разрушения, поскольку будут удаляться от СМЧД.

В табл. 1 приведены значения M_{max} для СМЧД с массами $(10^3-10^9) M_{\odot}$. Для черных дыр промежуточных масс, $(10^3-10^5) M_{\odot}$, значения M_{max} сравнительно невелики и составляют $(2-9) M_{\odot}$. При увеличении $M_{\text{ВН}}$ значение M_{max} быстро увеличивается. Для СМЧД с массой $10^6 M_{\odot}$ оно близко к $25 M_{\odot}$, а для массивных СМЧД с массой $(10^7-10^9) M_{\odot}$ величина M_{max} превышает $50 M_{\odot}$. Таким образом, практически все звезды ГП, включая самые массивные, не могут избежать разрушения после формирования тесной двойной системы с самыми массивными СМЧД, если в начальный момент значение D для них окажется больше D_{destr} , которое в данном случае сравнительно мало (табл. 1). Для систем, в которых M_{max} превышает $50 M_{\odot}$, все величины в табл. 1 даны для звезды с массой $50 M_{\odot}$.

Необходимо отметить, что согласно результатам расчетов [31–33], массивные звезды, уже проэволюционировавшие к моменту образования двойной системы “звезда + СМЧД”, вероятнее всего будут удаляться от черной дыры под влиянием сильного звездного ветра, и тем самым могут избежать разрушения, даже если их массы будут меньше M_{max} .

Таблица 1. Максимальные массы разрушающихся звезд для СМЧД различных масс

M_{BH}, M_{\odot}	$M_{\text{max}}, M_{\odot}$	D_{destr}	$A_{\text{destr}}, R_{\odot}$	$P_{\text{destr}}, \text{часы}$
10^3	2	0.7	4.5×10^1	26.8
10^4	4	0.8	9.2×10^1	24.7
10^5	9	0.9	2.0×10^2	24.4
10^6	25	0.9	5.4×10^2	35.2
10^7	>50	0.6	2.3×10^3	95.8
10^8	>50	0.4	7.4×10^3	176.0
10^9	>50	0.3	2.1×10^4	271.0

Примечание. M_{BH} – масса СМЧД, M_{max} – максимальная начальная масса разрушающихся звезд, D_{destr} – граничное значение D для звезды с начальной массой M_{max} (при $D \gtrsim D_{\text{destr}}$ она будет разрушена), A_{destr} и P_{destr} – соответствующие значения большой полуоси орбиты и орбитального периода. Для $M_{\text{BH}} = (10^7 - 10^9) M_{\odot}$ все величины приведены для звезды с массой $50 M_{\odot}$.

3.2. Зависимость вероятности разрушения звезд от значения D

Как показывают расчеты, чем больше D (т.е. чем меньше начальное расстояние звезды от

СМЧД), тем больше вероятность разрушения звезды в ходе дальнейшей эволюции системы. Это обстоятельство иллюстрируется рис. 2, на котором показана диаграмма “начальная масса звезды $M - D$ ” для систем, состоящих из СМЧД с массами $10^5, 10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ и звезд с массами в интервале $(5-50) M_{\odot}$. Линии значений D_{destr} для каждой массы СМЧД – это приблизительные границы, разделяющие две области значений D . В области, находящейся слева от данной границы и выше ее, звезда будет разрушена (либо, для самых массивных СМЧД, поглощена без выделения энергии). В области, находящейся справа от границы и ниже ее, звезда может избежать разрушения.

Как видно из рис. 2, чем меньше начальная масса звезды, тем меньше соответствующее значение D_{destr} , т.е. тем дальше звезде надо находиться от СМЧД, чтобы избежать разрушения. При больших D маломассивные звезды будут приближаться к СМЧД, и эволюция системы завершится их разрушением. Но более массивные звезды могут удаляться от черной дыры даже в том случае, когда начальное расстояние было малым (а D , соответственно, большим). Отметим, что звезды с массой больше $25 M_{\odot}$ в паре с СМЧД с массой

