

# ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ УЛЬТРАЯРКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ С ЗАМАГНИЧЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ ЗВЕЗДАМИ

© 2020 г. А. Г. Куранов<sup>1\*</sup>, К. А. Постнов<sup>1,2,3</sup>, Л. Р. Юнгельсон<sup>4</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>ИТЭФ им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

<sup>3</sup>Казанский федеральный университет, Казань, Россия

<sup>4</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 21.09.2020 г.

После доработки 22.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Методом гибридного популяционного синтеза построена модель популяции ультраярких рентгеновских источников с замагниченными нейтронными звездами (NULX) в спиральной галактике с историей звездообразования как в тонком диске в Млечном Пути. Сначала по аналитическим приближениям (программа BSE) рассчитывается совокупность тесных двойных систем (ТДС) — потенциальных предшественников NULX, а затем эволюция с аккрецией вещества на нейтронные звезды (НЗ) рассчитывается эволюционной программой MESA. Темп аккреции на НЗ и рентгеновская светимость источников рассчитываются для моделей докритических или сверхкритических аккреционных дисков, а также дисков с учетом адвекции. При аккреции на НЗ с магнитным полем сверхэддингтоновские светимости  $L_X > 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  достигаются еще на докритической стадии, когда энерговыделение в диске на его внутренней границе, определяемой магнитосферой НЗ, меньше эддингтоновского. Расчеты показывают, что стандартная эволюция ТДС с учетом особенностей аккреции на замагниченные НЗ позволяет количественно объяснить наблюдаемые свойства NULX (рентгеновские светимости, периоды вращения НЗ, орбитальные периоды ТДС и массы оптических компонентов), не требуя дополнительных модельных предположений о коллимации рентгеновского излучения от НЗ с высокой наблюдаемой сверхэддингтоновской светимостью. В модельной галактике с темпом звездообразования  $\sim 5 M_\odot$  в год может быть несколько NULX. Обнаружение мощного ветра от NULX с  $L_X \sim 10^{41}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  может свидетельствовать о сверхкритической аккреции на замагниченные НЗ.

*Ключевые слова:* ультраяркие рентгеновские источники, нейтронные звезды, популяционный синтез.

DOI: 10.31857/S0320010820100083

## ВВЕДЕНИЕ

Ультраяркие рентгеновские источники (далее — ULX) — точечные рентгеновские источники, эквивалентная изотропная светимость которых в диапазоне 0.3–10 кэВ превышает  $10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . ULX наблюдаются, как правило, во внешних галактиках. В Млечном Пути известен единственный транзитный (табл. 1) источник Swift J0243.6+6124 (Кеннеа и др., 2017). ULX были открыты обсерваторией Einstein в начале 1980-х гг. (Лонг, ван Спейбрук, 1983). ULX наблюдаются как в спиральных и неправильных, так и в эллиптических галактиках. Наиболее яркие ULX встречаются в галактиках со звездообразованием. Это редкие объекты — в локальной Вселенной ( $\lesssim 40$  Мпк) на

галактику (вне зависимости от типа) приходится примерно два кандидата в ULX (Уолтон и др., 2011; Ирншоу и др., 2019; Ковлакас и др., 2020), что, скорее всего, является следствием наложения эффектов звездообразования, эволюции звезд и наблюдательной селекции. Статистические свойства ULX и их связь с темпом звездообразования в галактиках суммированы в работе Сазонова и Хабибуллина (2017).

В течение длительного времени предполагалось, что аккреторами в ULX являются черные дыры промежуточных масс, аккрецирующие с субэддингтоновской скоростью, или черные дыры звездных масс ( $M \gtrsim 10 M_\odot$ ), аккрецирующие вещество со сверхэддингтоновской скоростью (Машотски и др., 2004). Бакетти с соавторами (2014) нашли первый пульсирующий ULX, что позволило отождествить

\*Электронный адрес: alexandre.kuranov@gmail.com

**Таблица 1.** Характеристики ультраярких рентгеновских источников с НЗ (NULX). Звездочками в первой колонке отмечены транзиентные источники

<i>N</i>	Источник	$L_{\min}$ , $10^{39}$ эрг/с	$L_{\max}$ , $10^{39}$ эрг/с	$P^*$ , с	$P_{\text{orb}}$ , сут	$M_2$ , $M_{\odot}$	Ссылки
1	M82 ULX-2	$6.6 \pm 0.3$	18	1.37	2.53	$>5.2$	[1]
2	NGC7793 P13	2.1	$5 \pm 0.5$	0.415	$63.9^{+0.5}_{-0.6}$	18–23	[2, 3]
3	NGC5907 ULX-1	6.4	$220 \pm 30$	1.43–1.14	$5.3^{+2}_{-0.9}$	2–6	[10]
4	M51 ULX-7	$\leq 0.3$	10	2.8	2	8–13	[14, 15]
5	M51 ULX-8	2	20		8–400		[17]
6	NGC1313 X-2	14.4	19.9	1.5	$\leq 3$	$\lesssim 12$	[11, 12]
7*	NGC300 ULX-1	0.6	4.7	31.6	0.8–2.1 yr	8–10	[4, 5]
8*	Swift J0243	0	1.2–2.6	9.86	27.59		[13]
9*	SMC X-3	0.2	2.5	7.8	44.86	$\gtrsim 3.7$	[6–8]
10*	NGC2403 ULX-1	$\lesssim 0.001$	1.2	17.57	60–100		[9]

**Примечание.** [1] — Бакетти и др. (2014), [2] — Израэль и др. (2017a), [3] — Мотч и др. (2014), [4] — Карпано и др. (2018), [5] — Хейда и др. (2019), [6] — Цыганков и др. (2017), [7] — Каули и Шмидке (2004), [8] — Корбет и др. (2003), [9] — Трудолюбов и др. (2007), [10] — Израэль и др. (2017b), [11] — Гризе и др. (2008), [12] — Сатьяпракаш и др. (2019), [13] — Жан и др. (2019), [14] — Родригес Кастилло и др. (2020), [15] — Василулоос и др. (2020), [16] — Брайтмен и др. (2020), [17] — Миддлтон и др. (2019).

аккректор с нейтронной звездой. Кроме того, Брайтмен и др. (2018) отождествили с нейтронной звездой аккректор в источнике M51 ULX-8, благодаря обнаружению циклотронной резонансной линии, характерной для рентгеновских пульсаров, хотя пульсации излучения (пока) не наблюдались. Анализ рентгеновских спектров 18 ULX (Колиопанос и др., 2017) показал, что большая часть ULX может быть аккрецирующими нейтронными звездами с магнитным полем  $\gtrsim 10^{12}$  Гс.

Излучение ULX переменнo. Весьма условно ULX можно разделить на “квазистационарные” (persistent), у которых  $L_X$  за время наблюдений изменялась в несколько раз, и “транзиенты”, у которых наблюдалась вспышка излучения, во время которой  $L_X$  превзошла  $10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (как правило, это рентгеновские двойные системы с Ве-звездой). К моменту написания статьи были известны шесть квазистационарных источников и четыре транзиента (табл. 1), для которых оценены такие параметры, как рентгеновская светимость  $L_X$ , орбитальный период  $P_{\text{orb}}$ , период вращения нейтронной звезды  $P^*$  и масса оптической звезды  $M_2$ . Эти параметры позволяют проводить детальное сравнение с результатами популяционного синтеза.

Модели популяции источников с аккреторами — нейтронными звездами (далее — NULX) — активно исследуются и ранее публиковались в работах Шао и Ли (2015), Викторovichа и др. (2017, 2019), Мерчанта и др. (2017), Мисра и др. (2020).

В этих работах было показано, что в рамках определенных модельных предположений о характере сверхкритического течения и характеристиках излучения при аккреции на компактные объекты в тесных двойных системах (ТДС) можно построить модели популяции NULX со свойствами, близкими к наблюдаемым. Предполагалось, что, по аналогии с сверхкритическими дисками вокруг черных дыр, при аккреции на нейтронные звезды происходит геометрическая фокусировка излучения внутренних областей аккреционных дисков NULX. В результате для наблюдателя, находящегося внутри конуса эмиссии, оценка эквивалентной изотропной светимости источника может превзойти его истинную светимость (см., например, обсуждение в работе Викторovichа и др., 2017). Влияние магнитных полей нейтронных звезд на характер генерации излучения источников не рассматривалось.

В настоящей статье мы моделируем популяцию NULX в тесных двойных системах с замагниченными нейтронными звездами, которые находятся в режиме до- и сверхкритической дисковой аккреции. В качестве физических моделей рассматриваются “стандартная” модель аккреционного диска (Шакура, Сюняев, 1973), более подробно рассмотренная в приложении к аккреции на замагниченные нейтронные звезды в работе Чашкиной и др. (2017), и модель сверхкритического адвекционного диска вокруг замагниченной нейтронной звезды (Чашкина и др., 2019). Популяционный синтез NULX осуществляется в два этапа. Сначала используется

модифицированная программа BSE (Харли и др., 2002) для выделения области параметров ТДС с нейтронными звездами, которые в ходе дальнейшей эволюции потенциально могут попасть на стадию до- и сверхкритической аккреции. После этого перенос вещества на нейтронную звезду рассчитывается по эволюционным моделям, заранее построенным по программе MESA (Пакстон и др., 2011). При подсчете численности популяции источников в галактиках, подобных Млечному Пути, используются история звездообразования в Галактическом диске и нормировка на полную массу звезд в диске.

