

УДК 524.6

О СТАТИСТИКЕ S-ЗВЕЗД И ЕЕ КОРРЕЛЯЦИИ СО СВЕРХСКОРОСТНЫМИ ЗВЕЗДАМИ

© 2019 г. Г. Н. Дремова¹, В. В. Дремов¹, А. В. Тутуков^{2*}¹Российский федеральный ядерный центр, Снежинск, Россия²Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 06.03.2019 г.; после доработки 19.04.2019 г.; принята к публикации 29.04.2019 г.

Статья посвящена проблеме изучения центральных, или “околоядерных” звезд Галактики, известных как S-звезды. Эти звезды позволяют исследовать гравитационный потенциал Галактического центра, в котором находится сверхмассивная черная дыра (СМЧД, SMBH), а также накладывают ограничения на оценку ее массы и положения. В статье изучена эволюционная связь S-звезд и сверхскоростных звезд (СЗ) в рамках классического сценария Хиллза, рассматривающего динамический захват двойной звезды в поле СМЧД. В ходе численных экспериментов (задача трех и N -тел) получены согласованные статистики популяций S-звезд и СЗ и выполнены оценки времени их жизни, включая время захвата S-звезды в окрестность центральной СМЧД. Также проанализирован спектр масс S-звезд, и получено их распределение по большим полуосям орбит в паре с СМЧД. Сравнение вычисленного распределения с наблюдаемым дает ограничения на время и сечение захвата в окрестность СМЧД двойных звезд и подтверждает генетическую связь СЗ и S-звезд как бывших компонентов родительских двойных звезд.

DOI: 10.1134/S0004629919100037

1. ВВЕДЕНИЕ

Одно из первых наблюдательных свидетельств в пользу концентрации невидимой массы в центре нашей Галактики было получено в 1980 г. Лэси и соавт. [1] по измерениям в ближнем ИК-диапазоне (12.8 мкм) лучевой скорости ионизованного газа (Ne II), локализованного в сгустки-облака, которые были распределены по орбитальным сегментам, близким к круговым орбитам. За этой работой последовала серия спектральных исследований области галактического центра (ГЦ) в радиусе 4 пк от радиосточника Sgr A*, позволившая получить изображение всех потоков ионизованного газа, которые оказались организованы в одну общую струю, так называемую однорукавную “миниспираль”, выходящую из центра на расстоянии 1–3 пк [2]. Позже центральная “миниспираль” была воспроизведена в работах Фридмана и Янченко [3] в ходе численного моделирования неустойчивости сверхотражения, развивающейся в диске.

Движение по спирали позволило отклонить версией взрывного истечения газа и аппроксимировать его кеплеровской кривой вращения с центральной массой $2 \times 10^6 M_{\odot}$, сосредоточенной в области

< 0.1 пк. Учитывая современную оценку нашей удаленности от ГЦ, 8.32 кпк [4], радиус области в одну десятую центрального парсека соответствует $\sim 3''$, в 1980-е годы это был предел углового разрешения.

Другое косвенное подтверждение присутствия невидимой массы в ГЦ было получено в работе [5] из кинематического анализа движения звезд, заключенных в центральной области с радиусом 8 пк. Изучение звезд проводилось спектроскопически в ближнем ИК-диапазоне на длине волны 2.3 мкм в линии поглощения CO. Были получены зависимости средней лучевой скорости и дисперсии скоростей от галактоцентрического расстояния, которые позволили получить независимую оценку центральной массы в ГЦ — порядка $4 \times 10^6 M_{\odot}$, — локализованной в центральном звездном скоплении нашей Галактики вблизи Sgr A*. Также в [5] изучалась зависимость отношения массы, заключенной в центральной области радиуса r , к интенсивности поглощения CO, M_r/F_K , от галактоцентрического расстояния, которая нарастала к центру. Одной из причин такого нарастания к центру является падение интенсивности поглощения в CO, связанное, например, со сменой звездного населения в ГЦ при удалении от него на 0.6 пк (если предположить, что центр заселен не звездами-гигантами, а карликами поздних спектральных типов, можно описать падение интенсивности). Но

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

здесь возникало противоречие с механизмом динамического торможения, который предпочитает для заселения ГЦ более массивные объекты. И, конечно, главная трудность — это масса M_r , заключенная в центральной области радиусом $r = 0.6$ пк, которая не может быть обусловлена карликами. Поэтому в качестве основных претендентов на роль невидимой массы авторы [5] предложили либо скопление нейтронных звезд, как остатков звездной эволюции, либо одиночный объект ранга СМЧД.

Еще в 1971 г. Линден-Белл и Рис [6] высказали предположение, что не только активные ядра галактик населены СМЧД, но и “молчаливые” центры других галактик, подобно нашей Галактике, также могут таить СМЧД. Для выяснения этого были инициированы один за другим два масштабных проекта по мониторингу ГЦ с целью поиска центральных звезд нашей Галактики, динамика которых дала бы ключ к разгадке ГЦ. Речь идет о так называемых S-звездах, находящихся в области с условным центром, локализованном в радиосточнике Sgr A*, и радиусом в одну угловую секунду.

Первый проект, возглавляемый Европейской южной обсерваторией (ESO), с 1989 г. выполнялся на телескопе NTT-3.5 м (Ла Силья) в 1989 г., а с 1992 г. — на телескопе VLT. В этом же году подключился второй проект на телескопе имени Кека Калифорнийского университета (Кек-10 м, Гавайи).

На телескопе NTT-3.5 м Экарт и Гензел [7] определили собственные движения и лучевые скорости 39 звезд, локализованных в ГЦ в слое $r < 0.4$ пк. На основе этих данных были вычислены дисперсии скоростей, которые показывали увеличение по мере приближения к центру. Такое распределение указывало на присутствие центрального объекта массой $\sim 2.5 \times 10^6 M_\odot$ и на то, что среднее поле скоростей изотропное. Центральный объект по оценкам наблюдений был локализован на удалении 0.015 пк от источника Sgr A*.

Технологии с применением адаптивной оптики в ближнем ИК-диапазоне (2 мкм) позволили получать и обрабатывать цифровые изображения S-звезд более высокого разрешения по сравнению с методикой построения спекл-изображений. Переход со спекл-камеры SHARP(4 mas¹) на фотоприемник NACO (0.5 mas) сразу позволил поднять точность спектрального разрешения в 8 раз. На основе полученных данных можно было восстановить 3D-структуру орбит S-звезд и орбитальные параметры, а в комбинации со спектральными данными

извлечь информацию о гравитационном потенциале, в котором S-звезды движутся как пробные частицы.

Именно тогда возникла и другая идея поиска косвенных подтверждений присутствия центрального массивного объекта. В 1988 г. Джек Хиллз предложил сценарий динамического захвата двойной звезды (ДЗ) центральной СМЧД в классической задаче трех тел [8]. На статистике в 250 начальных орбитальных конфигураций ДЗ он сделал расчетное обоснование выброса одного из компонентов ДЗ со скоростью в несколько тысяч км/с за счет захвата второго компонента окрестностью СМЧД в ходе перераспределения моментов импульса. Обнаружение таких сверхскоростных звезд (СЗ) могло бы рассматриваться в пользу существования СМЧД в центре нашей Галактики.

И, действительно, подтверждение было получено в соответствии со сценарием Хиллза, правда, первыми были открыты как раз захваченные компоненты ДЗ, то есть S-звезды. Интересно посмотреть на динамику накопления статистики по S-звездам:

- К 2002 г. была получена первая орбита S-звезды (S2 в обозначении программы на VLT), которая оказалась очень удобной для орбитального фитинга (звезда яркая, +14^m в K-полосе, и короткопериодическая $P_{\text{orb}} = 15.9$ лет). И сегодня, когда орбита S2 известна уже достаточно хорошо и не нуждается в свободных параметрах, эта звезда накладывает наилучшее ограничение на массу СМЧД [4];
- К 2005 г. рассчитаны орбиты пяти S-звезд из десяти наблюдаемых [9]. Такой скачок в статистике, в первую очередь, связан с использованием нового спектрографа интегрального поля зрения SINFONI;
- В 2009 г. рассчитаны орбиты уже 28 S-звезд из 109, отмеченных в поисковой карте. В этот период модернизируются инструменты адаптивной оптики. Результаты работы двух независимых команд на различных инструментах (VLT и Кека) показали хорошее совпадение в оценках удаленности СМЧД от нас и ее массы: $R_0 = 8.31 \pm 0.33$ кпк, $M_{\text{СМЧД}} = (4.29 \pm 0.34) \times 10^6 M_\odot$ [10] и $R_0 = 8.4 \pm 0.4$ кпк, $M_{\text{СМЧД}} = (4.5 \pm 0.4) \times 10^6 M_\odot$ [11];

¹mas — milli arcsecond, угловая миллисекунда дуги.

- К 2018 г. рассчитаны орбиты для 47 S-звезд из 200 патрулируемых, что стало возможным благодаря переходу в 2016 г. на инфракрасный интерферометр GRAVITY ($30 \mu\text{as}^2$) [12], установленный на 4-х телескопах VLT, что дало выигрыш в спектральном разрешении еще в 16 раз по сравнению с NACO (0.5 mas).