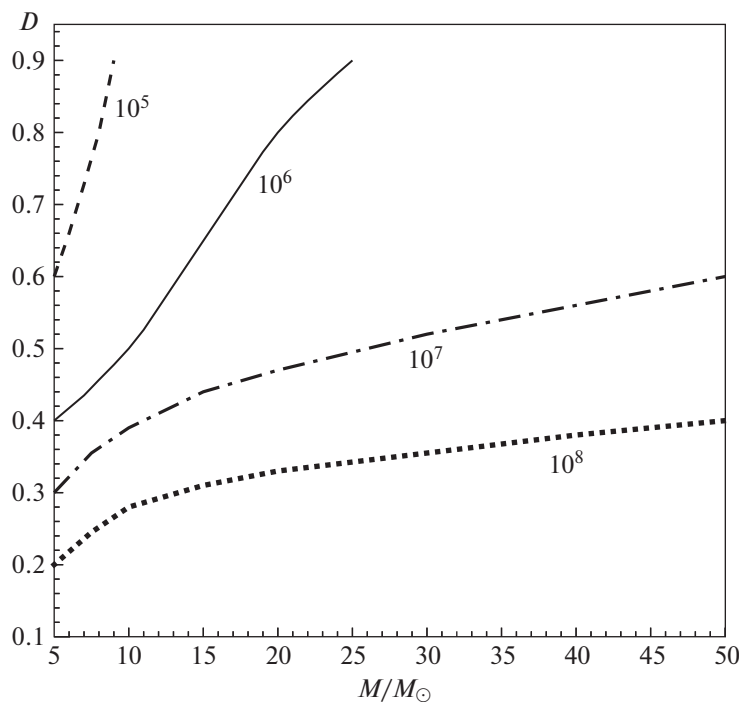


Рис. 2. Диаграмма “начальная масса звезды $M - D$ ” для систем с $M_{\text{BH}} = 10^5, 10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ и $M = (5-50) M_{\odot}$. Линиями изображены приблизительные границы между областью значений D , в которой звезда будет разрушена (область слева и выше линии для данного M_{BH}) и областью, в которой звезда удаляется от СМЧД (область справа и ниже линии для данного M_{BH}). Цифрами указаны значения масс СМЧД.

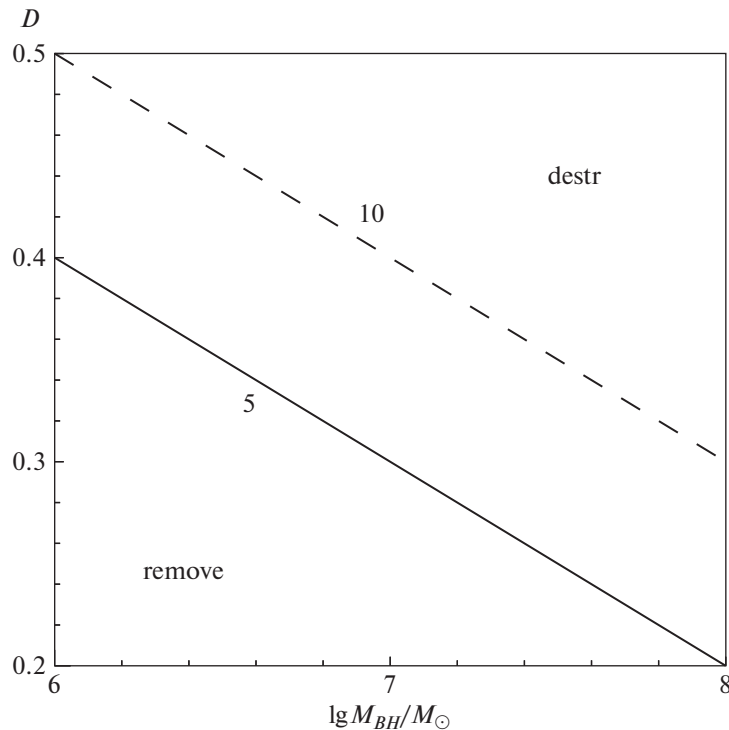


Рис. 3. Диаграмма “логарифм массы СМЧД $M_{BH} - D$ ” для систем с $M_{BH} = 10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ и $M = 5 M_{\odot}$ и $10 M_{\odot}$. Линиями изображены приблизительные границы между областью значений D , в которой звезда будет разрушена (область “destr” выше линии для данного M) и областью, в которой звезда удаляется от СМЧД (область “remove” ниже линии для данного M). Цифрами указаны значения масс звезды.

$10^6 M_{\odot}$ не разрушаются даже при D , близких к единице (см. табл. 1).

Рис. 2 демонстрирует также, что чем больше масса СМЧД, тем меньше граничные значения D_{destr} для звезды фиксированной начальной массы. Этот эффект иллюстрируется также рис. 3. На этом рисунке изображены границы указанных выше областей на диаграмме “логарифм массы СМЧД $M_{BH} - D$ ” для систем, состоящих из СМЧД с массами $10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ и звезд с массами 5 и $10 M_{\odot}$. Область разрушения звезды отмечена на рис. 3 как “destr”, а область, где звезда удаляется от СМЧД и избегает разрушения, как “remove”. Как видно на рис. 2 и 3, для того, чтобы звезда могла избежать разрушения, ей надо в начальный момент находиться тем дальше от СМЧД, чем больше масса черной дыры.

3.3. Разрушение маломассивных звезд на примере звезды с массой $1 M_{\odot}$

Численные исследования показывают, что маломассивные звезды с начальными массами менее $\sim 1 M_{\odot}$ практически всегда разрушаются в ходе эволюции двойной системы “звезда + СМЧД”,