Результаты расчетов показывают, что в рамках принятых физических моделей аккреции, параметров образования нейтронных звезд с магнитным полем и характере переноса вещества при заполнении полости Роша оптической звездой на стадии до- и сверхкритической аккреции удается успешно одновременно объяснить положение и ожидаемое число (в расчете на Галактику) наблюдаемых NULX на диаграммах “период вращения нейтронной звезды — рентгеновская светимость” ( $P^* - L_X$ ), “светимость — орбитальный период” ( $L_X - P_{\text{orb}}$ ) и  $P^* - P_{\text{orb}}$ .

### АККРЕЦИЯ НА ЗАМАГНИЧЕННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ

Известно, что основное отличие дисковой аккреции на замагниченные нейтронные звезды (НЗ) в тесных двойных системах (ТДС) с оптическими компонентами, переполняющими полость Роша, от классической картины аккреции на черные дыры (Шакура, Сюняев, 1973) обусловлено наличием магнитосферы НЗ, на границе которой меняется характер аккреционного течения (этот феномен подробно рассмотрен Липуновым, 1987). При достаточно малых и умеренных темпах аккреции в диске все вещество, проходящее через диск, после взаимодействия с магнитосферой попадает на поверхность НЗ, вблизи которой происходит основное энерговыделение, наблюдаемое в рентгеновском диапазоне. При превышении темпом аккреции определенного значения может наступить стадия сверхкритической аккреции. Сверхкритическая аккреция на НЗ происходит тогда, когда локальное энерговыделение на внутреннем радиусе диска, ограниченном магнитосферой НЗ, превышает эддингтоновскую светимость  $L_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{38} (M_{\text{NS}}/M_{\odot}) \text{ эрг с}^{-1}$ . Этой светимости соответствует темп аккреции на НЗ  $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{18} \text{ г с}^{-1}$ .

В этом случае основная идея сверхкритической аккреции, предложенная в пионерской работе Шакуры и Сюняева (1973), об оттоке вещества из диска внутри радиуса, на котором локальное энерговыделение в диске начинает превышать

эддингтоновский предел (так называемый радиус сферизации,  $R_s$ ), модифицируется (Липунов, 1982; Кинг и др., 2017; Гребенев, 2017). Эддингтоновское энерговыделение в диске на границе магнитосферы НЗ изменяет стандартное выражение для радиуса магнитосферы (альвеновского радиуса),  $R_A \sim (\mu^2/\dot{M})^{2/7}$  ( $\mu$  — магнитный момент НЗ,  $\dot{M}$  — темп аккреции). В первом приближении радиус магнитосферы перестает зависеть от темпа аккреции, а определяется только магнитным полем НЗ,  $R_A \sim \mu^{4/9}$ .

Величина критического темпа аккреции  $\dot{M}_{\text{cr}}$ , при котором светимость на радиусе магнитосферы достигает эддингтоновского предела, определяется из условия равенства радиуса сферизации радиусу магнитосферы  $R_s = R_A$ . Для характерной массы НЗ  $1.4 M_{\odot}$ , которая будет использоваться везде при численных оценках,

$$\dot{M}_{\text{cr}} \approx 3 \times 10^{19} [\text{г с}^{-1}] \mu_{30}^{4/9} \approx 30 \dot{M}_{-8} \mu_{30}^{4/9}. \quad (1)$$

Здесь и далее магнитный момент НЗ и темп аккреции выражаются в единицах  $\mu_{30} \equiv \mu/(10^{30} [\text{Гс см}^3])$ ,  $\dot{M}_{-8} \equiv \dot{M}/(10^{-8} [M_{\odot} \text{ год}^{-1}])$  соответственно.

Радиус магнитосферы при сверхкритической дисковой аккреции можно записать в виде

$$R_A = \left( \frac{\mu^2}{\dot{M} \sqrt{2GM}} \right)^{2/7} \simeq \quad (2)$$

$$\simeq 1.6 \times 10^8 [\text{см}] \mu_{30}^{4/7} \dot{M}_{-8}^{-2/7}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}},$$

$$R_A = \left( \frac{\mu^4 GM}{2L_{\text{Edd}}^2} \right)^{1/9} \simeq 6.5 \times 10^7 [\text{см}] \mu_{30}^{4/9}, \quad (3)$$

$$\dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}.$$

Период вращения НЗ  $P^*$  будет считаться близким к равновесному периоду  $P_{\text{eq}}$ , определяемому из условия равенства альвеновского радиуса  $R_A$  и радиуса коротации  $R_{\text{co}} = (GM P^2/4\pi^2)^{1/3}$ :

$$P_{\text{eq}} \simeq 0.9 [\text{с}] \mu_{30}^{4/9} \dot{M}_{-8}^{-3/7}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{\text{cr}}, \quad (4)$$

$$P_{\text{eq}} \simeq 0.2 [\text{с}] \mu_{30}^{2/3}, \quad \dot{M} > \dot{M}_{\text{cr}}. \quad (5)$$

Такое приближение оправдано при высоких темпах аккреции на НЗ  $\dot{M} \gtrsim \dot{M}_{\text{cr}} \sim 3 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , так как на докритической стадии время установления равновесного вращения при размере магнитосферы порядка 100 радиусов НЗ  $\tau_{su} = \omega/\dot{\omega} \sim 100 [\text{лет}] (\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}})^{-1} (P/1 \text{ с})^{-1} (R_A/10^8 \text{ см})^{-1/2}$  меньше времени уменьшения равновесного периода  $\tau_{\text{eq}} = 7/3 \tau_{\dot{M}}$ , где  $\tau_{\dot{M}} = \dot{M}/(d\dot{M}/dt)$  — характерное время эволюционных изменений темпа аккреции (см. примеры треков на рис. 3). На

сверхкритической стадии радиус магнитосферы практически не изменяется, НЗ периодически выходит на стадию пропеллера, сменяющуюся эпизодами аккреции, что, по-видимому, и наблюдается в источнике М82 Х-2 (Цыганков и др. 2016). Период вращения при этом остается вблизи равновесного значения и существенно не изменяется.

Аккреционная светимость НЗ определяется в основном темпом аккреции на ее поверхность. При докритических темпах аккреции ( $\dot{M} < \dot{M}_{cr}$ ) она равна темпу аккреции в диске, а в сверхкритическом режиме ( $\dot{M} > \dot{M}_{cr}$ ) ограничена пропусканием магнитосферы<sup>1</sup>, т.е.

$$L_X = 0.1\dot{M}c^2 \simeq L_{Edd}\dot{M}_{-8}, \quad \dot{M} < \dot{M}_{cr}, \quad (6)$$

$$L_X = L_{Edd} \left( \frac{R_A}{R_{NS}} \right) \simeq 65L_{Edd}\mu_{30}^{4/9}, \quad (7)$$

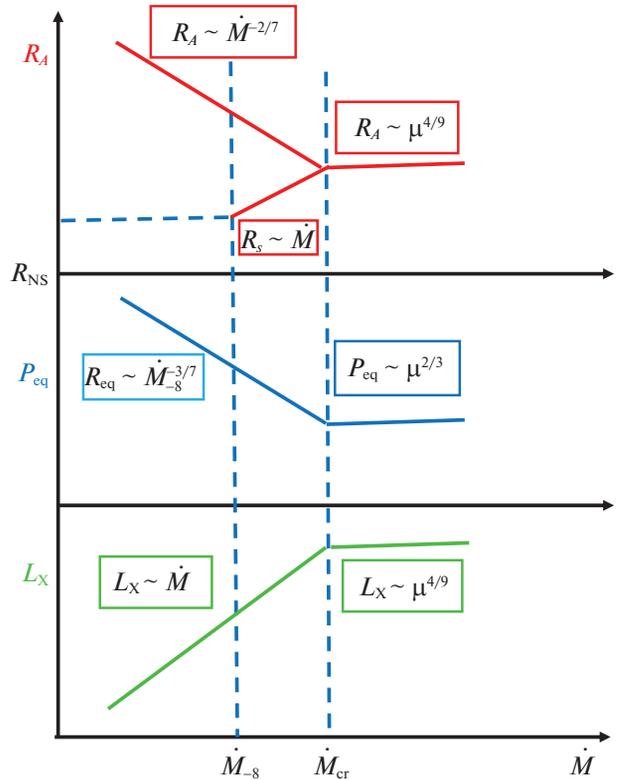
$$\dot{M} > \dot{M}_{cr}.$$

Схематически поведение основных характеристик — радиуса магнитосферы  $R_A$ , равновесного периода вращения НЗ  $P_{eq}$  и рентгеновской светимости  $L_X$  — в зависимости от темпа аккреции на замагниченную НЗ показано на рис. 1 (см. также Постнов и др., 2019).