Из этих данных были отобраны орбиты только 17 S-звезд по критерию значимости гравитационного ускорения для проведения мультизвездного орбитального фитинга [4, рис. 8]. Описание орбит 17 звезд — это задача со 109 свободными параметрами: 7 параметров описывают СМЧД, включая ее положение (α , δ), три компоненты скорости (v_α , v_δ , v_z), массу $M_{\text{СМВН}}$ и удаление R_0 ; 6 параметров задают орбиту S-звезды (большая полуось, эксцентриситет, наклонение орбиты, долгота периастрия, время прохождения периастрия и долгота восходящего узла). Наилучшая сходимость была достигнута при следующих значениях массы и удаления СМЧД: $M_{\text{СМВН}} = (4.28 \pm 0.103) \times 10^6 M_\odot$ и $R_0 = 8.32 \pm 0.07$ кпк [4]. При этом систематические и статистические ошибки оказались почти в два раза меньше по сравнению с результатами [10].

Дополнительный контроль оценки положения центрального объекта дает анализ инфракрасных вспышек SiO-мазеров, испускаемых из Галактического центра. Локализация вспышек с использованием улучшенной координатной системы хорошо коррелирует с положением источника радиоизлучения в области Sgr A* [13]. Все эти данные согласуются между собой в пределах 1 mas (8.32 а.е.) и находятся в наилучшем соответствии с определением положения методом статистического параллакса по скоплениям [14].

Изучение S-звезд позволило получить самые строгие и прямые ограничения на природу СМЧД. Наиболее актуальными параметрами в процедуре фитинга оказались параметры орбиты S2, которая дает лучшее ограничение на потенциал. Вторая по точности фитинга звезда — S1, она дает наименьшую неопределенность в оценке положения СМЧД. Несмотря на то, что период S1 составляет ~166 лет, то есть на данный момент S1 покрыла менее π орбитальной фазы, ее эллипс ошибок тоньше и сказывается на более аккуратном определении положения СМЧД (0.3%) по сравнению с S2 (0.78%). Первая в списке короткопериодичности — звезда S55, но для нее невозможно вывести элементы орбиты, так как ее лучевая скорость постоянна, +50 км/с.

Накопленный в течение 25 лет объем данных наблюдения за орбитами S-звезд позволяет провести уникальные тесты релятивистских эффектов ОТО и СТО в режиме сильной гравитации (миллионы солнечных масс!), до сих пор не апробированной ввиду отсутствия возможностей в пределах Солнечной системы. Подбирая релятивистские орбиты для S2 (релятивистский эффект $\beta = 2.55 \times 10^{-2}$, то есть скорость в перигеитре ~7650 км/с согласно [12, 15]), которая уже дважды обогнула перигеитр своей орбиты, можно оценить такие эффекты как:

- шварцшильдская прецессия (ОТО) — поворот орбиты S-звезды в той же плоскости, в которой она совершает орбитальное вращение. Эффект связан с искривлением пространства-времени и аналогичен релятивистскому апсидальному движению в эксцентричных двойных системах;
- гравитационное покраснение (ОТО) — сдвиг в ИК-часть спектра излучения, генерируемого источником в поле массивного тела вследствие искривления пространства-времени;
- поперечный доплеровский эффект (СТО) — покраснение излучения вследствие замедления времени в системах отсчета, движущихся перпендикулярно наблюдателю со скоростью, сравнимой со скоростью света;
- задержка Ремера (СТО) — свет звезды с разных точек ее орбиты приходит за разное время (в случае S2 такая задержка составляет 8^d за весь ее орбитальный период);
- задержка Шапиро (ОТО) вследствие искривления хода световых лучей в гравитационном поле массивного объекта (в случае S2 это дает неопределенность в оценке положения звезды в 20 mas или ее скорости в 5 км/с [12]);
- эффект Лензе-Тирринга (ОТО) — увлечение системы отсчета вращением центрального тела, СМЧД. В случае S2 дополнительное качание орбиты составило бы $9''$ [12], что сегодня технически необнаружимо (для проверки этого эффекта нужно найти S-звезды ближе к СМЧД, чем S2).

Для S2 пока не хватает инструментальной точности отделить эффект гравитационного покраснения от поперечного эффекта Доплера. Их суммарный вклад дает искажение скорости в перигеитре на 200 км/с, а в апоцентре — 6 км/с [12].

²micro arcsecond, угловая микросекунда дуги.

В ближайшее время планируется измерить вращение СМЧД. Если таковое существует, то оно должно отражаться на движении S-звезд и излучении плазмы.

Несмотря на постоянно увеличивающееся количество открываемых центральных звезд, информативно ценными остаются не более двух десятков S-звезд, что удивительно совпадает со статистикой СЗ, открытых к настоящему моменту на галактической периферии. Образованные в одном сценарии, эти объекты должны быть скоррелированы по численности и по временным шкалам. Пока это можно проверить путем численного моделирования, о чем и пойдет речь ниже.

В разделе 2 описана модель заселенности шарового слоя на удалении от ГЦ $0.01 \text{ пк} < r < 0.1 \text{ пк}$ методом экстраполяции галактической кривой вращения. Накопленные в этой модели статистики тестируются в сценарии столкновительной эволюции, движущей силой которой является механизм динамического торможения, предложенный еще в первой половине XX в. Чандрасекаром [16]. Модель столкновительной эволюции звездного скопления описана в разделе 3 и отражает случайный характер парных орбитальных возмущений, приводящих к “скатыванию” звезд к ГЦ. Здесь же производится оценка среднего времени захвата двойных звезд в область СМЧД радиусом меньше 1 миллипарсека. В разделе 4 дана оценка среднего времени захвата S-звезд с учетом ряда условий, необходимых в сценарии Хиллза: разрыв связи компонент в двойной звезде, выброс СЗ, выживание звезды при выбросе и собственно захват черной дырой второго компонента (S-звезды). Вероятности реализаций этих условий обсуждаются в этом же разделе. В разделе 5 описаны модельные распределения по большим полуосям S-звезд в паре с СМЧД и оценено влияние спектра масс S-звезд на их статистику, а также влияние величины начальной большой полуоси двойных звезд на характерное время их захвата в окрестность СМЧД и соответственно их статистику. В разделе 6 представлено современное состояние изучения СЗ: результаты моделирования и наблюдений, что позволяет резюмировать идею о парности происхождения СЗ и S-звезд с перечислением финальных аргументов в разделе Заключение.

2. МОДЕЛЬ ЗАСЕЛЕННОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКОГО ЦЕНТРА

Заселение Галактического центра звездами производится непрерывно различными способами, среди которых звездообразование в околядерных звездных скоплениях, динамическое торможение шаровых скоплений гало, столкновительная активность звездных систем, приливное разрушение

спутниковых галактик и, конечно, случайный динамический захват двойных систем в соответствии со сценарием Хиллза [8].

Поскольку генерации СЗ мы моделировали в рамках сценария Хиллза, то и модель заселенности Галактического центра также будет рассмотрена в этом же сценарии. Если процесс заселения Галактического центра S-звездами отождествить с возникновением и последующим ростом СМЧД, его можно разбить условно на два этапа: динамический и диффузионный.

Динамическая шкала “роста” СМЧД определяется характерным временем свободного падения звезд центрального скопления, $\tau_{\text{dyn}} = R/v \sim \left(\frac{R^3}{Gm_*N} \right)^{1/2}$. Здесь R — радиус центрального скопления, m_* — масса звезды, N — число звезд в скоплении, v — дисперсия скоростей звезд в скоплении порядка кеплеровской. Этап бурного наращивания массы СМЧД длится около $\approx 10^8$ лет и заканчивается по мере истощения звезд центрального скопления.

Второй этап более длительный, он связан с диффузией звезд Галактики в пространстве угловых моментов и определяется временем приливного торможения звезд в окрестности СМЧД, $\tau_{\text{dif}} = v/a \sim \frac{v^3}{\pi G^2 \times \rho_{\text{cl}} M_{\text{СМЧД}}}$. Здесь a — ускорение свободного падения, ρ_{cl} — средняя плотность галактической среды, $M_{\text{СМЧД}}$ — масса СМЧД. С другой стороны, можно показать, что $\tau_{\text{dif}} = N\tau_{\text{dyn}}$.

Учитывая радиус зоны эффективного взаимодействия звезд с СМЧД $r_{\text{eff}} = GM_{\text{СМЧД}}/v^2$, можно оценить массу захваченных звезд, $M_S = \pi r_{\text{eff}}^2 v \tau_{\text{dif}} \rho_{\text{cl}}$. При подстановке всех перечисленных выше компонент в данное выражение легко показать, что масса захваченных звезд за время распада скопления порядка массы СМЧД: $M_S \approx M_{\text{СМЧД}}$. Это оценка “сверху”, так как часть массы СМЧД наращивается за счет аккреции газа из ядра Галактики.

В действительности, эти процессы идут параллельно, но в современную эпоху, когда СМЧД уже сформирована, превалирует диффузионный процесс, который мы и будем учитывать при моделировании заселенности звезд в Галактическом центре. Мы отталкиваемся от простой динамической модели скопления, чьи звезды в начальный момент заданы на круговых регулярных орбитах в соответствии с современными данными наблюдений, согласно которым градиент заселенности можно условно представить в виде “слоев”:

- в центральном парсеке локализованы десятки тысяч звезд;

- в области радиусом 0.1 пк находится несколько сотен звезд [17];
- в радиусе 0.01 пк обнаружено 30 В-звезд [18]
- в центральном миллипарсеке — одна звезда [19].