даже при сравнительно малой массе СМЧД, равной $10^3 M_{\odot}$, и при малых D . Поскольку их звездный ветер является слабым, то обмен веществом в ходе аккреции черной дырой вещества этого ветра, действующий в направлении увеличения A , недостаточно эффективен и не может противостоять влиянию излучения гравитационных волн, уменьшающему A . При этом, в отличие от более массивных звезд с $M \gtrsim 2 M_{\odot}$, процесс разрушения маломассивных звезд начинается сразу после заполнения звездой своей полости Роша и соответствующего быстрого увеличения темпа потери массы. Для более массивных звезд ситуация другая: после заполнения ими полости Роша сначала имеет место фаза эволюции со сравнительно невысоким темпом обмена массой, и только при уменьшении A до определенной величины происходит быстрое увеличение \dot{M} , приводящее к увеличению степени облучения звезды и к ее разрушению. Эта ситуация иллюстрируется на рис. 4, на котором показана зависимость \dot{M} от орбитального периода для систем $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}, M = 1 M_{\odot}$ и $M_{BH} = 10^6 M_{\odot}, M = 10 M_{\odot}$ при $D = 0.5$. К моменту разрушения масса звезды в первой из этих систем почти не уменьшается, в то время как во

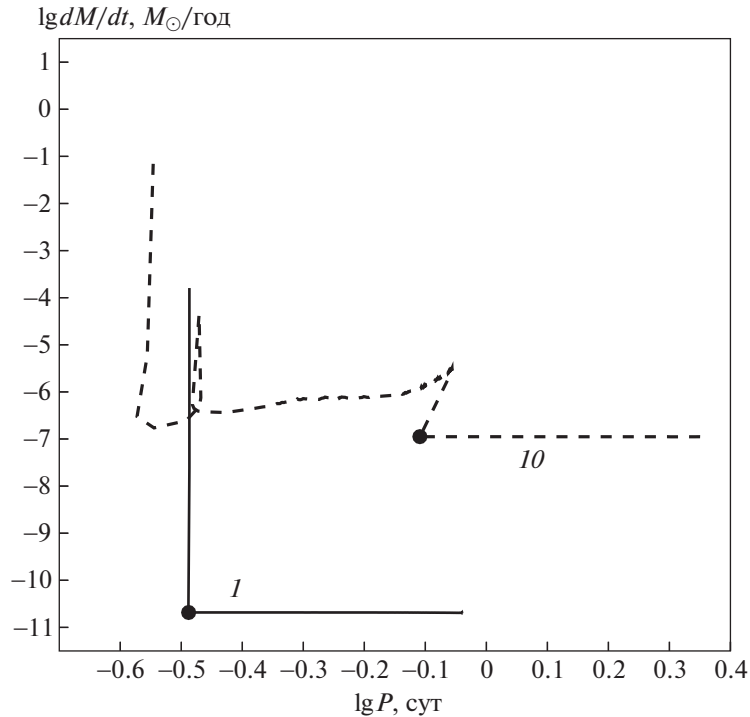


Рис. 4. Зависимость логарифма темпа потери массы звездой от логарифма орбитального периода для систем с $M_{\text{ВН}} = 10^6 M_{\odot}$, $M = 1 M_{\odot}$ (сплошная линия) и $M_{\text{ВН}} = 10^6 M_{\odot}$, $M = 10 M_{\odot}$ (штриховая линия) при $D = 0.5$. Кружками отмечены моменты заполнения звездой полости Роша. Цифрами указана начальная масса звезд. Орбитальный период в обоих треках уменьшается.

второй системе звезда теряет около 90% начальной массы.

В табл. 2 даны параметры систем с $M_{\text{ВН}} = (10^3 - 10^8) M_{\odot}$ и $M = 1 M_{\odot}$ при $D = 0.5$. Характерно, что для сравнительно маломассивных СМЧД время приближения звезды к СМЧД оказывается слишком большим, и хотя формально звезда в конце концов должна быть разрушена, но система “звезда + СМЧД” может подвергнуться влиянию других процессов в течение этого периода. Эти процессы (например, влияние окружающего СМЧД газа на движение звезды) могут уменьшить время жизни системы.

С другой стороны, как отмечено выше, для наиболее массивных СМЧД заполнение близкой звездой (особенно маломассивной) своей полости Роша невозможно ввиду увеличения гравитационного радиуса черной дыры с ростом ее массы. Для звезды ГП с массой $1 M_{\odot}$ максимальное значение $M_{\text{ВН}}$, при котором заполнение остается возможным, составляет $\sim 7 \times 10^7 M_{\odot}$. Поэтому при $M_{\text{ВН}} \gtrsim 10^8 M_{\odot}$ звезда солнечной массы в ходе приближения к СМЧД достигнет радиуса последней устойчивой орбиты еще до заполнения полости Роша, и может быть поглощена черной дырой

без существенного выделения энергии [19]. Однако более массивные звезды в паре с СМЧД такой массы могут быть разрушены катастрофическим образом, со значительным выделением энергии.

Таблица 2. Начальные и конечные параметры двойных систем типа “звезда + СМЧД” для звезды с начальной массой $1 M_{\odot}$ и СМЧД различных масс при $D = 0.5$

$M_{\text{ВН}}, M_{\odot}$	A_0, R_{\odot}	P_0 , часы	$A_{\text{destr}}, R_{\odot}$	P_{destr} , часы	t_{destr} , годы
10^3	4.0×10^1	22.2	2.0×10^1	7.8	3.4×10^8
10^4	8.6×10^1	22.2	4.3×10^1	7.8	7.5×10^7
10^5	1.9×10^2	22.2	9.3×10^1	7.8	1.0×10^7
10^6	4.0×10^2	22.2	2.0×10^2	7.8	3.5×10^6
10^7	8.6×10^2	22.2	4.3×10^2	7.8	7.8×10^5
10^8	1.8×10^3	22.2	1.3×10^3	12.6	1.3×10^5

Примечание. $M_{\text{ВН}}$ – масса СМЧД, A_0 – начальное значение большой полуоси орбиты, P_0 – начальный орбитальный период системы, A_{destr} – значение большой полуоси орбиты на фазе разрушения звезды, P_{destr} – орбитальный период системы на фазе разрушения звезды, t_{destr} – время эволюции системы до разрушения звезды, а для $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$ – время уменьшения A до радиуса последней устойчивой орбиты.