Более детальный анализ сверхкритической дисковой аккреции на НЗ с магнитным полем был проведен в работе Чашкиной и др. (2017). Перестройка магнитосферы НЗ происходит при критическом темпе аккреции, соответствующем условию локального эддингтоновского энерговыделения на внутренней границе диска, эквивалентного увеличению полутолщины диска  $H$  вблизи внутренней границы из-за давления излучения до значений  $H/R \sim 1$ . Значение этого критического темпа аккреции (формула (66) в статье Чашкиной и др., 2017) примерно втрое выше величины  $\dot{M}_{cr}$ , рассчитанной по формуле (1). Однако и это не максимально возможное значение. При больших темпах аккреции становятся важными адвекционные поправки к структуре диска из-за его увеличивающейся толщины (см. развитие теории сверхкритических дисков с оттоком вещества с учетом адвекции в работе Липуновой, 1999). При этом критическое значение темпа аккреции на замагниченные НЗ (формула (28) из работы Чашкиной и др. (2019)) может возрасти до значений

$$\dot{M}_{cr,ad} \sim 5 \times 10^{20} [\text{г с}^{-1}]\mu_{30}^{4/9}. \quad (8)$$

<sup>1</sup> Не исключено, что при очень высоких темпах аккреции на НЗ часть энергии может уноситься нейтрино (Баско, Сюняев 1976; Муштуков и др., 2018).



**Рис. 1.** Схематическое поведение радиуса магнитосферы  $R_A$ , радиуса сферизации  $R_s$ , равновесного периода вращения НЗ  $P_{eq}$  и рентгеновской светимости  $L_X$  в зависимости от темпа аккреции  $\dot{M}$  на НЗ с магнитным моментом  $\mu$ .

В наших расчетах будут использоваться две модели: с консервативным значением критического темпа аккреции (1) для стандартных аккреционных дисков и более чем на порядок высоким значением для адвекционных дисков (8). В расчетах не будет учитываться слабая зависимость сверхкритического альвеновского радиуса от темпа аккреции для адвекционных дисков (менее чем вдвое при изменении темпа аккреции на три порядка, см. рис. 12 из работы Чашкиной и др. (2019)).

Важно отметить, что формула (1) и особенно формула (8) показывают, что при аккреции на НЗ с магнитным полем высокие рентгеновские светимости  $L_X > 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>, характерные для ULX, могут достигаться еще на докритической стадии аккреции, т.е. когда локальное энерговыделение на внутреннем радиусе диска не достигло эддингтоновского предела, и диск еще не раздут давлением излучения до величин  $H/R_A \sim 1$ . При этом рентгеновская светимость в аккреционной колонке НЗ может быть значительно сверхэддингтоновской (см., например, работу Муштукова и др., 2015).

Отдельно следует обсудить возможную коллимацию рентгеновского излучения (beaming) от сверхкритических аккреционных дисков вокруг за-

магнитных НЗ. Фактор коллимации  $b$  определяется как отношение наблюдаемой рентгеновской светимости  $L_X$  к мощности изотропного источника, рассчитанной по наблюдаемому потоку  $F_x$ ,  $L_{\text{iso}} = 4\pi d^2 F_x$  ( $d$  — расстояние до источника), т.е.  $b \equiv L_X/L_{\text{iso}} \leq 1$ . В случае источника с излучением в противоположно направленные конусы с углом полураствора  $\theta$  имеем  $b = (1 - \cos \theta)$ . Учет этого фактора распространен при построении популяций NULX (см., например, упомянутую работу Викторовича и др., 2017), однако он основан на экстраполяции коллимации рентгеновского излучения от сверхкритических дисков вокруг черных дыр, при которой  $b \sim \dot{M}^{-2}$  (Кинг, 2009). В случае замагниченных НЗ, как отмечалось выше, вклад аккреционного энерговыделения от диска в наблюдаемую рентгеновскую светимость будет существенно ниже, чем вклад от излучения аккреционной колонки вблизи поверхности НЗ (см. формулу (7)). Остается лишь геометрическая коллимация рентгеновского излучения толстым диском с полутолщиной  $H/R_A \sim 1$ . Этот фактор для излучения от НЗ, экранируемого внутренним толстым диском,  $b = (1 - H/\sqrt{H^2 + R_A^2}) = (1 - 1/\sqrt{2})$ , включен в наши расчеты как для аккреционных, так и для адвекционных сверхкритических дисков. Мы пренебрегаем собственной коллимацией рентгеновского излучения из аккреционной колонки, которая усредняется вращением НЗ.

### МЕТОД РАСЧЕТА

Как упомянуто выше, мы используем для расчетов гибридный двухступенчатый метод популяционного синтеза NULX в тесных двойных системах, сочетающий быстрый упрощенный расчет до стадии заполнения полости Роша оптической звездой в паре с НЗ с последующим детальным расчетом стадии с переносом вещества по эволюционной программе MESA. Подобный гибридный метод популяционного синтеза успешно использовался для моделирования, в частности, катаклизмических переменных и предшественников СН Ia (см., например, работы Чена и др., 2014; Голяша, Нельсона, 2015), а также и ULX (Шао и Ли, 2015).

На первом этапе с помощью модифицированной программы BSE, основанной на аналитических приближениях для описания эволюции одиночных и тесных двойных звезд, для  $10^7$  исходных массивных систем моделируется популяция НЗ в парах с невырожденными звездами (оптическими компонентами), которые в ходе эволюции потенциально могут стать NULX. Начальная функция масс первичных компонентов предполагается степенной (закон Солпитера,  $dN/dM \sim M^{-2.35}$ ), распределение по отношению масс компонентов  $q = M_2/M_1 \leq 1$  берется равномерным в пределах

от 0.1 до 1. Распределение по эксцентриситетам орбит — плоское в интервале  $[0,1]$ . Степень двойственности звезд принята равной 50% ( $2/3$  звезд — компоненты двойных систем). Исходное распределение моделируемых систем по орбитальным периодам следует закону  $f(\lg P_{\text{orb}}) \propto \lg P_{\text{orb}}^{-0.55}$  (Сана и др., 2012). Звездный ветер от массивных звезд и гелиевых звезд описывается формулами из работ Финка и др. (2001) и Финка (2017) соответственно. Эволюция орбиты двойной системы с общей оболочкой рассчитывалась с помощью формализма Веббинка (1984) и де Коола (1990) с параметром  $\alpha = 1$ . Параметр  $\lambda$ , характеризующий энергию связи оболочек с ядрами звезд, принимался согласно расчетам Лавериджа и др. (2011).

Предполагалось, что НЗ с фиксированной массой  $1.4 M_{\odot}$  образуются при коллапсе железного ядра массивной звезды. Мы использовали аппроксимации критериев образования НЗ при коллапсе ядер массивных звезд из работы Джакоббо и Мэппелли (2018). Рождаемые НЗ получают дополнительную пространственную скорость (kick), величина которой подчиняется максвелловскому распределению с дисперсией  $\sigma = 265 \text{ км с}^{-1}$  (Хоббс и др., 2005). Немногочисленным НЗ, сформировавшимся в результате коллапсов, инициированных захватами электронов в вырожденных O-Ne-Mg ядрах звезд с начальными массами в диапазоне  $8.5\text{--}8.8 M_{\odot}$  (Сисс, Лебрей, 2018) при условии предшествующей стадии обмена массами в ТДС (так называемые “e-capture SNe”, Миядзи и др., 1980), приписывалась пространственная скорость  $30 \text{ км с}^{-1}$  (произвольность этой плохо известной величины на результаты не влияет). Магнитные моменты НЗ подчиняются логнормальному распределению (Фоше-Жигьер, Каспи, 2006)

$$f(\mu) \sim \exp \left[ \frac{(\lg \mu - \lg \mu_0)^2}{\sigma_{\mu}^2} \right]. \quad (9)$$

В наших расчетах<sup>2</sup> мы принимали  $\lg \mu_0 [\text{Гс см}^3] = 30.6$  или  $\lg \mu_0 [\text{Гс см}^3] = 31.6$  и  $\lg \sigma_{\mu} [\text{Гс см}^3] = 0.55$ . Затухание магнитных полей НЗ при аккреции вещества не учитывалось, так как характерные длительности стадий с переносом вещества в рассматриваемых массивных ТДС много короче возможной шкалы затухания магнитных полей НЗ. Однако затухание магнитного поля при аккреции может оказаться фактором, уменьшающим длительность и светимость стадии NULX в системах с маломассивными компонентами  $M_2 \lesssim 3 M_{\odot}$  (см. пример эволюционного трека в Приложении).

<sup>2</sup> В оригинальной работе Фоше-Жигьер и Каспи (2006)  $\lg \mu_0 = 30.35 [\text{Гс см}^3]$  для радиуса НЗ 10 км. Мы принимаем  $R_{NS} = 12 \text{ км}$ .

Расчеты проводились для звезд с солнечной металличностью  $Z = 0.02$ . Учитывая, что все известные NULX обнаружены в ближайших спиральных галактиках, это предположение также несущественно влияет на результаты. При подсчете численности NULX использовалась формула для скорости звездообразования в диске Галактики (Ю, Джеффри, 2010):

$$\frac{\text{SFR}(t)}{M_{\odot} \text{ год}^{-1}} = \begin{cases} 11e^{-\frac{t-t_0}{\tau}} + 0.12(t-t_0), & t \geq t_0, \\ 0, & t < t_0, \end{cases} \quad (10)$$

где  $t$  — время (млрд лет),  $t_0=4$  — время начала процесса звездообразования (млрд лет), параметр  $\tau = 9$  млрд лет. В этой модели масса тонкого диска Галактики в современную эпоху (14 млрд лет) оценивается как  $M_G = 7.2 \times 10^{10} M_{\odot}$ . Это значение использовано ниже для оценки полного числа NULX в модельной галактике.