Эти наблюдательные ограничения отражены в модели “послойного” представления центральной области Галактики, включающей 10 слоев толщиной 10^{-3} пк на разном удалении от центра Галактики, варьирующем в диапазоне от 0.01 до 0.1 пк. Модель подробно описана в работе [20]. Для каждого такого слоя моделируется серия последовательных возмущений орбиты, имеющих случайный характер и являющихся следствием парных столкновений звезд, в результате которых двойная звезда постепенно “выталкивается” к Галактическому центру — области радиусом один миллипарсек (1 мпк) с центром в Sgr A*. Это расчетно-обоснованная граница области $r_{\text{cri}} = 1$ мпк [21], в которой потенциально возможна генерация сверхскоростных звезд в рамках сценария Хиллза [8], а значит, оставшийся после выброса другой компонент ДЗ может рассматриваться как S-звезда.

Механизм “выталкивания” сводится к динамическому трению, формализм которого был описан в 1943 г. Чандрасекаром [16]. Коллективные взаимодействия звезд сопровождаются перераспределением гравитационной и кинетической энергий между звездами и приводят к сегрегации масс: более массивные объекты устремляются к центру скопления (Галактики), а легкие — к периферии.

Послойное заселение центральной области проводилось методом экстраполяции кривой вращения Галактики, заданной в трехкомпонентной модели (диск, гало, балдж) [22]. Мы пренебрегли функцией масс звезд на этапе заселения области пространства, представляющего собой шаровой слой $0.01 < r(\text{пк}) < 0.1$, где r — расстояние от центра, полагая, что эта близкая к центру область заселялась звездами в результате случайных захватов, а не в ходе звездообразования.

Как видно из [20, рис. 1], интегральная кривая вращения Галактики на расстоянии от центра порядка $r = 1$ пк испытывает излом — место “сшивки” двух “ветвей”, внутренняя из которых удовлетворяет Кеплеровскому закону движения звезд, находящихся в центральном поле СМЧД. Этот участок кривой характеризуется линейным профилем $V_r(r)$ в логарифмическом масштабе, показывая сферу действия исключительно СМЧД, как если бы остальных компонентов Галактики (балджа, диска, гало) не существовало.

Внешняя ветвь кривой вращения характеризует движение звезд в потенциале Галактики, в котором

влияние СМЧД пренебрежимо мало. Эта ветвь кривой вращения отражает реальную заселенность звезд во всех галактических подсистемах, что позволяет методом экстраполяции спрогнозировать заселенность центральных слоев Галактики, попадающих в область $0.01 < r(\text{пк}) < 0.1$. Результат экстраполяции “звездной” ветви $V_r(r)$ показан в [20, рис. 1] штриховой линией, соответствующей линейной зависимости вида:

$$V_r = 23.411 \times r + 59.766. \quad (1)$$

Применяя теорему о вириале для динамически срелаксированной системы, можно оценить массу, заключенную в сферическом слое толщиной 1 мпк на разном удалении от центра, по формуле $M_r = (r_1 V_{r,1}^2 - r_2 V_{r,2}^2) / 2G$, где r_1 и r_2 — внешний и внутренний радиусы шарового слоя соответственно, а также оценить число звезд в данном слое как $N_r = M_r / M_\odot$. Результаты экстраполяции заселенности центральной области Галактики приведены в [20, табл. 1].

3. ОЦЕНКА ВРЕМЕНИ ЗАХВАТА ДЗ В ПОЛЕ СМЧД

В соответствии со статистикой кратных звезд в Солнечной окрестности будем предполагать такую же распространенность ДЗ среди звезд ГЦ, то есть до 80%. Поэтому в дальнейшем мы будем говорить о двойных звездах. Среднее время “выталкивания” ДЗ из выбранного шарового i -слоя в область $r < 1$ мпк оценивается через характерное время между двумя последовательными возмущениями ее орбиты τ , умноженное на число единичных возмущений n , то есть как $\bar{t}_i = \tau n$. Согласно теории столкновительных процессов величину τ можно определить через длину свободного пробега λ при заданной дисперсии скоростей σ_{V_r} , которая полагалась 60 км/с [20] в соответствии с круговой скоростью вращения, экстраполированной по данным [22].

Длина свободного пробега λ , в свою очередь, определяется через отношение сферического объема, приходящегося на одну ДЗ, к ее эффективной площади заметания пространства, $S_{\text{eff}} = 4\pi r_{\text{eff}}^2$. Таким образом, величина λ зависит от эффективного радиуса рассеяния $r_{\text{eff}} = 2Gm / \sigma_{V_r}^2$, характеризующего расстояние между звездами массы m , на котором энергия их гравитационного взаимодействия порядка кинетической энергии, определяемой значением σ_{V_r} в звездном скоплении.

Так как единичное возмущение орбиты ДЗ происходит случайно, то его можно задать случайным

“выбросом” трех чисел f_{V_x} ; f_{V_y} ; f_{V_z} , характеризующих возмущение компонентов орбитальной скорости ДЗ в соответствии с нормальным распределением:

$$f_V = \frac{\sigma_V}{\sqrt{3\pi}} \exp\left(-\frac{\sqrt{3}\Delta V}{\sigma_V}\right)^2. \quad (2)$$

Далее, корректировка отклонения от первоначального движения $\vec{V}(V_x + \Delta V_x; V_y + \Delta V_y; V_z + \Delta V_z)$ позволяет найти радиальную, $V_r = \frac{x}{r}V_x + \frac{y}{r}V_y + \frac{z}{r}V_z$, и тангенциальную, $V_\tau = \sqrt{V^2 - V_r^2}$, проекции вектора скорости. Если ДЗ удовлетворяет условию связанности в центральном поле СМЧД:

$$-G\frac{mM_{\text{СМВН}}}{r} + \frac{mV^2}{2} < 0, \quad (3)$$

то из уравнения траектории для нее можно оценить перицентрическое расстояние, r_p , измененное вследствие случайного возмущения орбиты:

$$\left(V^2 - \frac{2GM_{\text{СМВН}}}{r}\right)r_p^2 + 2GM_{\text{СМВН}}r_p - V_\tau^2 r^2 = 0. \quad (4)$$

После каждого единичного возмущения орбиты значение перицентрического расстояния r_p сравнивается с граничным радиусом области потенциальной генерации СЗ, $r_{\text{cri}} = 1$ мпк. Событие захвата ДЗ полем СМЧД состоится при выполнении условия $r_p < r_{\text{cri}}$.

Среднее время “выталкивания” ДЗ к Галактическому центру, населенному СМЧД, зависит от начального удаления ДЗ от границы 1 мпк, от которого, в свою очередь, зависит число единичных возмущений звездной орбиты. Чем ближе ДЗ к границе области генерации СЗ, тем меньше требуется “толчков”, и наоборот. В этом и состоит оценка среднего времени “выталкивания”.

Величина, обратная среднему времени “выталкивания” с данного слоя, \bar{t}_i , есть вероятность захвата ДЗ в область потенциальной генерации СЗ, p_{capture}^i . Суммирование по всем i -слоям, попадающим в область $0.01 < r(\text{пк}) < 0.1$, откуда ДЗ могла быть вытолкнута, дает интегральную вероятность захвата ДЗ, p_{capture} , которая составила $\sim 2 \times 10^{-5}$ в год, то есть одна ДЗ захватывается в центральную область радиусом $r < 1$ мпк примерно раз в 50 тысяч лет.

4. ВЕРОЯТНОСТЬ ЗАХВАТА S-ЗВЕЗД В ПОЛЕ СМЧД

Переход от среднего времени захвата ДЗ с данного слоя в центральную область радиусом $r = 1$ мпк, \bar{t}_i , к вероятности ее захвата p_{capture}^i связан с необходимостью учета ряда факторов, имеющих значение при генерации СЗ из окрестности СМЧД. В численных экспериментах, моделирующих эти события, захват ДЗ осуществлялся с периферических расстояний r_p , существенно меньших 1 мпк [23, 24]. Поэтому p_{capture}^i , вероятность захвата ДЗ с данного слоя в центральную область радиусом r_p , должна быть понижена на фактор $(r_p/r_{\text{cri}})^3$.

Кроме того, нужно учесть вероятность того, что один из компонентов ДЗ будет выброшен со скоростью, большей 750 км/с — это условие преодоления гравитационного поля СМЧД [25]. Для этой цели в рамках задачи трех тел были проведены расчеты, моделирующие сценарий Хиллза [8], в зависимости от перицентрического расстояния ДЗ и ее большой полуоси A [21].

Большой статистический ансамбль начальных пространственных конфигураций ДЗ в поле СМЧД (10 000 реализаций для каждой пары фиксированных значений r_p и A), рассмотренных в задаче трех тел, позволил проанализировать спектр скоростей выбросов (рис. 1) и оценить вероятность p_{eject} как отношение числа “успешных” событий (с выбросом СЗ) к общему числу моделируемых событий (10 000). Бимодальность распределений спектра скоростей отражает факт участия в выбросах любого из компонентов ДЗ (главного или вторичного), причем с близкими вероятностями.