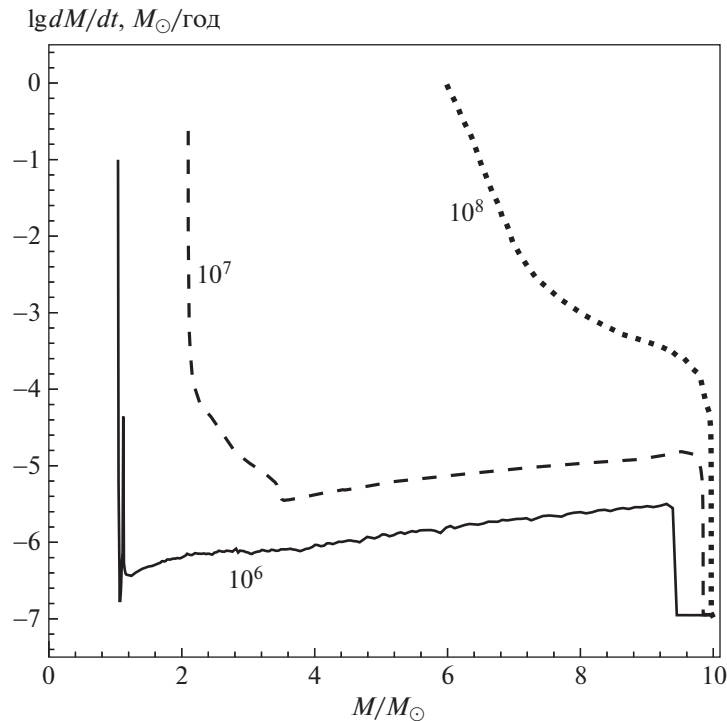


Рис. 5. Изменение темпа потери вещества звездой по мере уменьшения ее массы для двойных систем “звезда + СМЧД” со звездой ГП с начальной массой $10 M_{\odot}$ и СМЧД с массами $10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ при $D = 0.5$. Цифрами указаны значения масс СМЧД.

3.4. Разрушение массивных звезд на примере звезды с массой $10 M_{\odot}$

Звезды с начальной массой, близкой к $10 M_{\odot}$, разрушаются только в системах с $M_{\text{BH}} \gtrsim 10^6 M_{\odot}$. При этом величина D_{destr} тем меньше, чем массивнее СМЧД. Для систем с $M_{\text{BH}} = 10^6, 10^7, 10^8, 10^9 M_{\odot}$ D_{destr} составляет 0.5, 0.4, 0.3, 0.2 соответственно. Иначе говоря, звезда такой массы не разрушится в паре со сравнительно маломассивной СМЧД, а удалится от нее. Но в системе с очень массивной СМЧД она разрушится даже при достаточно большом начальном расстоянии от черной дыры. Отметим, что для $M_{\text{BH}} \gtrsim 10^9 M_{\odot}$ звезда в ходе приближения к СМЧД достигнет радиуса последней устойчивой орбиты еще до заполнения полости Роша, и может быть поглощена черной дырой без существенного выделения энергии [19].

На рис. 5 показано изменение темпа потери вещества звездой по мере уменьшения ее массы для систем с $M = 10 M_{\odot}$ и $M_{\text{BH}} = 10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ при $D = 0.5$. В табл. 3 дан ряд параметров этих систем для начального этапа разрушения звезды. Как видно на рис. 5 и в табл. 3, чем больше масса СМЧД, тем больше масса остатка звезды на на-

чальной фазе ее разрушения. При $M_{\text{BH}} = 10^6, 10^7, 10^8 M_{\odot}$ звезда к этому моменту теряет 91%, 78%, 33% массы соответственно. Таким образом, чем больше M_{BH} , тем больше часть массы звезды, аккрецируемая черной дырой при высоких темпах аккреции. С увеличением M_{BH} увеличивается также орбитальный период системы на этой стадии (табл. 3).

3.5. Характерные времена разрушения звезд

Продолжительность начальной фазы разрушения звезд в исследуемых случаях иллюстрируется табл. 3, в которой для ряда треков приведены значения ΔT — характерного времени увеличения темпа потери массы звездой на 3 порядка в начале стадии разрушения. Отметим, что после этого дальнейшее увеличение \dot{M} происходит значительно быстрее — он возрастает на следующие 3–4 порядка за время в тысячи и десятки тысяч раз меньше, чем ΔT .