На втором этапе моделирования детально рассчитывалась эволюция полуразделенных ТДС с компонентами — НЗ с помощью программы MESA (Пакстон и др., 2011, версия g12778). Была построена сетка треков с исходными массами доноров от 0.75 до  $50 M_{\odot}$ . В диапазоне (0.75–10)  $M_{\odot}$  шаг по массам составлял  $0.25 M_{\odot}$ , в диапазоне (10–50)  $M_{\odot}$  —  $2 M_{\odot}$ . Начальные полуоси орбит были заключены в интервале  $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$  с шагом по  $\lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) = 0.1$ . Далее для каждой пары параметров  $[X, Y]$  (где  $X, Y \equiv \{L_X, P_{\text{orb}}, P^*, M_2\}$ ) подсчитывалась длительность стадий NULX, попадающих во временной интервал  $\Delta t_k$  в ячейке  $[X_i, Y_j]$ , и сворачивалась с вероятностью образования данной системы (на единицу массы), рассчитанной по программе BSE:

$$\frac{\Delta N(t_k, t_k + \Delta t_k)}{\Delta X_i \Delta Y_j \langle m_{BSE} \rangle} = \frac{\sum_{l=1}^{N_{\text{MESA}_{i,j}}} \Delta t_{\text{NULX}}^{k,l}}{N_{\text{MESA}_{i,j}} \Delta t_k} \times \frac{N_{\text{BSE}_{i,j}}}{N_{\text{BSE}}} \times \frac{1}{\langle m_{BSE} \rangle}. \quad (11)$$

Здесь  $\Delta t_{\text{NULX}}^{k,l}$  — длительность стадии NULX  $l$ -й системы,  $N_{\text{MESA}_{i,j}}$  и  $N_{\text{BSE}_{i,j}}$  — число систем в ячейке  $[X_i, Y_j]$  по сетке MESA и сетке BSE соответственно,  $N_{\text{BSE}} = 10^7$  — число расчетных систем BSE,  $\langle m_{BSE} \rangle \approx 0.44 M_{\odot}$  — средняя масса двойной с учетом начальной функции масс первичных компонентов и распределения по отношению масс компонентов. Полученное распределение на момент времени  $t_k$  сворачивается с историей звездообразования в модельной галактике (10)

и приводится в результатах расчетов для времени 14 млрд лет.

Для описания орбитальной эволюции ТДС на стадии потери вещества использовался формализм Собермана и др. (1997), согласно которому уравнение, связывающее потерю системой момента импульса и потерю вещества донором через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$ , имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{J}_{\text{ml}} = & [(\dot{M}_{2,w} + \alpha_{\text{mt}}(dM/dt)_{L_1})M_1^2 + \\ & + (\dot{M}_{1,w} + \beta_{\text{mt}}(dM/dt)_{L_1})M_2^2] \times \\ & \times \frac{a^2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} + \\ & + \gamma_{\text{mt}} \delta_{\text{mt}} (dM/dt)_{L_1} \sqrt{G(M_1 + M_2)a}. \end{aligned} \quad (12)$$

Безразмерные параметры  $\alpha_{\text{mt}}$ ,  $\beta_{\text{mt}}$ ,  $\delta_{\text{mt}}$  обозначают доли вещества, перетекающего через внутреннюю точку Лагранжа  $L_1$  и теряемого ТДС из окрестностей донора, аккретора и копланарного околозвездного тороида с радиусом  $\gamma_{\text{mt}}^2 a$  (через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$ ) соответственно. Таким образом, без учета звездного ветра от оптического компонента (т.е. пренебрегая  $\dot{M}_{2,w}$ ), эффективность переноса вещества от донора к аккретору определяется как  $f_{\text{mt}} = \min[1 - \alpha_{\text{mt}} - \beta_{\text{mt}} - \delta_{\text{mt}}, \frac{\dot{M}_{\text{Edd}}}{(dM/dt)_{L_1}}]$ . Здесь  $\dot{M}_{\text{Edd}}$  — темп аккреции на НЗ, при котором достигается эддингтоновская светимость и начинается отток вещества, вызванный давлением излучения.

Данные наблюдений SS433 указывают на потерю массы из двойной системы как в виде квазисферического звездного ветра от сверхкритического аккреционного диска, так и через точку  $L_2$  (см. обзор в работе Черепашука и др., 2020). Положение точки  $L_2$  зависит от отношения масс компонентов системы и характеризуется величиной  $\gamma_{\text{mt}}^2 \approx 1.2$ , так что  $\gamma_{\text{mt}} \approx 1.1$  можно принять в качестве минимально возможного значения при потере вещества через точку  $L_2$  (см. рис. 1 в работе Черепашука и др., 2018). Недавние наблюдения потоков вещества вокруг системы SS433 с помощью оптического интерферометра VLTI GRAVITY (Вайсберг и др., 2019) свидетельствуют о значительно более эффективном уносе момента импульса из системы посредством околозвездного диска, соответствующем параметру  $\gamma_{\text{mt}} \sim 5$  (Черепашук и др., 2019). В наших расчетах значение  $\gamma_{\text{mt}}$  было принято равным 3.0 в качестве компромисса между его значением в точке  $L_2$ , равным 1.15 и  $\gamma_{\text{mt}} \approx 5.0$ , найденным для SS433 Черепашуком и др. (2019).

В наших расчетах задавались следующие безразмерные параметры, характеризующие эффективность переноса массы между компонентами ТДС при заполнении полости Роша

звездой  $M_2$ :  $\alpha_{\text{mt}} = 0.0$ ,  $\beta_{\text{mt}} = 0.0$  на докритической стадии аккреции и  $\beta_{\text{mt}} = ((dM/dt)_{L1} - \dot{M}_{\text{Edd}})/(dM/dt)_{L1}$  на сверхкритической стадии аккреции. В программе MESA величина  $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 1.5 \times 10^{-8} (M/M_{\odot}) M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  задается для компактных объектов массы  $M$  без магнитного поля. В рассматриваемом нами случае в этой формуле следовало бы использовать  $\dot{M}_{\text{cr}}$  вместо  $\dot{M}_{\text{Edd}}$ , т.е. считать орбитальную эволюцию ТДС с переносом вещества отдельно для каждого случая, что крайне затратно по времени. Для расчетов методом популяционного синтеза мы предпочли использовать фиксированную в коде MESA величину, т.е. использовали максимально возможное значение параметра  $\beta_{\text{mt}}$ . Отметим, что орбитальная эволюция более чувствительна к параметрам неконсервативности  $\delta_{\text{mt}}$  и  $\gamma_{\text{mt}}$ , чем к параметру  $\beta_{\text{mt}}$ , который описывает джинсовскую моду потери массы системой при сверхкритической аккреции (см. подробнее Приложение).

Параметр неконсервативности из-за потери массы из системы через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$  был выбран равным  $\delta_{\text{mt}} = 0.1$ . Это значение мотивировано, в частности, наблюдениями изменения орбитальных периодов полуразделенных систем с обменом массой (см., например, Эрдем, Отцтюрк, 2014).

Для расчета магнито-вращательной эволюции НЗ были использованы формулы, подробно описанные, например, Липуновым и др. (2009).

После заполнения полости Роша донором темп перетекания вещества  $(dM/dt)_{L1}$  через внутреннюю точку Лагранжа, как правило, очень быстро нарастает и начинает превосходить критический темп аккреции на НЗ  $\dot{M}_{\text{cr}}$ . При этом возможны два варианта дальнейшей эволюции. Несмотря на высокий темп перетекания вещества  $(dM/dt)_{L1}$ , достигающий в ряде случаев  $\sim 10^{-2} - 10^{-1} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ , эволюционная программа находит решения системы уравнений строения звезды, при которых последняя остается в пределах полости Роша и заканчивает эволюцию образованием белого карлика или гелиевой звезды (в зависимости от массы).<sup>3</sup> Если же решение не находится и расчет обрывается, это означает, что радиус донора подолжает возрастать и система погружается в общую оболочку. В обоих случаях мы полагаем, что система является NULX на протяжении времени, когда аккреционная (рентгеновская) светимость источника превосходит  $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ .

<sup>3</sup> Двойная система с оптическим компонентом — звездой WR известна (Цуи и др. 2019), но природа аккретора пока не определена.