Другой фактор корректировки вероятности связан с выживаемостью звезды во время сближения с черной дырой, СМЧД. Здесь потребовались расчеты в постановке задачи N -тел [23] ($N = 5300$ — число структурных элементов, из которых “состоит” звезда). В начальный момент времени распределение массы структурных элементов по радиусу для каждого звездного компонента задается политропой с индексом n в соответствии с уравнением Эмдена. Газовое давление в звезде не учитывается, но имитируется через условие запрета на сближение структурных элементов, гравитационно взаимодействующих друг с другом [23]. Учитывая, что время нахождения ДЗ на модельных орбитах вокруг СМЧД не превышает 50 дней, и, полагая, что компоненты ДЗ — это звезды Главной последовательности, подобный способ учета газового давления звезды вполне оправдан. Уравнения движения структурных элементов записываются в ньютоновской форме и численно интегрируются при помощи скоростной формулировки алгоритма Верлета и Вейса [26].

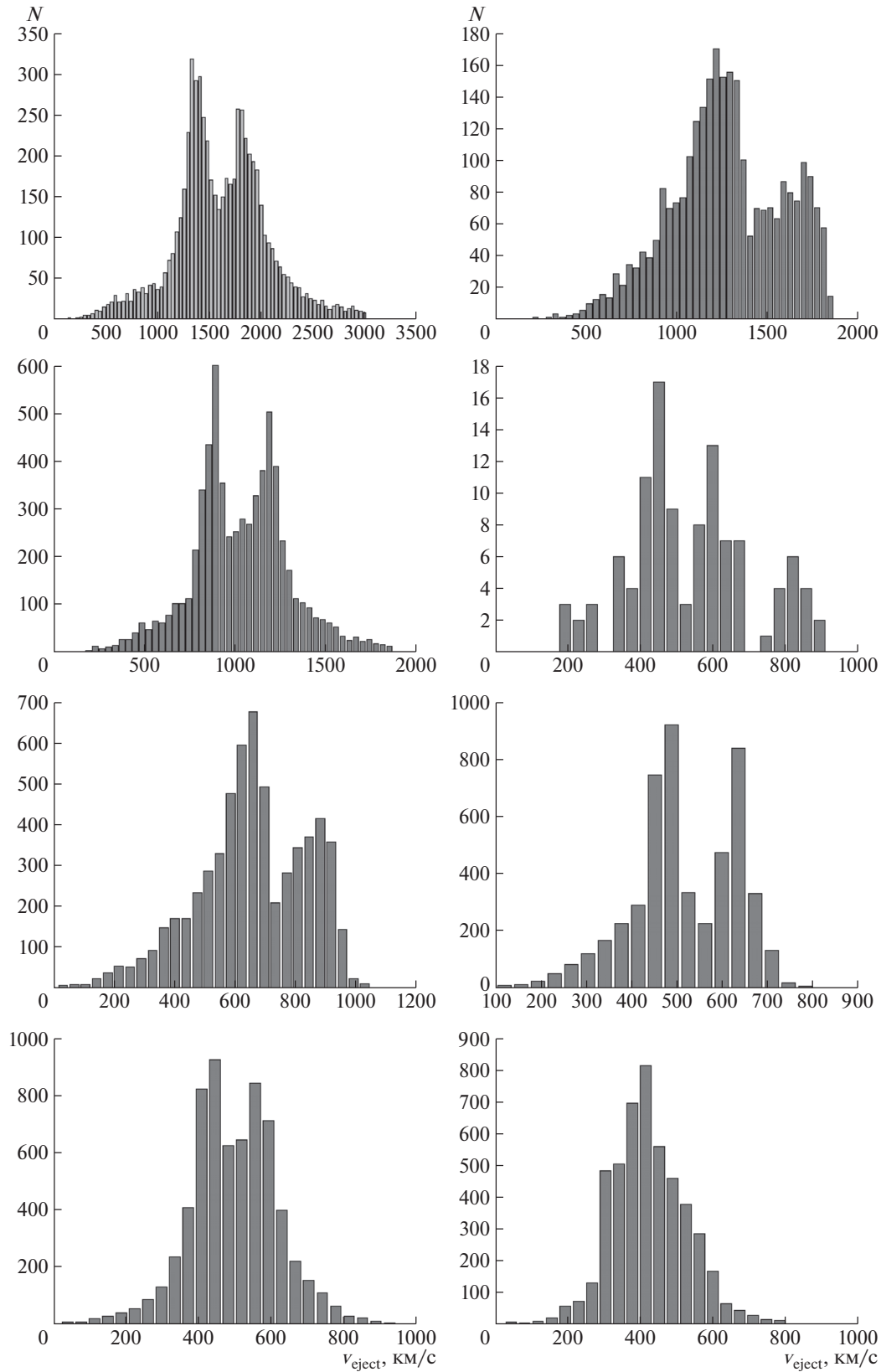


Рис. 1. Спектр скоростей выброшенных звезд в классическом сценарии Хиллза в зависимости от большой полуоси A орбиты системы S-звезда–СМЧД и перигелиального расстояния r_p . Приведены диаграммы, на 1-й строке: $A = 56 R_{\odot}$ для $r_p = 3000 R_{\odot}$ (слева) и $r_p = 7000 R_{\odot}$ (справа); 2-я строка: $A = 125 R_{\odot}$ для $r_p = 7000 R_{\odot}$ (слева) и $19000 R_{\odot}$ (справа); 3-я строка: $A = 282 R_{\odot}$ для $r_p = 20000 R_{\odot}$ (слева) и $30000 R_{\odot}$ (справа); 4-я строка: $A = 425 R_{\odot}$ для $r_p = 30000 R_{\odot}$ (слева) и $45000 R_{\odot}$ (справа).

Данный подход позволил реализовать “недорогую” расчетную модель для оценки вероятности выживания p_s выброшенного компонента в зависимости от начальной конфигурации ДЗ и ее перицентрического сближения. Тестирование модели N -тел на задаче одиночной звезды, проходящей вблизи СМЧД, позволило обосновать критерии разрушения звезды, в частности, было найдено, что в случае потери более 25% от начальной массы звезды происходит разрушение звезды приливным полем СМЧД [24].

Таким образом, результирующая вероятность захвата ДЗ с последующим выбросом СЗ, избежавшей разрушения, оценивается как $p = p_{\text{capture}} \times (r_p/r_{\text{cri}})^3 \times p_{\text{eject}} \times p_s$. Отсюда можно оценить среднее время захвата S-звезды, как $\tau_{\text{capture}} \sim p^{-1}$, представляющую собой функцию двух аргументов — перицентрического расстояния r_p и большой полуоси ДЗ, A . Результаты расчетов шкалы захвата S-звезд в окрестность СМЧД τ_{capture} приведены в табл. 1.

5. ПОПУЛЯЦИЯ S-ЗВЕЗД В ОКРЕСТНОСТИ СМЧД

5.1. Распределение по большим полуосям S-звезд в паре с СМЧД

Статистика генерации СЗ, полученная по результатам численного моделирования сценария Хиллза в постановке задачи трех и N -тел [21, 23, 24], оказалась полезной для прогноза статистики S-звезд, их распределения по массе и большим полуосям двойной системы СМЧД–S-звезда.

Схема оценки большой полуоси орбиты двойной системы СМЧД–S-звезда сводится к расчетному значению скорости выброса СЗ, V_{eject} [21], по которой можно определить унесенную энергию выброшенной СЗ: $E_{\text{eject}} = m_{\text{eject}} V_{\text{eject}}^2 / 2$. Полагая, что выброс звезды как СЗ происходит из области перицентра, полную энергию оставшегося компаньона (кандидат в S-звезду) в поле СМЧД можно записать как:

$$E = m_S V_p^2 / 2 - m_{\text{eject}} V_{\text{eject}}^2 / 2 - GM_{\text{СМЧД}} \times m_S / r_p, \quad (5)$$

где m_{eject} — масса выброшенной звезды; m_S — масса оставшегося компаньона на орбите вокруг СМЧД; $M_{\text{СМЧД}}$ — масса СМЧД, V_p и r_p — скорость и расстояние захваченной звезды в перицентре.

Используя эту оценку полной энергии в перицентре, можно из уравнения траектории найти

новое значение апоцентра r_a для измененной выбросом СЗ орбиты захваченного компаньона:

$$\frac{dr}{dt} = \sqrt{\left(\frac{2}{m_S} (E - U(r)) - \frac{M^2}{m_S^2 r^2} \right)} = 0, \quad (6)$$

где $U(r)$ — энергия гравитационного взаимодействия сверхмассивной черной дыры с захваченным в ее окрестность вторым компонентом ДЗ, M — момент импульса. Этот шаг позволяет рассчитать большую полуось новой орбиты S-звезды как $a = (r_a + r_p) / 2$.

Анализ орбитального распределения S-звезд отражает интересный факт: наиболее вероятный захват ДЗ в окрестность СМЧД приводит к узкому диапазону величин большой полуоси (30 000 R_\odot –70 000 R_\odot , см. рис. 2) образовавшейся S-звезды вокруг СМЧД в сопровождении выброса СЗ. Следует сразу отметить, что у наблюдаемых S-звезд орбиты гораздо более протяженные, их большая полуось заключена в интервале $2 \times 10^5 R_\odot$ – $6 \times 10^6 R_\odot$ (см. [4, табл. 3]).