Значение ΔT зависит главным образом от массы СМЧД и начальной массы звезды, а также от D , хотя зависимость от D сравнительно слабая. Чем больше начальная масса звезды, тем медленнее растет темп потери массы звездой в начале

Таблица 3. Характерное время увеличения темпа потери массы звездой на 3 порядка в начале разрушения звезды

M, M_{\odot}	$M_{\text{ВН}}, M_{\odot}$	D	$M_{\text{destr}}, M_{\odot}$	$P_{\text{destr}},$ часы	$\Delta T,$ годы
1	10^3	0.5	0.99	7.6	8.6×10^2
1	10^5	0.5	1.0	7.8	2.9×10^1
3	10^5	0.5	1.0	8.9	2.8×10^3
5	10^5	0.9	1.1	9.4	1.7×10^3
10	10^6	0.5	0.91	8.1	4.4×10^4
10	10^6	0.8	1.3	7.6	3.1×10^4
10	10^7	0.5	2.2	10.3	3.1×10^2
10	10^8	0.5	6.7	14.6	4.0×10^0
50	10^8	0.5	5.9	15.9	1.9×10^1

Примечание. M – начальная масса звезды, $M_{\text{ВН}}$ – масса СМЧД, D – начальная степень заполнения звездой полости Роша, M_{destr} – масса звезды в начале ее разрушения, P_{destr} – орбитальный период системы во время разрушения звезды, ΔT – характерное время увеличения темпа потери массы звездой на 3 порядка в начале разрушения звезды.

разрушения. Например, при $D = 0.5$ в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$, $M = 3 M_{\odot}$ величина ΔT приблизительно в 100 раз больше, чем в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^5 M_{\odot}$, $M = 1 M_{\odot}$. Для более массивных звезд различие не столь велико: в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$, $M = 50 M_{\odot}$ значение ΔT приблизительно в 5 раз больше, чем в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$, $M = 10 M_{\odot}$.

С другой стороны, ΔT достаточно сильно зависит от массы СМЧД: чем массивнее СМЧД, тем быстрее увеличивается темп потери массы звездой на начальной стадии ее разрушения. Например, при начальной массе звезды, равной $10 M_{\odot}$ и при $D = 0.5$ в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^7 M_{\odot}$ величина ΔT приблизительно в 140 раз меньше, чем в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^6 M_{\odot}$. При увеличении $M_{\text{ВН}}$ это отношение несколько уменьшается: в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^8 M_{\odot}$ значение ΔT приблизительно в 80 раз меньше, чем в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^7 M_{\odot}$. В итоге при увеличении массы СМЧД в 100 раз, от $10^6 M_{\odot}$ до $10^8 M_{\odot}$, ΔT увеличивается примерно в 11 тысяч раз.

Как отмечено выше, ΔT зависит также от начальной степени заполнения звездой полости Роша D , хотя эта зависимость сравнительно слабая. Чем больше D , т.е. чем ближе звезда к СМЧД, тем

меньше значение ΔT . Например, в системе с $M_{\text{ВН}} = 10^6 M_{\odot}$, $M = 10 M_{\odot}$ величина ΔT для $D = 0.8$ в 1.4 раза меньше, чем для $D = 0.5$. Таким образом, на первой фазе разрушения звезды скорость потери ею массы растет тем быстрее, чем больше масса СМЧД, чем меньше начальная масса звезды, и чем ближе звезда к СМЧД в начальный момент.

4. О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ ЗВЕЗД ВБЛИЗИ СМЧД

Кратко рассмотрим вопрос о свойствах процесса разрушения звезды. Эволюция разрушающихся звезд в двойной системе “звезда + СМЧД” в принципе похожа на судьбу звезд, пролетающих вблизи СМЧД по параболическим орбитам и разрушаемых приливными силами СМЧД после приближения на критическое расстояние. Именно такие события интенсивно исследуются в последнее время как наблюдателями, так и теоретиками (см., напр., [49–56]). Однако в этих двух случаях могут иметь место заметные различия. При движении звезды по параболической орбите образовавшийся газ имеет небольшие энергии связи, он образует струю, из которой впоследствии и формируется аккреционный диск (см., напр., [57]). А в случае, рассматриваемом в данной работе, энергия связи образовавшегося вещества порядка энергии связи круговой орбиты, и можно ожидать формирования из этого вещества газового тора. Эта ситуация была рассмотрена, например, в [58]. Различные особенности формирования аккреционных потоков в этих двух случаях могут сказаться, например, на зависимости светимости черной дыры от времени в ходе аккреции вещества разрушенной звезды.

С другой стороны, некоторые явления, сопровождающие процесс разрушения звезды, пролетающей мимо СМЧД по параболической орбите, могут иметь место и при разрушении звезды-спутника СМЧД. Например, согласно результатам расчетов, выполненных в [49], в аккрецируемом веществе диска возможно образование сгустков с массами от 0.1 до 12 масс Юпитера. Аккреция таких сгустков на СМЧД может привести к возникновению пиков на кривой блеска СМЧД в ходе вспышки. При этом численное моделирование показывает, что некоторые из сгустков могут преобразоваться в планетоподобные тела и стать на определенное время спутниками СМЧД [49]. Возможно, подобные процессы могут иметь место и в тороидальном диске, образовавшемся в результате разрушения звезды-спутника.