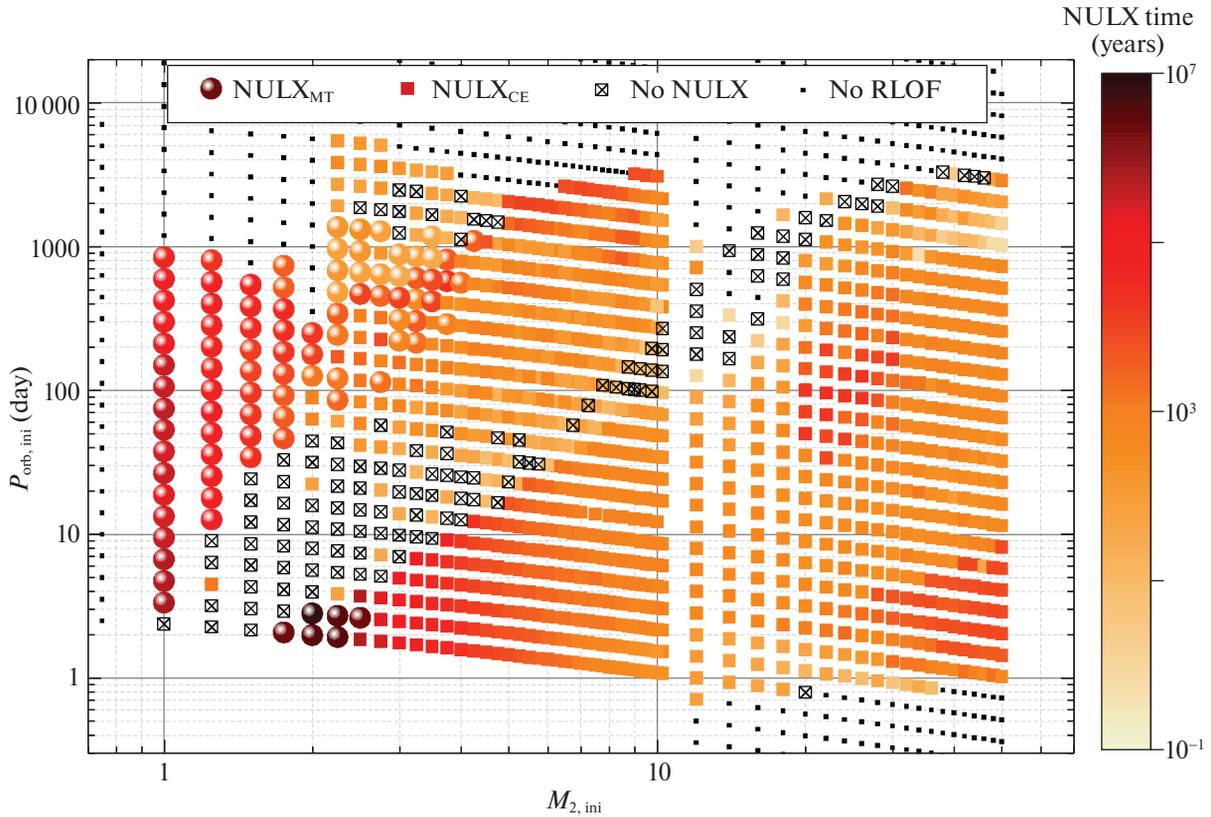
## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

### Примеры эволюционных треков MESA с NULX

Результаты расчетов длительности стадии дисковой аккреции с темпом выше  $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  (нижняя оценка для потенциально возможных NULX в случае НЗ с малыми магнитными полями) для сетки моделей с начальными полюсами  $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$  и массами доноров  $0.75 - 50 M_{\odot}$  представлены на рис. 2 в координатах  $M_2 - P_{\text{orb,ini}}$ . Квадратами на этом рисунке отмечены системы, в которых стадия NULX заканчивается образованием общей оболочки. Два трека с параметрами, близкими к характеристикам наблюдаемых источников, приведены на рис. 3 и подробно описаны ниже. Кружками на рис. 2 обозначены системы, в которых на протяжении всей стадии NULX осуществляется устойчивый процесс переноса масс. Массы оптического компонента в таких системах  $\lesssim 5 M_{\odot}$ , в то время как известные NULX имеют массы  $\gtrsim 5 M_{\odot}$ . Пример эволюционного трека систем с устойчивым обменом масс приводится в Приложении (рис. 11).

В примере слева на рис. 3 исходная масса донора  $3.5 M_{\odot}$ , орбитальный период в момент заполнения донором полости Роша 5 сут, магнитный момент нейтронной звезды  $\mu_0 = 4 \times 10^{31} \text{ Гс см}^3$ . На верхней панели показано соотношение скорости потери массы донором  $(dM/dt)$  и орбитального периода системы. Цветом на кривой (шкала справа) обозначена масса донора. Зависимости альвеновского радиуса НЗ ( $R_A$ ), радиуса коротации ( $R_{\text{co}}$ ) и радиуса сферизации ( $R_s$ ) от времени изображены на средней панели. На нижней панели показана временная эволюция периода вращения НЗ  $P^*$ , ее рентгеновской светимости  $L_X$ , рассчитанной по формулам (6) и (7) на стадиях до- и сверхкритической дисковой аккреции, а также скорости потери массы донором и аккреции на НЗ. Стадии докритической аккреции ограничены затененными областями. Величина  $(dM/dt)_{\text{NS}}$  определяет пропускание магнитосферы на сверхкритической стадии и аккреционную светимость НЗ  $L_X = 0.1 (dM/dt)_{\text{NS}} c^2$ . Критический темп аккреции  $\dot{M}_{\text{cr}}$  рассчитывался по модели аккреционного диска (уравнение (1)).

Поскольку масса донора существенно превышает массу аккретора, темп перетекания вещества через внутреннюю точку Лагранжа  $(dM/dt)_{L1}$  очень быстро начинает превышать критическую скорость аккреции на НЗ  $\dot{M}_{\text{cr}}$ . Средняя и нижняя левые панели рис. 3 наглядно иллюстрируют то, что система формально ( $L_X > 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ ) может проявлять себя как NULX, уже на непродолжительной стадии докритической аккреции на НЗ. Потеря



**Рис. 2.** Длительность стадии переноса масс с темпом выше  $10^{-7} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  по расчетам MESA для сетки моделей систем с начальными полуосьми  $0.9 < \lg(a_{\text{ini}}/R_{\odot}) < 3.5$  и массами доноров  $0.75\text{--}50 M_{\odot}$  в координатах  $M_{2,\text{ini}} - P_{\text{orb,ini}}$ . Черные точки — модели, в которых не происходит заполнение полости Роша. Перечеркнутые квадраты — системы, в которых не наступает стадия NULX. Круги — системы со стадией утойчивого переноса масс, квадраты — стадия NULX заканчивается общей оболочкой. Градацией цвета (шкала справа) отмечена длительность стадии NULX в годах.

массы донором и стадия NULX заканчиваются образованием общей оболочки. В данном случае стадия NULX длится  $\approx 40\,000$  лет.

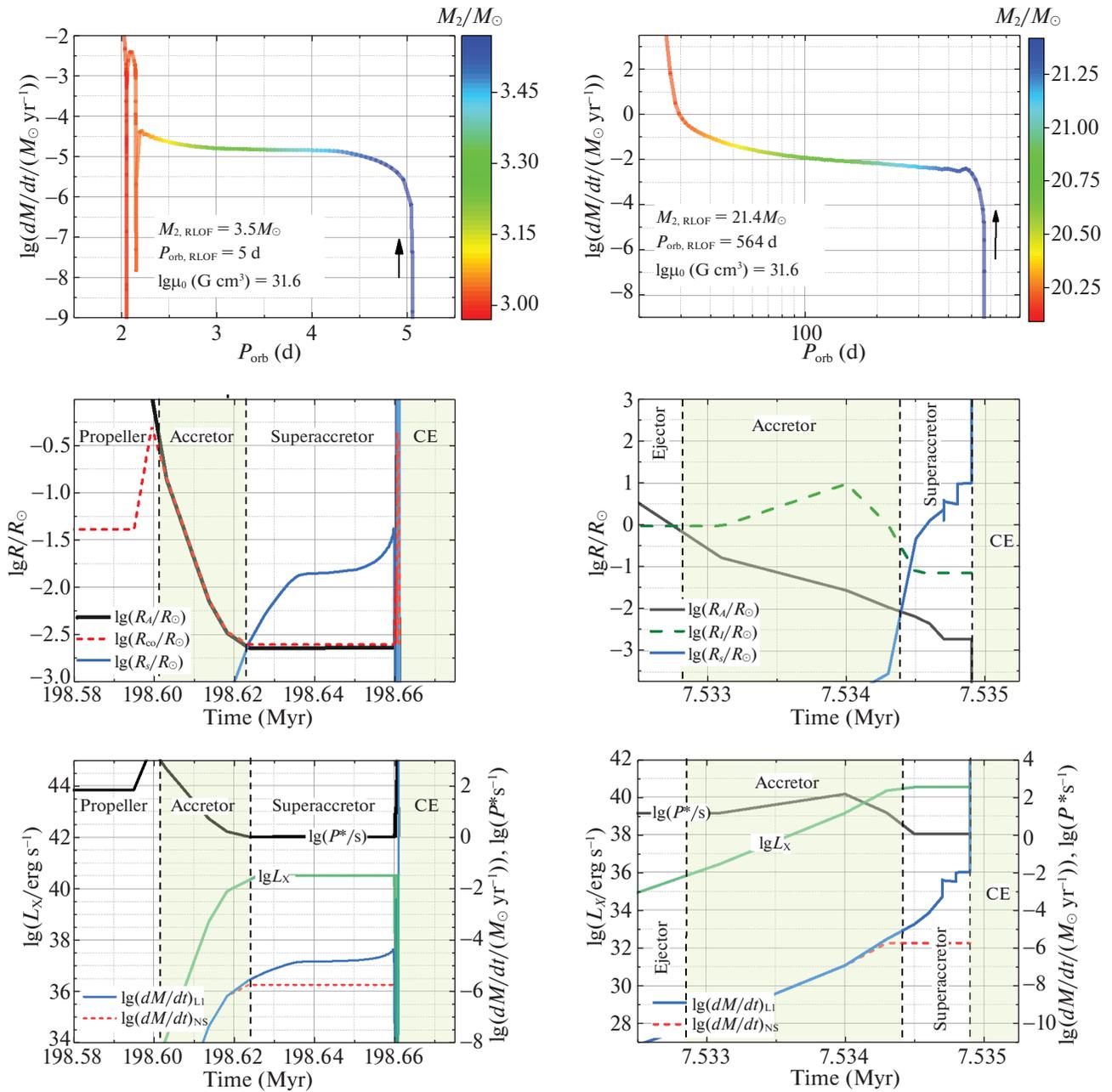
Справа представлен пример трека оптической звезды с начальной массой  $M_2 = 21.4 M_{\odot}$  и орбитальным периодом на момент заполнения полости Роша  $P_{\text{orb}} = 564$  сут. Магнитное поле НЗ то же, что и в примере слева на рис. 3. Для этой системы стадия NULX с рентгеновской светимостью выше  $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$  кратковременна (менее 1000 лет, см. среднюю и нижнюю панели справа) и также заканчивается с образованием общей оболочки. Отметим, что, в отличие от примера слева, период вращения НЗ  $P^*$  на стадии аккреции (верхняя кривая на правой нижней панели) сначала возрастает до равновесного значения  $P_{\text{eq}}$  при возрасте системы 7.534 млн лет, а затем НЗ ускоряется в соответствии с законом  $P^* = P_{\text{eq}} \sim \dot{M}^{-6/7}$ . В данном примере это связано с преходом НЗ на стадию аккреции со стадии эжектора, минуя стадию пропеллера.