Возможно, это связано с удовлетворением условия выброса звезды как СЗ. Если не требовать выброса звезды как СЗ (пусть будет выброс с любой скоростью, не соответствующей СЗ), большие полуоси орбит захваченных S-звезд окажутся больше в этом распределении и дадут пересечение с наблюдаемым распределением.

Возможно также, что наблюдаемое распределение по большим полуосям отражает другие сценарии происхождения S-звезд, например, как уже образованные в ГЦ. Глубокая потенциальная яма ГЦ не позволяет газу, высвобождающемуся из звезд в любой форме потери массы (обмен массой, вспышки сверхновых, “обдиранье” газа из скопления при пересечении ими галактической плоскости и т.д.), рассеиваться в межзвездной среде. Как было показано в расчетах Луза и др. [27], условия ГЦ позволяют газу эффективно вовлекаться в процесс звездообразования.

Другой сценарий происхождения S-звезд связан с молодыми звездными скоплениями, обнаруженными в окрестностях ГЦ, например, молодое плотное скопление Арки, удаленное на 25 пк от ГЦ. Как показали результаты численного моделирования перицентрического сближения ядерного скопления с центральной СМЧД, проведенного Фраджоне и др. [28], часть звезд этого скопления может быть выброшена вследствие его приливного “обдиранья” в поле СМЧД, что делает пару СМЧД–скопление связанной, а оставшихся членов скопления — потенциальными кандидатами в S-звезды. Приливные разрушения S-звезд в значительной степени могут бы усилены влиянием аккреционного диска вокруг СМЧД, создающего асимметрию в

Таблица 1. Оценки временных шкал захвата S-звезд τ_{capture} и численности популяции S-звезд, производимой в сценарии Хиллза [8]

$A = 11.3 R_{\odot}$					
r_p, R_{\odot}	85	350	1000	1700	1800
τ_{capture} , ГОДЫ	4.3×10^{12}	10^{11}	4.3×10^9	8.9×10^8	7.5×10^8
N_{capture}	—	—	3	15	18
p_{eject}	0.6	0.86	0.7	1	1
p_{eject}	0.82	0.75	0.52	0.036	1.5×10^{-3}
N_{correct}	—	—	1	0.5	0.27
$k_A = 0.62$	$\sum N_{\text{capture}} = 36$		$\sum N_{\text{correct}} = 1.77$		$\sum N_{k_A} = 1$
$A = 56.6 R_{\odot}$					
r_p, R_{\odot}	3000	5000	7000	8500	9000
τ_{capture} , ГОДЫ	1.6×10^8	3.5×10^7	1.27×10^7	7.09×10^6	6×10^6
N_{capture}	85	389	1070	1918	2266
p_{eject}	0.6	0.48	0.26	0.04	3×10^{-4}
N_{correct}	51	187	278	77	0.67
$k_A = 0.22$	$\sum N_{\text{capture}} = 5728$		$\sum N_{\text{correct}} = 593$		$\sum N_{k_A} = 130$
$A = 125 R_{\odot}$					
r_p, R_{\odot}	7000	10 000	15 000	17 500	19 000
τ_{capture} , ГОДЫ	1.27×10^7	4.35×10^6	1.29×10^6	8.13×10^5	6.35×10^5
N_{capture}	1070	3126	10 543	16 728	21 417
p_{eject}	0.58	0.49	0.28	0.0461	1.6×10^{-3}
N_{correct}	620	1532	2952	771	34
$k_A = 0.183$	$\sum N_{\text{capture}} = 52 884$		$\sum N_{\text{correct}} = 5909$		$\sum N_{k_A} = 1081$
$A = 282 R_{\odot}$					
r_p, R_{\odot}	15 000	20 000	25 000	27 000	30 000
τ_{capture} , ГОДЫ	1.29×10^6	5.44×10^5	2.79×10^5	2.2×10^5	1.61×10^5
N_{capture}	10 543	25 000	48 745	61 818	84 472
p_{eject}	0.272	0.195	0.116	0.0184	8×10^{-3}
N_{correct}	2867	4875	5654	1137	676
$k_A = 0.124$	$\sum N_{\text{capture}} = 230 578$		$\sum N_{\text{correct}} = 15 209$		$\sum N_{k_A} = 1885$
$A = 425 R_{\odot}$					
r_p, R_{\odot}	30 000	35 000	40 000	45 000	50 000
τ_{capture} , ГОДЫ	1.61×10^5	10^5	6.81×10^4	4.78×10^4	4.48×10^4
N_{capture}	84 472	136 000	199 706	284 518	303 571
p_{eject}	0.013	4.1×10^{-3}	2.2×10^{-3}	1.1×10^{-3}	1×10^{-4}
N_{correct}	1098	557	439	312	30
$k_A = 0.078$	$\sum N_{\text{capture}} = 1 008 268$		$\sum N_{\text{correct}} = 2437$		$\sum N_{k_A} = 190$

Примечание. A — большая полуось ДЗ; r_p — перигронт орбиты ДЗ; N_{capture} — число захваченных ДЗ в центральную область $r < r_p$; p_{eject} — отношение числа “успешных” событий (с выбросом СЗ) к общему числу моделируемых событий (10 000); N_{correct} — число захваченных S-звезд в центральную область $r < r_p$; k_A — коэффициент встречаемости ДЗ с выбранным значением большой полуоси A .

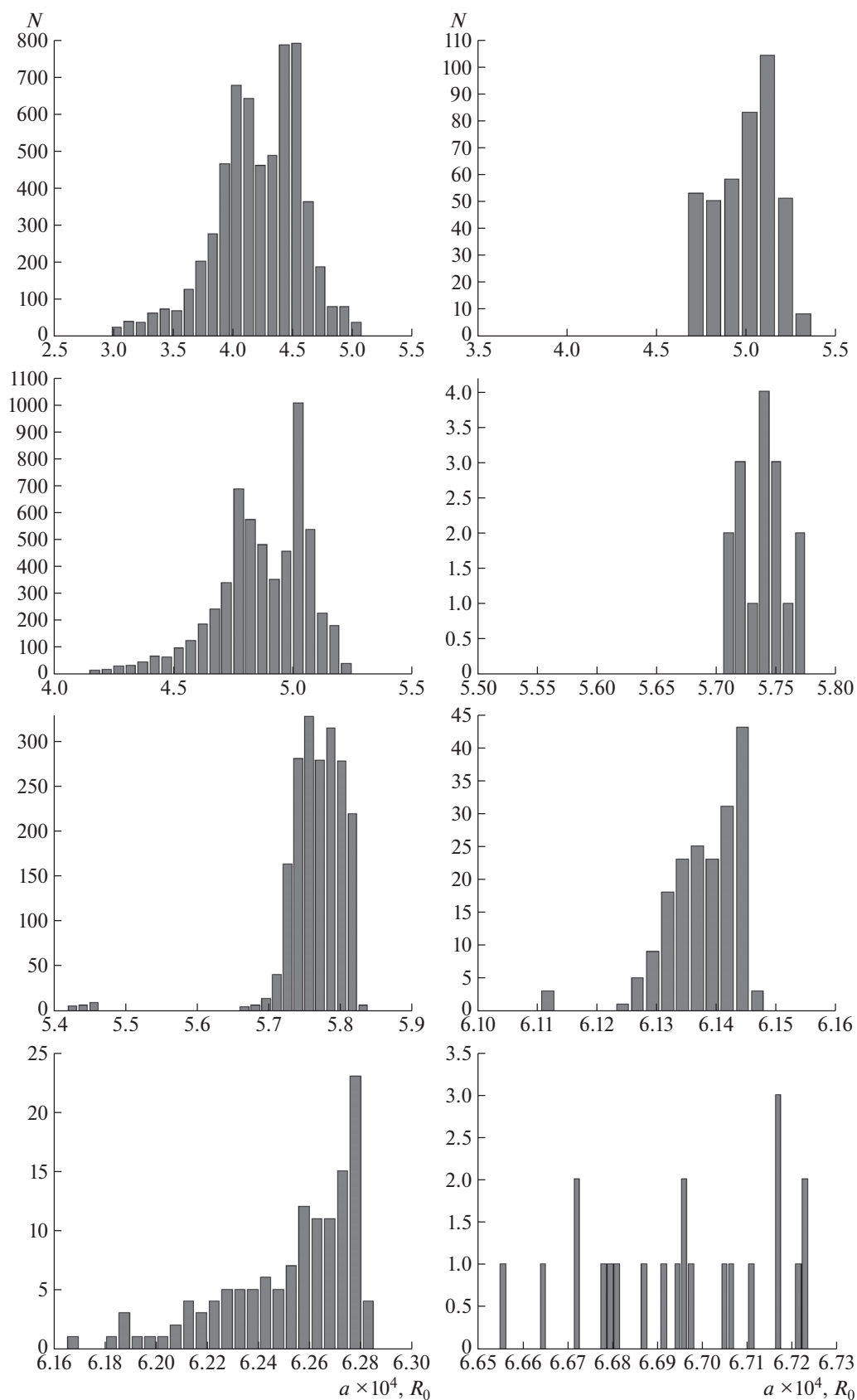


Рис. 2. Распределение модельных S-звезд по большим полуосям a орбиты вокруг СМЧД. Приведены диаграммы, 1-я строка: $A = 56 R_\odot$ для $r_p = 3000 R_\odot$ (слева) и $8500 R_\odot$ (справа); 2-я строка: $A = 125 R_\odot$ для $r_p = 7000 R_\odot$ (слева) и $19000 R_\odot$ (справа); 3-я строка: $A = 282 R_\odot$ для $r_p = 20000 R_\odot$ (слева) и $27000 R_\odot$ (справа); 4-я строка: $A = 425 R_\odot$ для $r_p = 30000 R_\odot$ (слева) и $40000 R_\odot$ (справа).