Однако некоторые явления, имеющие место при разрушении пролетающей звезды, едва ли возможны для тороидального диска. Детальные численные исследования процесса разрушения

пролетающих мимо СМЧД звезд [50–54], в частности, показывают, что при этом возможно частичное разрушение звезды с сохранением ее остатков, которые могут либо удалиться от СМЧД, либо вернуться к ней и быть, в свою очередь, разрушенными. Но в случае тороидального диска сохранение таких звездных остатков, вероятно, исключено.

В обоих рассматриваемых здесь случаях светимость СМЧД в ходе аккреции вещества разрушающейся звезды на короткое время может, вероятно, достигать величины, характерной для квазаров. Кроме того, эта светимость может заметно увеличиваться, если ее значение не ограничено эддингтоновским пределом для черных дыр, а может превышать его. Сверхэддингтоновская аккреция считается вполне вероятной, например, для некоторых ультраярких рентгеновских источников, представляющих собой тесные двойные системы, в которых нейтронная звезда или ЧД звездной массы аккрецирует вещество обычной звезды-донора [34]. Не исключено, что такое превышение возможно и при аккреции вещества разрушающихся звезд на СМЧД. Например, согласно [59], наблюдавшаяся вспышка Swift J1644+57 являлась результатом приливного разрушения звезды вблизи СМЧД с массой в несколько миллионов солнечных масс, и при этом, по оценкам, темп аккреции превышал эддингтоновский предел в 100 раз или больше.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Звезды, близкие к сверхмассивным черным дырам, могут в определенных условиях образовывать с ними тесные двойные системы. В ходе эволюции этих систем возможна интенсивная аккреция вещества звезды на СМЧД. Изучение эволюции систем “звезда + СМЧД” осложнено тем, что на нее может влиять целый ряд остающихся неопределенными факторов. Например, возможное наличие газа в области вблизи СМЧД, которое может привести как к нестационарности звездной орбиты, так и к дополнительному облучению звезды, возникающему при аккреции на СМЧД этого газа. Поэтому предпринятое в данной работе исследование двойных систем “звезда + СМЧД” выполняется только в рамках принятых условий и демонстрирует лишь определенные возможные варианты эволюции таких ТДС.

Численное моделирование эволюции этих систем выполнено нами для случая, когда начальная система является разделенной, орбита звезды-донора близка к круговой, а СМЧД аккрецирует только вещество этой звезды. При этом предполагается, что “посторонний” газ в окрестности СМЧД отсутствует. В расчетах учитывается облучение звезды жестким излучением, возникающим при аккреции ее вещества на СМЧД. По-

глошение потока этого излучения в оболочке звезды рассчитывалось с помощью того же формализма, который используется при вычислении непрозрачности звездного вещества. Кроме того, в расчетах предполагалось, что если характерное время обмена массой меньше теплового времени момента системы и угловым моментом перетекающего на СМЧД вещества отсутствует. Предполагалось, что в момент формирования двойной системы звезда находится на ГП. Численное моделирование, выполненное в рамках принятых нами предположений, показывает, что эволюция системы “звезда + СМЧД” существенно зависит как от массы СМЧД, так и от массы звезды, и прежде всего от начальной степени заполнения звездой полости Роша D . Согласно результатам моделирования, возможны три типа эволюции данных двойных систем.

Первый из них заканчивается разрушением звезды после начала обмена массой с СМЧД. Он осуществляется для маломассивных звезд ГП с массами менее $\sim 1 M_{\odot}$, а также для более массивных звезд ГП, если масса СМЧД велика, а начальное расстояние звезды от СМЧД достаточно мало. В этом случае в ходе эволюции системы звезда сближается с СМЧД под влиянием излучения гравитационных волн. Решающее значение в процессе разрушения звезды играет облучение жестким излучением, возникающим при аккреции. При уменьшении A до определенной величины происходит увеличение степени облучения, что приводит к увеличению темпа потери массы звездой и дальнейшему усилению облучения, и далее процесс развивается лавинным образом.

Второй тип эволюции может осуществляться для массивных звезд в определенном интервале значений начальной степени заполнения звездой полости Роша D , если звезда в начальный момент оказывается дальше от СМЧД, чем при первом типе эволюции. В этом случае решающую роль в изменении со временем параметров системы “звезда + СМЧД” играет возможность постепенного превращения массивной звезды в красного гиганта во время нахождения в близкой окрестности черной дыры. В ходе эволюционного расширения массивная звезда заполняет свою полость Роша, после чего наступает этап интенсивного обмена веществом. На этой фазе эволюции система “звезда + СМЧД” может проявлять себя как гиперяркий источник рентгеновского излучения, когда L_x в течение достаточно длительного времени превышает 10^{41} эрг/с. После этапа интенсивной потери вещества звезда “уходит” под полость Роша. Ее остаток в виде белого карлика сохранится и может оказаться в итоге на достаточно большом расстоянии от СМЧД.