На рис. 4 показано положение оптических компонентов систем, находящихся на стадии NULX, на диаграмме Герцшпрунга–Рассела. Очевидно, что

подавляющее большинство из них, несмотря на продолжительность этой стадии, не могут быть обнаружены современными средствами из-за малой светимости. Известные NULX имеют массы  $\gtrsim 5 M_{\odot}$  (табл. 1). Светимость звезд такой массы близка к  $500 L_{\odot}$ . Таким образом, “обрезаются” звезды в самой населенной части диаграммы Герцшпрунга–Рассела. Вместе с тем рис. 4 показывает, что значительная часть звезд-доноров NULX должна быть красными (сверх)гигантами. Красным гигантом является, например, оптический компонент источника NGC300 ULX-1 (Хейда и др., 2019).

#### Модельная диаграмма $M_2 - P_{\text{orb}}$

Распределение численности систем — потенциальных предшественников NULX в момент заполнения донором полости Роша на диаграмме “масса оптического компонента — орбитальный период”  $M_2 - P_{\text{orb}}$ , рассчитанное для  $10^7$  двойных систем по программе BSE, приведено на верхней панели рис. 5. Дефицит систем с массами  $(12\text{--}14) M_{\odot}$  и  $\lg(P/\text{сут}) \gtrsim 1.6$  связан с переходом от доноров —

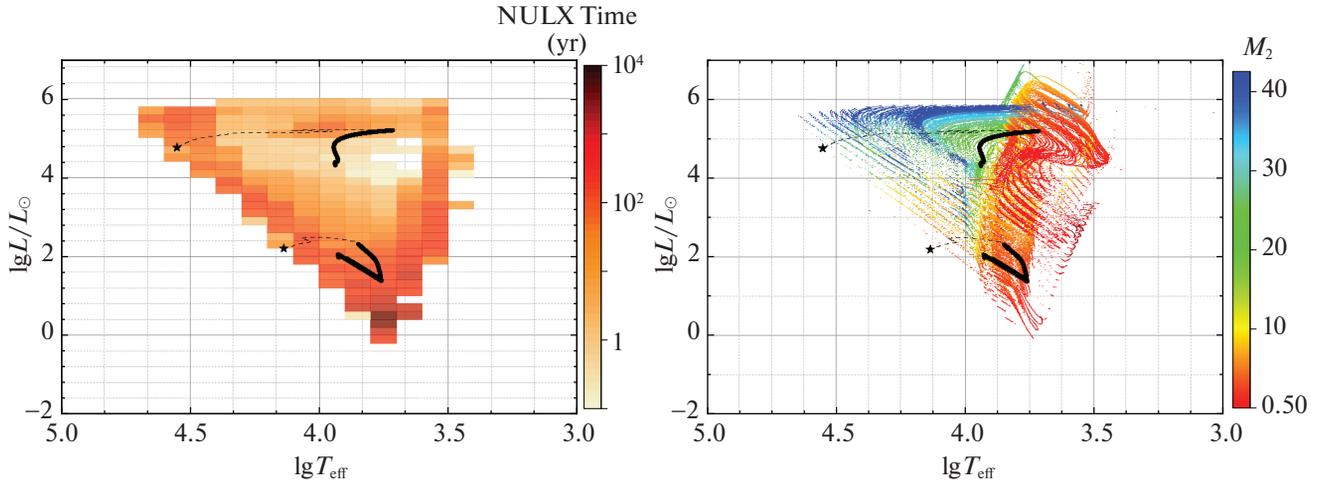


**Рис. 3.** Примеры эволюционных треков на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции на НЗ, рассчитанных по программе MESA. Слева в системе “звезда ГП ( $M_2 = 3.5 M_\odot$ ) + НЗ” орбитальный период в момент заполнения полости Роша  $P_{\text{orb}} = 5$  сут. Справа масса донора в момент заполнения полости Роша  $M_2 = 21.4 M_\odot$ , орбитальный период  $P_{\text{orb}} = 580$  сут. В обоих случаях эволюция заканчивается образованием систем с общей оболочкой. Подробнее см. текст.

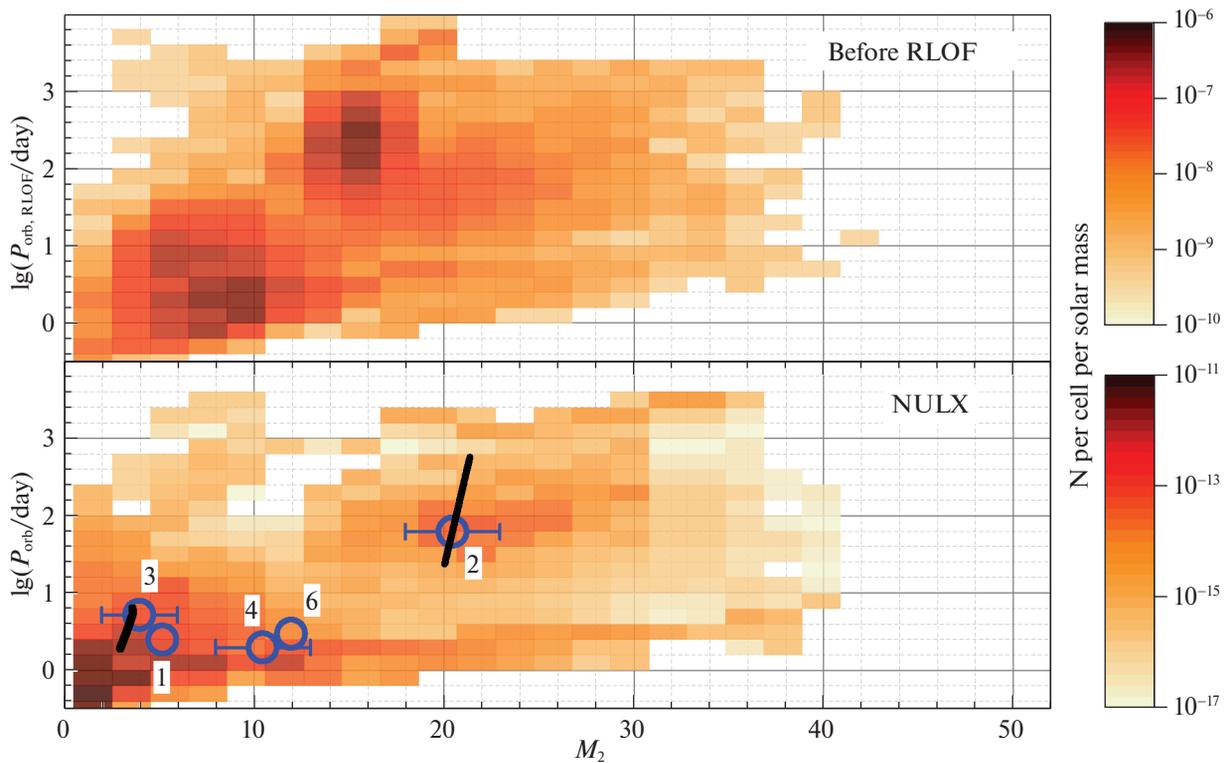
звезд ГП к донорам — красным гигантам; ранее аналогичный дефицит, но для несколько менее массивных систем, был отмечен в работе Фрагоса и др. (2015).