распределении фазового пространства и усилению переноса массы, как было показано, например, в численных моделях Джаста и др. [29] и Панамарева и др. [30].

Еще одна из возможных причин появления центральных звезд (S-звезд) может быть связана с разрушением близких спутников нашей Галактики. Об активности этих процессов свидетельствуют одиннадцать новых звездных потоков, открытых в рамках проекта DES [31], которые нужно добавить к четырем уже известным звездным потокам (Феникс, АТЛАС, Тукал III, Молонгло). Согласно [31] гелиоцентрические расстояния до этих потоков оцениваются в диапазоне от 15 до 50 кпк, что позволяет их надежно выделить.

И, конечно, эффекты наблюдательной селекции на фоне ограничений технических возможностей, не позволяющих пока вплотную “приблизиться” к ГЦ, также могут быть причиной расхождения наблюдаемого и смоделированного распределения S-звезд по большим полуосям.

5.2. Оценка статистики S-звезд

Вопрос популяции S-звезд можно решить из анализа соотношения возраста Галактики $\tau_{\text{Galaxy}} \sim 13.6$ млрд. лет, времени захвата ДЗ в окрестность СМЧД с последующей “успешной” генерацией СЗ и образованием S-звезды, а также времени ее эволюции в окрестности СМЧД. Процессы торможения маломассивных S-звезд с конвективными оболочками за счет замагниченного звездного ветра [32] не являются эволюционно значимыми на масштабе возраста Галактики. Так, например, расчеты, моделирующие захват ДЗ ($4.5 M_{\odot} + 2.5 M_{\odot}$, $A = 11.3 R_{\odot}$) в поле СМЧД ($3.4 \times 10^6 M_{\odot}$) [21], показали, что даже для самых близких S-звезд, оказавшихся после выброса своего компаньона как СЗ на орбите вокруг СМЧД с большой полуосью $\sim 3000 R_{\odot}$, шкала магнитного торможения [33] составляет $\sim 10^{17}$ лет. Орбиты S-звезд в подавляющем большинстве случаев являются высоко эксцентричными ($r_p \sim 100 R_{\odot}$, $r_a \sim 5900 R_{\odot}$).

Что касается торможения звезды ($4.5 M_{\odot}$) в поле СМЧД ($3.4 \times 10^6 M_{\odot}$) за счет излучения гравитационных волн [33], ее временная шкала разрушения оценивается в $\sim 10^9$ лет. Такие события успевают реализоваться за время жизни Галактики, но временная шкала захвата ДЗ ($4.5 M_{\odot} + 2.5 M_{\odot}$, $11.3 R_{\odot}$) в поле СМЧД ($3.4 \times 10^6 M_{\odot}$) с периферического расстояния $100 R_{\odot}$ оказывается равной $\sim 10^{12}$ лет (τ_{capture} для $A = 11.3 R_{\odot}$, табл. 1). Шкала захвата ДЗ становится порядка Хаббловской для более широких ДЗ ($A > 56 R_{\odot}$), но тогда шкала разрушения S-звезды за счет излучения гравитационных волн не будет эволюционно значимой

($> 10^{12}$ лет). Поэтому разрушение S-звезд за счет излучения гравитационных волн можно не принимать во внимание.

Оценку численности захваченных ДЗ (N_{capture} , табл. 1) в зависимости от большой полуоси ДЗ (A) и периферического расстояния (r_p) можно найти через отношение возраста Галактики к времени захвата ДЗ, $\tau_{\text{Galaxy}}/\tau_{\text{capture}}$. Суммирование N_{capture} по всем значениям r_p для всех рассмотренных здесь вариантов больших полуосей ($A/R_{\odot} = 11.3; 56.6; 125; 282; 425$) дает оценку числа захваченных ДЗ за время жизни Галактики $\sum N_{\text{capture}} \sim 1.3 \times 10^6$.

Учет факторов p_{eject} и p_s позволяет скорректировать численность тех ДЗ, которые, будучи захваченные в окрестность СМЧД, смогли бы произвести выброс одного из компонентов ДЗ в статусе СЗ и населить ГЦ S-звездами ($N_{\text{correct}} = N_{\text{capture}} \times p_{\text{eject}} \times p_s$, табл. 1). Суммирование N_{correct} по всем рассмотренным здесь периферическим расстояниям для отобранных вариантов больших полуосей дает оценку популяции S-звезд $\sum N_{\text{correct}} \sim 24\,150$.

5.3. Фактор большой полуоси ДЗ

Полагая плоским характер распределения двойных звезд по большим полуосям, $\Delta N \sim \Delta \lg A$, установленный для затменно-двойных и спектрально-двойных систем [34, 35], можно оценить факторы встречаемости ДЗ, k_A , в интервалах, определяемых разбиением всего диапазона больших полуосей рассмотренными здесь значениями (11.3; 56.6; 125; 282; 425) R_{\odot} среди всех ДЗ, способных сгенерировать выброс СЗ ($6 R_{\odot} < A < 500 R_{\odot}$). Отметим также, что верхняя граница указанного диапазона большой полуоси ДЗ определяется не только условием генерации СЗ, но и устойчивостью ДЗ при заданной дисперсии скоростей. Эти факторы k_A (табл. 1) исправляют численность S-звезд, оставшихся после выброса СЗ, с $\sum N_{\text{correct}}$ на $\sum N_{k_A}$ (с 24 150 на 3290).

Полагая начальное распределение двойных звезд по большим полуосям в центральных частях Галактики таким же, как и распределение ДЗ поздних спектральных типов в окрестностях Солнца, можно оценить долю ДЗ ($6 R_{\odot} < A < 500 R_{\odot}$), способных сгенерировать СЗ, от числа всех двойных звезд $0.01 < A(\text{a.e.}) < 100$. Она составляет по разным оценкам $\sim (0.7-0.9)$ [36, 37], в результате число захваченных ДЗ корректируется на $N_A \sim 2630$. Это именно те двойные звезды, которые, оказавшись захваченными в окрестность СМЧД нашей Галактики, произведут выброс одного из компонентов со скоростью, удовлетворяющей

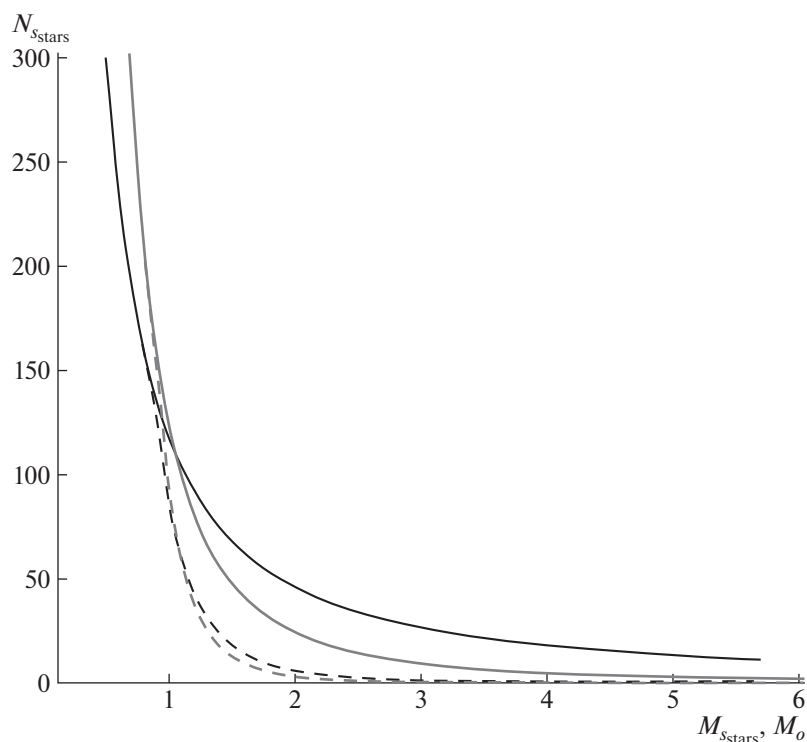


Рис. 3. Рассчитанные для популяции S-звезд спектры масс. Черная и серая сплошные линии описывают распределение S-звезд по массам в соответствии с НФМ для ДЗ [38–40] и одиночных звезд [42]. Штриховые линии описывают эти же распределения с учетом свертки НФМ с временем жизни S-звезд.

статусу СЗ ($V_{\text{eject}} > 750$ км/с), и заселяют область радиусом один миллипарсек с центром в Sgr A* своим оставшимся компонентом, прототипом S-звезды.