Третий возможный тип эволюции таких систем также связан с превращением массивной звезды в красный гигант в ходе пребывания в окрестности СМЧД. Он осуществляется в том случае, когда начальное расстояние звезды ГП от СМЧД достаточно велико, либо когда на близкой орбите около СМЧД сразу оказывается уже заметно проэволюционировавшая массивная звезда. При этом консервативный обмен массой при интенсивном звездном ветре (который усиливается облучением) приводит к тому, что звезда удаляется от СМЧД, вообще никогда не заполняя свою полость Роша.

В настоящей работе детально исследуется эволюция первого типа, заканчивающаяся разрушением звезды. Согласно результатам расчетов, M_{\max} — максимальная масса звезд, которые могут разрушиться, тем больше, чем больше масса СМЧД. Для черных дыр промежуточных масс, $(10^3-10^5) M_{\odot}$, величина M_{\max} сравнительно невелика и составляет $(2-9) M_{\odot}$. Для СМЧД с массой $10^6 M_{\odot}$ значение M_{\max} близко к $25 M_{\odot}$. Для массивных СМЧД с массами $(10^7-10^9) M_{\odot}$ величина M_{\max} превышает $50 M_{\odot}$. Таким образом, в системах с самыми массивными СМЧД могут разрушаться даже самые массивные звезды ГП. При этом, если масса звезды меньше M_{\max} , то для ее разрушения необходимо выполнение дополнительного условия: начальная степень заполнения звездой полости Роша D должна быть больше граничного значения D_{destr} . Если же $D \lesssim D_{\text{destr}}$, звезда будет удаляться от СМЧД и избегать разрушения. Для звезды ГП фиксированной начальной массы значение D_{destr} уменьшается с ростом массы СМЧД.

Характер эволюции системы “звезда + СМЧД” перед разрушением звезды зависит от начальной звездной массы. Для звезд с массами $M \lesssim 1 M_{\odot}$ разрушение начинается сразу после заполнения ими полости Роша и соответствующего быстрого увеличения темпа потери массы. Для более массивных звезд ситуация другая: после заполнения ими полости Роша сначала имеет место фаза эволюции со сравнительно невысоким темпом обмена массой, и только при уменьшении A до определенной величины происходит быстрое увеличение \dot{M} , приводящее к увеличению степени облучения звезды и к ее разрушению. При этом чем массивнее СМЧД, тем больше орбитальный период системы в момент разрушения донора.

На начальной фазе разрушения звезды скорость потери ею массы растет тем быстрее, чем больше масса СМЧД, чем меньше масса звезды, и чем ближе звезда к СМЧД в начальный момент. Характерные времена увеличения \dot{M} на три по-

рядка в начале фазы разрушения составляют от нескольких десятков до нескольких тысяч лет в зависимости от масс звезды и СМЧД. Дальнейшее увеличение \dot{M} происходит значительно быстрее — он возрастает на следующие 3–4 порядка за времена, в тысячи и десятки тысяч раз меньшие.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *L. Chao, W. Bian, and K. Huang*, Adv. Space Res. **42**, 544 (2008).
2. *Y. Wang, T. Yamada, and Y. Taniguchi*, Astrophys. J. **588**, 113 (2003).
3. *C. L. Steinhardt and M. Elvis*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **402**, 2637 (2010).
4. *Y. Shen*, Astrophys. J. **704**, 89 (2009).
5. *P. Amaro-Seoane and M. Freitag*, Astrophys. J. **653**, 53 (2006).
6. *S. Umbreit, J. M. Fregeau, S. Chatterjee, and F. A. Rasio*, Astrophys. J. **750**, id. 31 (2012).
7. *M. Mapelli*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **376**, 131 (2007).
8. *I. Zolotukhin, N. A. Webb, O. Godet, M. Bachetti, and D. Barret*, Astrophys. J. **817**, id. 88 (2016).
9. *K. Belczynski, T. Bulik, C. L. Fryer, A. Ruiter, F. Valsecchi, J. S. Vink, and J. R. Hurley*, Astrophys. J. **714**, 1217 (2010).
10. *M. Volonteri and R. Perna*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **358**, 913 (2005).
11. *A. B. Тумуков, А. В. Федорова*, Астрон. журн. **82**, 110 (2005).
12. *A. D. Dolgov*, Intern. J. Modern Physics A **33**, id. 1844029 (2018).
13. *A. Venkatesan, R. Schneider and A. Ferrara*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **349**, L43 (2004).
14. *M. Wardle and F. Yusef-Zadeh*, Astrophys. J. Letters **683**, L37 (2008).
15. *D. Figer*, in *Massive Stars: From Pop III and GRBs to the Milky Way*, edited by by M. Livio and E. Villaver (Cambridge University Press, 2009), p. 40; arXiv:0803.1619 [astro-ph] (2008).
16. *C. Vignali*, arXiv:astro-ph/0403100 (2004).
17. *A. Finoguenov, U. G. Briel, J. P. Henry, G. Gavazzi, J. Iglesias-Paramo, and A. Boselli*, arXiv:astro-ph/0403216 (2004).
18. *R. Schodel, A. Feldmeier, N. Neumayer, L. Meyer, and S. Yelda*, Classical and Quantum Gravity, **31**, id. 244007 (2014); arXiv:1411.4504 [astro-ph.GA] (2014).
19. *E. Y. Vilkoviskij and B. Czerny*, Astron. and Astrophys. **387**, 804 (1994).
20. *H. Loose, E. Krugel and A. Tutukov*, Astron. and Astrophys. **105**, 342 (1982).
21. *B. McKernan, K. E. S. Ford, W. Lyra, H. B. Perets, L. M. Winter, and T. Yaqoob*, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. **417**, L103 (2011).
22. *A. A. Trani, M. S. Fujii, and M. Spera*, Astrophys. J. **875**, id. 42 (2019).