Свертка вероятности образования ТДС из звезд с массой  $M_2$  на грани заполнения полости Роша и НЗ, рассчитанная на одну массу Солнца по программе BSE (верхняя панель рис. 5), с длительностью стадии NULX, рассчитанной по сетке моделей программой MESA и историей звездообразования

(10), дает ожидаемое число NULX на одну массу Солнца в модельной галактике (нижняя панель рис. 5). На нижней панели выделяются две группы источников — с массами оптических компонентов в несколько масс Солнца и орбитальными периодами до десяти дней, и с массой порядка 20 масс Солнца и периодами от нескольких десятков до примерно 100 дней. Примеры эволюционных треков, попадающих в эти области диаграммы, были описаны выше и представлены на рис. 3. Стадии



**Рис. 4.** Положение оптических компонентов  $M_2$  на диаграмме Герцшпрунга–Рассела на стадии NULX. На левой панели в цветной шкале показано распределение источников по продолжительности стадии NULX. На правой панели цвет точек отражает массу оптического компонента. Черными линиями нанесены треки звезд с массами  $3.5$  и  $21.4 M_{\odot}$ , примеры эволюции которых приведены на рис. 3, на стадии заполнения полости Роша. Сплошные сегменты линий обозначают стадии, на которых ТДС являются NULX.



**Рис. 5.** Модельная диаграмма “масса оптической звезды  $M_2$  — орбитальный период  $P_{\text{orb}}$ ”. Верхняя панель: распределение числа ТДС с НЗ на начало заполнения донорами полости Роша, полученное в результате расчета  $10^7$  треков двойных систем по программе BSE с учетом распределений по начальным параметрам систем (см. текст). Градации цвета — нормированное на массу Солнца число систем. Нижняя панель: распределение числа NULX, нормированное на массу Солнца в модельной галактике, полученное сверткой частоты формирования их предшественников (программа BSE, верхняя панель) с длительностью стадии NULX (программа MESA, см. рис. 2) и историей звездообразования (формула (10)), через 14 млрд. лет после начала звездообразования в модельной галактике. Величина магнитного поля НЗ определяется по формуле (9) со средним значением  $\mu_0 = 10^{31.6}$  Гс  $\text{см}^3$ . Кружки — квазистационарные источники из табл. 1. Черные кривые — сегменты модельных треков с рис. 3 на стадии NULX.

NULX для этих источников отмечены жирными черными линиями. Видно, что положение наблюдаемых источников 2 и 3 из табл. 1 близко к модельным трекам, приведенным на левой и правой панели рис. 3 соответственно.

### Диаграмма $L_X - P^*$ для аккрецирующих НЗ

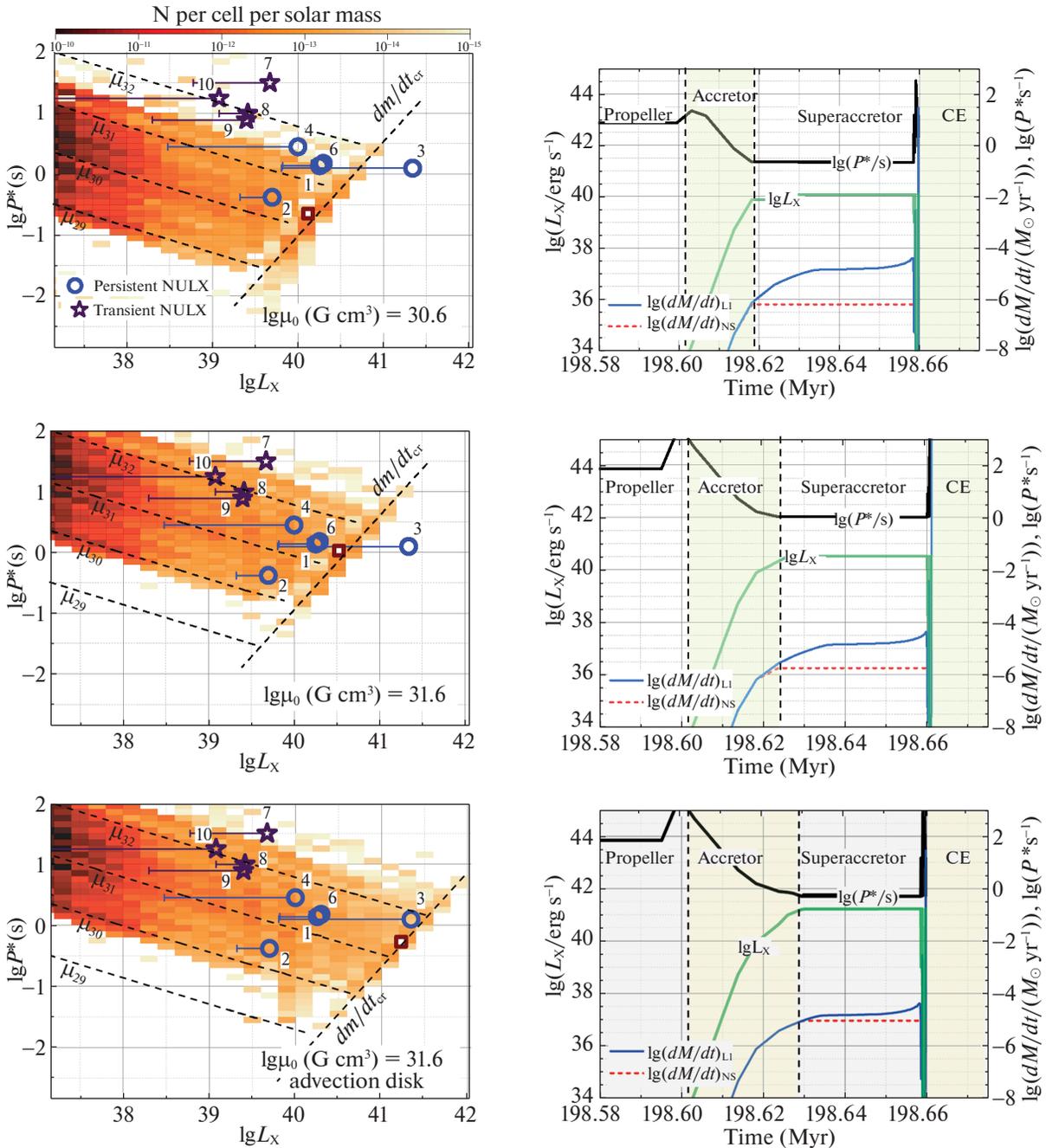
Модельные диаграммы “рентгеновская светимость  $L_X$  — период вращения НЗ  $P^* = P_{\text{eq}}$ ” для НЗ на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции показаны на рис. 6 (левый столбец панелей). Градации цвета на рисунке — число систем в расчете на одну массу Солнца. Представлены результаты расчетов для трех моделей: дисковой аккреции на НЗ с логнормально распределенным магнитным полем со средним значением момента  $\lg \mu_0 = 30.6$  Гс см<sup>3</sup>, соответствующим магнитному полю на поверхности НЗ с радиусом 12 км  $B_0 \approx 5 \times 10^{12}$  Гс (верхняя панель), той же модели, но для величины магнитного поля НЗ на порядок большей ( $\lg \mu_0 = 31.6$  Гс см<sup>3</sup>,  $B_0 \approx 5 \times 10^{13}$  Гс, средняя панель) и модели адвекционных дисков вокруг НЗ со средним магнитным полем  $\lg \mu_0 = 31.6$  Гс см<sup>3</sup> (нижняя панель). Пунктирные линии, помеченные значениями магнитных моментов НЗ, соответствуют зависимости (4) равновесного периода вращения НЗ  $P_{\text{eq}}$  для докритической дисковой аккреции от темпа аккреции (рентгеновской светимости). Считается, что при медленном эволюционном изменении темпа аккреции вращение НЗ успеваеет подстраиваться под равновесное значение и  $P^* = P_{\text{eq}}(L_X)$ , так что эволюция периода вращения НЗ происходит вдоль этих линий. Пунктирная прямая  $(dM/dt)_{\text{cr}}$  соответствует достижению критического темпа аккреции  $\dot{M}_{\text{cr}}$  (рентгеновской светимости от НЗ  $L_X$  по формуле (7)), так что источники вдоль этой линии и справа от нее находятся на стадии сверхкритической аккреции. Кружки и звездочки, помеченные цифрами как в табл. 1, показывают положение наблюдаемых квазистационарных (persistent) и транзитных источников NULX. Красным квадратом отмечено положение сверхкритического NULX с исходными массой донора и орбитальным периодом как в примере слева на рис. 3. На панелях справа показаны результаты расчетов по программе MESA для этого источника (период НЗ, рентгеновская светимость, темп перетекания через точку  $L_1$  и темп аккреции на НЗ) для магнитного поля НЗ  $\mu = 10^{30.6}$  и  $10^{31.6}$  Гс см<sup>3</sup> и моделей аккреционного (верхняя и средняя панели) и адвекционного (нижняя панель) дисков. Преобладающую часть времени заполнения донором полости Роша такие источники находятся на стадии сверхкритической аккреции.