5.4. Спектр масс S-звезд

Поскольку все приведенные выше вероятностные оценки производства СЗ получены в рамках классического сценария Хиллза, то родительская система для СЗ и S-звезды — двойная звезда. Поэтому, полагая для S-звезд начальный спектр масс (НФМ) такой же, как и для двойных звезд солнечной окрестности ($dN \sim M^{-1.35} dM$) [38–40], можно построить распределение N_A по массам (рис. 3, черная сплошная линия). Свертывая начальный спектр масс с временем жизни S-звезды ($\tau_{\text{S-stars}}$), определяемым как для объекта Главной последовательности [41], можно найти истинную численность S-звезд с массами от $(0.5\text{--}5.7) M_{\odot}$ как $N_{\text{S-stars}} = N_A(M) \times \tau_{\text{S-stars}} / \tau_{\text{Galaxy}}$, что составляет ~ 1360 (рис. 3, черная штриховая линия). Из них только 5 звезд соответствуют массам $(3\text{--}3.5) M_{\odot}$ действительно наблюдаемых S-звезд. То есть учет всех перечисленных выше факторов (p_{eject} , p_s , k_A , $\tau_{\text{S-stars}}$) показывает, что только небольшая доля ДЗ (1360 систем) смогла сгенерировать выбросы СЗ, а

значит, населить Галактический центр S-звездами за время существования СМЧД.

Если использовать начальный спектр масс Салпитера [42], полученный для одиночных звезд ($dN \sim M^{-2.35} dM$) (серая сплошная линия на рис. 3), то результаты по свертке этого спектра масс с временем жизни S-звезд практически не изменятся (серая штриховая линия на рис. 3) — численность S-звезд с массами от $(0.5\text{--}5.7) M_{\odot}$ как $N_{\text{S-stars}} = N_A(M) \times \tau_{\text{S-stars}} / \tau_{\text{Galaxy}}$ составит ~ 1970 , из которых только 2 звезды попадают в диапазон масс $(3\text{--}3.5) M_{\odot}$ действительно наблюдаемых S-звезд.

Интересно отметить, что спектр масс Кроупа, а также спектр, полученный по данным наблюдения околоядерного скопления Арки (см. [28, фллы (3), (10)] соответственно), оказываются близкими Салпитеровскому, что подтверждает проведенную оценку численности S-звезд.

Таковы результаты численного моделирования, построенного на идее случайных ударных столкновений, имеющих Гауссовский характер распределения, суммарный эффект от которых “сталкивает” ДЗ в область потенциальной генерации сверхскоростных звезд.

6. СВЕРХСКОРОСТНЫЕ ЗВЕЗДЫ: СОВРЕМЕННЫЕ ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Полученная оценка статистики S-звезд строго скоррелирована с результатами численного моделирования сценария Хиллза [8], проведенного в постановке задачи трех тел [21], а также в постановке задачи N-тел [23, 24], которые показали, что темп генерации СЗ в нашей Галактике составляет порядка одного события за миллион лет [20]. Полагая среднюю скорость выброса СЗ 1000 км/с, время, затрачиваемое на преодоление расстояния до периферии гало (~50–100 кпк), составляет около 100 млн. лет. Тогда ожидаемая численность сверхскоростных звезд на галактической периферии СЗ (100 кпк) должна составить ~50–100 звезд. Интересно сравнить расчетные статистики с данными наблюдений, полученными в масштабном космическом эксперименте GAIA.

Наиболее полный обзор по лучевым скоростям не связанных с Галактикой В-звезд был выполнен в рамках проекта изучения гало северного полушария на мультисервизорном телескопе MMT–6.5 м, оснащенный спектрографом с высоким пространственным разрешением 1 Е. Спектральный анализ лучевых скоростей, проведенный для 1451 кандидата в СЗ, которые предварительно были отобраны по цветовым критериям [43] из SDSS-обзора [44], позволил выделить 21 объект, не связанный с Галактикой [45].

Из сравнения с синтетическими спектрами, построенными по сеткам модельных атмосфер, для этих звезд надежно определены фотометрические и спектроскопические параметры, такие как ускорение свободного падения, эффективная температура, масса и радиус звезды, ее спектральный класс, светимость, а значит, и расстояние до звезды, а также скорость осевого вращения. Казалось бы, информации достаточно для описания свойств звезд сверхскоростной природы. Но главный вопрос остается открытым — действительно ли эти объекты выброшены из центра Галактики?

Альтернативные сценарии происхождения звезд с аномальной кинематикой рассматривают выбросы из галактического диска вследствие взрыва одного из компонентов ДЗ как сверхновой или выбросы из других галактик (например, карликовых галактик местной группы). Один из вариантов диагностики выброса использует сравнение времени полета звезды и ее возраста. Надежное же подтверждение центральному выбросу могли бы дать прямые измерения собственного движения, но наземные телескопы пока не способны преодолеть порог точности 0.1 mas/год.

Знание местоположения и лучевой скорости СЗ подтолкнуло к теоретическим расчетам траекторий

выброса СЗ, построенных для галактического потенциала [46] интегрированием назад по времени в фазовом координатном пространстве собственного движения $\mu_\alpha - \mu_\delta$. Это позволяет отобрать из всех возможных траекторий только те, которые поддерживают идею центрального выброса, а вместе с ними зафиксировать соответствующие этим траекториям значения компонент собственного движения. Такая процедура позволяет заложить прогнозную основу для будущих измерений μ с помощью космических телескопов.

Большие надежды в изучении проблемы сверхскоростных звезд связаны с реализацией астрометрической точности в космическом проекте GAIA, измерения которого могли бы дать ограничения на центральный выброс. Анализ измерений собственных движений по данным Gaia Data Release 2, выполненный для 42 звезд с аномальной кинематикой из обзора Брауна [47], показал, что средняя ошибка измерения ± 0.73 mas/год. Такая точность позволила для 20 звезд уверенно различить сценарии выброса: 9 звезд имеют дисковое происхождение, 4 принадлежат гало и 7 звезд выброшены из Галактического центра [47].

Итак, только 7 из 21 СЗ из каталога Брауна [45] получили подтверждение центрального выброса благодаря измерениям GAIA. Для идентификации происхождения остальных 14 СЗ нужна более высокая точность измерений. GAIA планирует к концу своей миссии улучшить измерения собственного движения в три раза. Сегодня статистика не связанных с Галактикой звезд, имеющих лучевую скорость, превышающую скорость убегания из Галактики в данном месте наблюдения, составляет 21 объект. Статистики по S-звездам в центральной области радиусом <1 мпк пока нет.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках численных экспериментов, моделирующих захват S-звезд и выбросы СЗ из окрестности СМЧД, были получены две оценки для сценария Хиллза [8] применительно к нашей Галактике: первая характеризует популяцию S-звезд в области радиусом <1 мпк с центром в Sgr A*, а вторая — популяцию СЗ на периферии гало. Их соотношение 1360 (S-звезды) к 50–100 (СЗ) отражает лишь то обстоятельство, что СЗ постоянно вылетают за пределы Галактики, тогда как S-звезды накапливаются в ГЦ. Предсказываемая статистика S-звезд спектрального типа В, которые в силу наблюдательной селекции будут открыты первыми в центральной области Галактики радиусом <1 мпк, 5 звезд.

Для проверки расчетной статистики S-звезд и СЗ следует продолжать мониторинг Галактического центра и обзорный поиск звезд с аномальной

кинематикой в гало с использованием инструментов нового поколения, каким является, например, инфракрасный интерферометр GRAVITY, который уже сейчас способен локализовать вспышки в области Галактического центра с точностью $100 \mu\text{s}$ (0.832 а. е. или $180 R_{\odot}$) и уточнить положение СМЧД.

Безусловно, прямое и самое строгое ограничение на массу СМЧД дают S-звезды, изучение которых также требует повышение инструментальной чувствительности и развитие технологии адаптивной оптики, внедряемой в телескопы будущих поколений (Thirty Meter Telescope, Event Horizon Telescope [48] и др.).

Сегодня согласование оценок положения СМЧД по данным астрометрии S-звезд, ИК-вспышек и радиоизлучению объекта Sgr A* находится в пределах 1 mas . Кроме того, орбитальная динамика S-звезд обеспечивает тесты ОТО, пробу на сильный режим гравитации, изучение свойств пространства-времени в сильном потенциале, какой создает СМЧД, до сих пор не проверенный ввиду отсутствия возможностей в пределах Солнечной Системы. И, конечно, необходимо продолжать поиск “самых центральных” S-звезд (в области $r < 1 \text{ мпк}$) и самых быстрых СЗ, еще не улетевших за пределы нашей Галактики, чтобы проверить результаты моделирования и нашего понимания механизмов ускорения СМЧД.

В качестве заключения было бы интересно привести оценку скорости выброса для предполагаемого компаньона центральной звезды S2. На сегодня этот объект уже дважды испытал перичентрическое сближение с СМЧД и рассматривается как самый чувствительный “зонд” гравитационного поля СМЧД, который позволил измерить гравитационное красное смещение и релятивистский поперечный эффект Доплера. Анализ астрометрических данных, накопленный в течение почти 26 лет (1992–2018 гг.), дает оценку перичентрического расстояния орбиты $120 \text{ а. е.} \sim 25 800 R_{\odot}$ и скорости в перичентре 7650 км/с [12], то есть перичентр орбиты S2 находится глубоко в зоне потенциальной генерации СЗ $r < 1 \text{ мпк} \sim 44 300 R_{\odot}$. Это значит, что предполагаемый компаньон звезды S2 вполне мог быть выброшен как СЗ.