23. *F. Peissker, A. Eckart, and M. Parsa*, arXiv:2002.02341 [astro-ph.GA] (2020).
24. *F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister*, *Astron. and Astrophys.* **546**, L2 (2012).
25. *L. E. Strubbe and E. Quataert*, in *Co-Evolution of Central Black Holes and Galaxies*, IAU Symposium **267**, 337 (2010); arXiv:0905.3735 [astro-ph.CO] (2009).
26. *J. Magorrian and S. Tremaine*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **309**, 447 (1999).
27. *P. B. Ivanov*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **336**, 373 (2002).
28. *P. B. Ivanov and J. C. B. Papaloizou*, *Astron. and Astrophys.* **476**, 121 (2007).
29. *Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков*, *Астрон. журн.* **91**, 353 (2014).
30. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова*, *Астрон. журн.* **86**, 449 (2009).
31. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова*, *Астрон. журн.* **87**, 878 (2010).
32. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова*, *Астрон. журн.* **94**, 667 (2017).
33. *А. В. Тутуков, А. В. Федорова*, *Астрон. журн.* **96**, 472 (2019).
34. *N. Madhusudhan, S. Rappaport, Ph. Podsiadlowski, and L. Nelson*, *Astrophys. J.* **688**, 1235 (2008).
35. *B. Paczynski*, *Acta Astronomica* **19**, 1 (1969).
36. *C. A. Iglesias and F. J. Rogers*, *Astrophys. J.* **464**, 943 (1996).
37. *D. R. Alexander and J. W. Ferguson*, *Astrophys. J.* **437**, 879 (1994).
38. *Д. Г. Яковлев, В. А. Урнин*, *Астрон. журн.* **57**, 526 (1980).
39. *G. R. Caughlan, W. A. Fowler, M. J. Harris, and B. A. Zimmerman*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **32**, 197 (1985).
40. *G. Fontaine, H. C. Graboske, H. M. Van Horn*, *Astrophys. J. Suppl.* **35**, 293 (1977).
41. *D. Saumon, G. Chabrier, H. M. van Horn*, *Astrophys. J. Suppl.* **99**, 713 (1995).
42. *Ph. Podsiadlowski*, *Nature* **350**, 136 (1991).
43. *O. Vilhu, E. Ergma, and A. Fedorova*, *Astron. and Astrophys.* **291**, 842 (1994).
44. *T. J. Ponman, A. J. Foster, and R. R. Ross*, *Proc. 23rd ESLAB Simp., ESA SP296*, p. 585 (1989).
45. *А. Г. Масевич, А. В. Тутуков*, *Эволюция звезд: теория и наблюдения* (М.: Наука, 1988).
46. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц*, *Теория поля* (М.: Физматгиз, 1962).
47. *A. R. King*, in *Black Holes in Binaries and Galactic*, edited by L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, and P. A. Woudt (Berlin: Springer, 2001), p. 155.
48. *А. В. Федорова, А. В. Тутуков*, *Научные труды Института астрономии РАН* **4**, 221 (2019).
49. *K. Hayasaki, M. R. Bate, and A. Loeb*, arXiv:2001.04172 [astro-ph.EP] (2020).
50. *T. Ryu, J. Krolik, T. Piran, and S. C. Noble*, arXiv:2001.03501 [astro-ph.HE] (2020).
51. *T. Ryu, J. Krolik, T. Piran, and S. C. Noble*, arXiv:2001.03502 [astro-ph.HE] (2020).
52. *T. Ryu, J. Krolik, T. Piran, and S. C. Noble*, arXiv:2001.03503 [astro-ph.HE] (2020).
53. *T. Ryu, J. Krolik, T. Piran, and S. C. Noble*, arXiv:2001.03504 [astro-ph.HE] (2020).
54. *J. Krolik, T. Piran, and T. Ryu*, arXiv:2001.03234 [astro-ph.HE] (2020).
55. *G. Park and K. Hayasaki*, arXiv:2001.04548 [astro-ph.HE] (2020).
56. *S. van Velzen, S. Gezari, E. Hammerstein, N. Roth, et al.*, arXiv:2001.01409 [astro-ph.HE] (2020).
57. *M. J. Rees*, *Nature* **333**, 523 (1988).
58. *J. K. Cannizzo, H. M. Lee, and J. Goodman*, *Astrophys. J.* **351**, 38 (1990).
59. *E. Kara, J. M. Miller, C. Reynolds, and L. Dai*, *Nature* **535**, 388 (2016).