Учитывая спектральный тип звезды S2 (B2) и полагая, что это звезда Главной последовательности, оценим ее массу и радиус как $\sim 3 M_{\odot}$ и $\sim 2.55 R_{\odot}$. Также будем считать, что компаньон S2 имеет точно такие же физические параметры. Это позволит нам рассчитать энергию захваченной звезды S2 в поле СМЧД, $E = M_{S2} \times v_p^2/2 - G \times M_{S2} M_{\text{СМЧД}}/r_p$, и оценить скорость

выброса предполагаемого компаньона S2 как $v_{ej} = \sqrt{2E/m_{ej}}$. Такая оценка произведена при условии, что полная энергия ДЗ (S2+СЗ) на бесконечности, откуда она “пришла” в окрестности СМЧД, равна 0. В результате скорость выброса оказалась 1430 км/с .

Если оценить возраст S2 по эволюционным трекам [41] в диаграмме масса-радиус ($\sim 166 \text{ млн. лет}$), мы можем получить оценку максимального расстояния, куда улетел компаньон S2: $\sim 230 \text{ кпк}$, на полпути к туманности Андромеды. В действительности мы не знаем, когда произошел выброс и какое начальное разделение было у компонент ДЗ. Мы можем, адаптируя формулу (6) из [32] для оценки времени слияния двух СМЧД, оценить время приливного разрушения S-звезды в поле одиночной СМЧД:

$$\tau_{\text{destruct}} = 6 \times 10^8 \times \left(\frac{a}{R_{\odot}}\right)^4 \left(\frac{M_{\text{СМЧД}}}{M_{\odot}}\right)^{-2} \left(\frac{m_S}{M_{\odot}}\right)^{-1}, \quad (7)$$

и, зная текущее значение большой полуоси орбиты S2 вокруг СМЧД ($219 000 R_{\odot}$ [4]), оценить время разрушения S2 в поле СМЧД за счет излучения гравитационных волн: $\sim 3.3 \text{ млрд. лет}$. Но вот, что мы не можем восстановить, так это направление выброса компаньона S2. Поэтому собрать пары S-звезд и СЗ возможно пока лишь в численных модельных экспериментах и по наблюдательной статистике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. J. Lacy, C. Townes, T. Geballe, and D. Hollenbach, *Astrophys. J.* **241**, 132 (1980).
2. J. Lacy, J. Achtermann, and E. Serabyn, *Astrophys. J.* **380**, 71 (1991).
3. А. М. Фридман, С. Г. Янченко, *Астрон. журн.* **86**, 1043 (2009).
4. S. Gillessen, P. Plewa, F. Eisenhauer, R. Sari, et al., *Astrophys. J.* **837**, id. 30 (2017).
5. M. T. McGinn, K. Sellgren, E. F. Becklin, and D. N. B. Hall, *Proc. 22nd Eslab Symp. on Infra-red Spectroscopy in Astronomy*, Salamanca, Spain, 7–9 December 1988, edited by B. H. Kaldeich, *ESA-SP* **290**, 421, (1989).
6. D. Lynden-Bell and M. Rees, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **152**, 461 (1971).
7. A. Eckart and R. Genzel, *Nature* **383**, 415 (1996).
8. J. G. Hills, *Nature* **331**, 687 (1988).
9. R. Schodel, T. Ott, R. Genzel, A. Eckart, N. Mouawad, and T. Alexander, *Astrophys. J.* **596**, 1015 (2003).
10. S. Gillessen, F. Eisenhauer, S. Trippe, T. Alexander, R. Genzel, F. Martins, and T. Ott, *Astrophys. J.* **692**, 1075 (2009).

11. A. M. Ghez, S. Salim, N. N. Weinberg, J. R. Lu, et al., *Astrophys. J.* **689**, 1044 (2008).
12. R. Abuter, A. Amorim, N. Anugu, M. Bauböck, et al., *Astron. and Astrophys.* **615**, id. L15 (2018), arXiv:1807.09409 [astro-ph.GA].
13. P. Plewa, S. Gillessen, F. Eisenhauer, T. Ott, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **453**, 3234 (2015).
14. S. Chatzopoulos, T. Fritz, O. Gerhard, S. Gillessen, C. Wegg, R. Genzel, and O. Pfuhl, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 948 (2015).
15. M. Parsa, A. Eckart, B. Shahzamanian, V. Karas, M. Zajacek, J. A. Zensus, and C. Straubmeier, *Astrophys. J.* **845**, id. 22 (2017).
16. S. Chandrasekhar, *Astrophys. J.* **97**, 255 (1943).
17. S. Gillessen, *International workshop Modest-13, Star clusters across cosmic time*, Almaty, Kazakhstyan, August 19–23, 2013. Abstracts, p. 23 (2013), <http://aphi.kz/wp-content/uploads/2015/07/MODEST-13-Booklet.pdf>.
18. A. M. Ghez, S. Salim, S. D. Hornstein, A. Tanner, J. R. Lu, M. Morris, E. E. Becklin, and G. Duchene, *Astrophys. J.* **620**, 744 (2005).
19. F. Eisenhauer, R. Genzel, T. Alexander, R. Abuter, T. Paumard, T. Ott, A. Gilbert, and S. Gillessen, *Astrophys. J.* **628**, 246 (2005).
20. Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков, *Астрон. журн.* **93**, 685 (2016).
21. Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, В. В. Орлов, А. В. Тутуков, К. С. Широкова, *Астрон. журн.* **92**, 907 (2015).
22. Y. Sofue and V. Rubin, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **39**, 137 (2001).
23. G. Dryomova, V. Dryomov, and A. Tutukov, *Baltic Astronomy* **24**, 1 (2015).
24. Г. Н. Дремова, В. В. Дремов, А. В. Тутуков, *Астрон. журн.* **91**, 353 (2014).
25. X. Wu, B. Famaey, G. Gentile, H. Perets, and H. Zhao, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **386**, 2199 (2008).
26. L. Verlet and J. J. Weis, *Phys. Rev. A* **5**, 939 (1972).
27. H. Loose, E. Krugel, and A. Tutukov, *Astron. and Astrophys.* **105**, 342 (1982).
28. G. Fragione, R. Capuzzo-Dolcetta, and P. Kroupa, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **467**, 451 (2017).
29. A. Just, D. Yurin, M. Makukov, P. Berczik, Ch. Omarov, R. Spurzem, and E. Vilkoviskij, *Astrophys. J.* **758**, id. 51 (2012).
30. T. Panamarev, B. Shukirgaliyev, Y. Meiron, P. Berczik, A. Just, R. Spurzem, Ch. Omarov, and E. Vilkoviskij, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 4224 (2018).
31. N. Shipp, A. Drlica-Wagner, E. Balbinot, P. Ferguson, et al., *AAS Meeting* **231**, id. 212.05 (2018).
32. А. В. Тутуков, А. В. Федорова, *Астрон. журн.* **86**, 902 (2009).
33. I. J. Iben and A. V. Tutukov, *Astron. J.* **284**, 719 (1984).
34. E. I. Popova, A. V. Tutukov, and L. R. Yungelson, *Astrophys. Space Sci.* **88**, 55 (1982).
35. М. А. Свечников, О. В. Еретнова, М. Н. Ольнева, Т. А. Тайдакова, *Научные информации Астрон. совета АН СССР* **67**, 15 (1989).
36. A. Duquennoy and M. Mayor, *Astron. and Astrophys.* **248**, 485 (1991).
37. H. Kobulnicky and C. Fryer, *Astron. and Astrophys.* **670**, 747 (2007).
38. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Ф. Юнгельсон, *Астрон. журн.* **55**, 1176 (1978).
39. J. M. Scalo, *Protostars and Planets, II*, edited by D. C. Black and M. S. Matthews (Tucson, Arizona: Univ. Arizona Press, 1985), p. 201.
40. М. А. Свечников, *Исследование эффектов взаимодействия в тесных двойных системах с нерелятивистскими компонентами* (Таллин: изд-во Валгус, 1990), с. 26.
41. A. Claret, *Astron. and Astrophys.* **424**, 919 (2004).
42. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **121**, 161 (1955).
43. B. Yanny, C. Rockosi, H. J. Newberg, G. R. Knapp, et al., *Astron. J.* **137**, 4377 (2009).
44. H. Aihara, C. Allende Prieto, D. An, S. F. Anderson, et al., *Astrophys. J. Suppl.* **193**, 29 (2011).
45. W. Brown, M. Geller, and S. Kenyon, *Astrophys. J.* **787**, id. 89 (2014).
46. S. Kenyon, B. Bromley, M. Geller, and W. Brown, *Astrophys. J.* **680**, 312 (2008).
47. W. Brown, M. Lattanzi, S. Kenyon, and M. Geller, arXiv:1805.04184 [astro-ph.SR] (2018).
48. D. Psaltis, N. Wex, and M. Kramer, *Astrophys. J.* **818**, id. 121 (2016).