### Распределения параметров модельных NULX

В наших расчетах NULX составляют подмножество НЗ на стадии дисковой аккреции в ТДС со светимостью  $L_X > 10^{39}$  эрг с<sup>-1</sup>. Их распределения по наблюдаемым параметрам — массе оптической звезды-донора  $M_2$ , периоду вращения НЗ  $P^*$ , рентгеновской светимости  $L_X$  и орбитальному периоду ТДС  $P_{\text{orb}}$  — представлены в виде цветowych двумерных диаграмм на рис. 7–9 для тех же трех моделей, что и на рис. 6. Градации цвета — число систем в расчете на одну массу Солнца в модельной галактике с историей звездообразования (10) и возрастом 14 млрд лет. Как и на рис. 6, кружки и звездочки показывают положение наблюдаемых квазистационарных и транзитных NULX. На правой нижней панели построены функции рентгеновской светимости NULX (дифференциальная  $dN/d \lg L_X$  и кумулятивная  $N(>L_X)$ ). Как показывает анализ наблюдений (Минео и др., 2012; Сазонов, Хабибуллин, 2017), число массивных рентгеновских двойных систем (НМХВ) в галактиках пропорционально темпу звездообразования SFR. Поэтому на шкале справа представлена нормировка наших расчетов на средний темп звездообразования в модельной галактике (10) в возрасте 13–14 млрд лет,  $\langle \text{SFR} \rangle = 5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . При этом масса звездного диска  $10^{11} M_{\odot}$  соответствует  $\text{SFR} \approx 7 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ .

Видно, что даже при консервативных предположениях о характере дисковой аккреции и стандартном среднем магнитном поле НЗ (рис. 7) модель воспроизводит наблюдаемое положение квазистационарных NULX (кружки на рисунке). Отметим, что большинство источников объясняется дисковой аккрецией на НЗ с магнитным полем в диапазоне  $10^{12} < B < 10^{14}$  Гс (см. диаграмму  $L_X - P^*$  в середине правой колонки). Только один источник (NGC5907 ULX1) попадает в область сверхкритической дисковой аккреции на НЗ с магнитным полем  $\sim 10^{13}$  Гс. Отметим также, что транзитные NULX (звездочки), светимость которых достигает сверхэддингтоновских значений только во время вспышек, в спокойном состоянии с низкой рентгеновской светимостью попадают в наиболее плотно заселенную область систем на рис. 6.

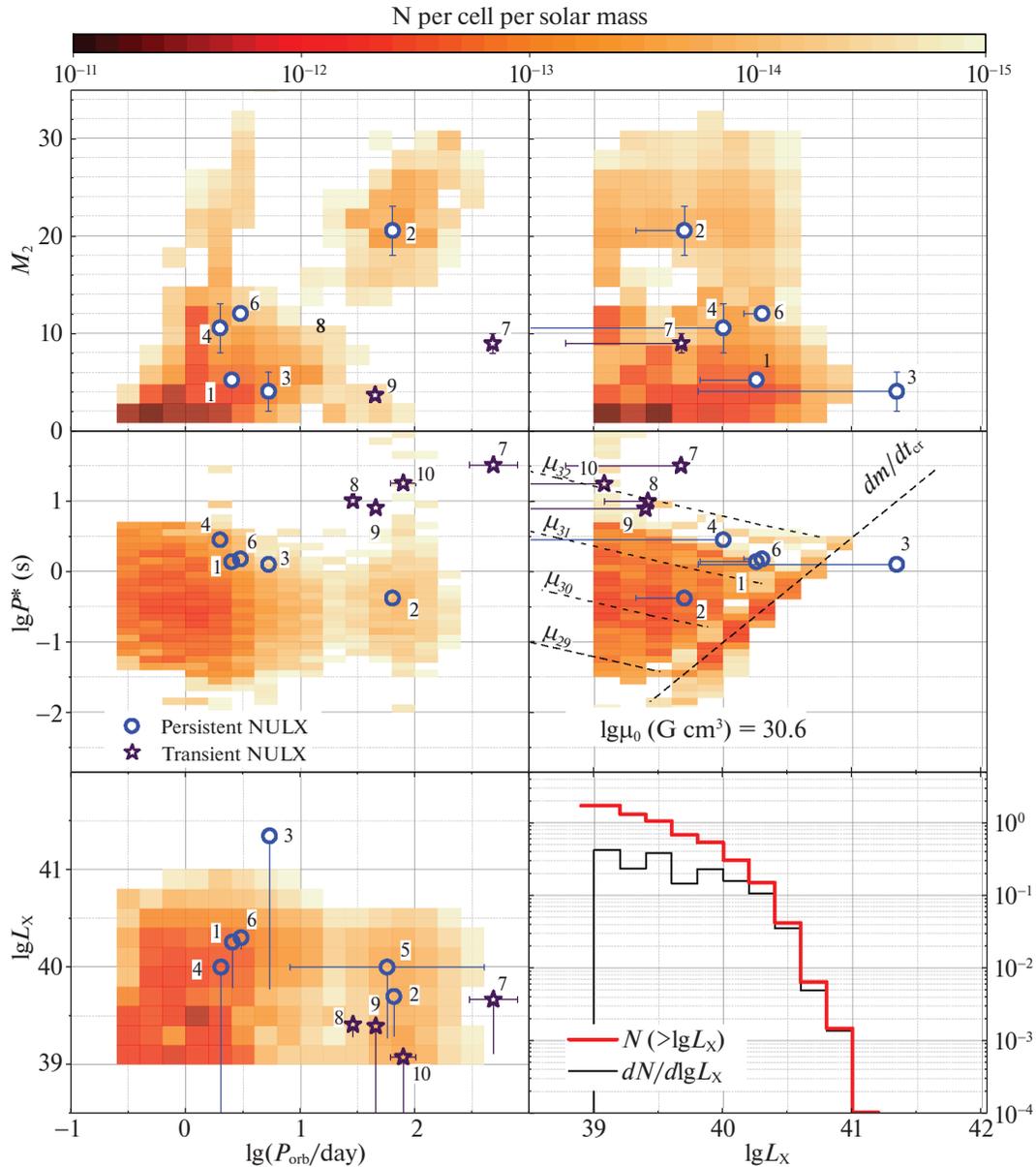
Увеличение среднего магнитного поля НЗ до  $\sim 10^{13}$  Гс (рис. 8) увеличивает равновесные периоды НЗ (формулы (4), (5)), а также увеличивает предельные рентгеновские светимости (7), продлевая функцию рентгеновской светимости для ярчайших источников за  $10^{41}$  эрг с<sup>-1</sup>. Сверхкритические адвекционные диски с высоким темпом аккреции



**Рис. 6.** Распределение НЗ на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции по периодам вращения и рентгеновской светимости. Вверху слева: распределения для модели с авторегулировкой аккреционного диска на стадии сверхкритической аккреции. Величина магнитного поля НЗ определяется по формуле (9) со средним значением  $\mu_0 = 10^{30.6}$  Гс см<sup>3</sup>. В середине слева: то же для среднего магнитного момента  $\mu_0 = 10^{31.6}$  Гс см<sup>3</sup>. Внизу слева: то же для адвекционной модели сверхкритического диска и  $\mu_0 = 10^{31.6}$  Гс см<sup>3</sup>. Наблюдаемые NULX показаны открытыми кружками и звездочками и обозначены цифрами как в табл. 1. Открытый квадрат — модельный сверхкритический источник с исходной массой и орбитальным периодом как на примере на левой панели рис. 3, но с различным магнитным полем или в различных моделях. Справа: характеристики модельных треков для того же NULX, но для различных значений магнитного поля НЗ и моделей диска (аккреционного — сверху и в середине, адвекционного — внизу).

(8) увеличивают предельно возможную аккреционную светимость NULX выше  $\sim 10^{41}$  эрг с<sup>-1</sup>, однако рентгеновская светимость таких источников может быть ниже этого значения (см. обсуждение предельно возможных светимостей в модель-

ных аккреционных колонках в работе Муштуков и др., 2017). Отметим, однако, что предполагаемая структура аккреционных течений слабо влияет на положение модельных источников на диаграмме “масса оптической звезды—орбитальный период”.



**Рис. 7.** Модельные распределения NULX — замагниченных НЗ в ТДС на стадии аккреции и сверхкритической дисковой аккреции (левее и правее линии  $(dM/dt)_{cr}$ , соответственно, на средней правой панели) на диаграммах (панели сверху вниз — слева направо):  $M_2 - \lg P_{orb}$ ,  $\lg P^* - \lg P_{orb}$ ,  $\lg L_X - \lg P_{orb}$ ,  $\lg M_2 - \lg L_X$ ,  $\lg P^* - \lg L_X$ . Нижняя правая панель — кумулятивная  $N > L_X$  и дифференциальная  $dN/d\lg L_X$  функции рентгеновской светимости NULX. Нормировка на темп звездообразования  $5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  для модельной скорости звездообразования в современную (14 млрд лет) эпоху, шкала справа. Градации цвета (шкала сверху) — число источников в ячейке на массу Солнца. Среднее значение магнитного момента НЗ  $\lg \mu_0 = 30.6 \text{ Гс см}^3$ .

## ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

После открытия первых пульсирующих ULX (Бакетти и др., 2014) стало ясно, что аккрецирующие НЗ могут составлять значительную часть популяции ULX (см., например, Колиопанос и др., 2017; Уолтон и др., 2018). Модельные расчеты методом популяционного синтеза подтверждают это предположение, однако проводились они без учета магнитного поля НЗ. Как показано в настоящей работе, аккреция на замагниченные НЗ естествен-

ным образом воспроизводит наблюдаемые характеристики NULX без привлечения дополнительных гипотез о коллимации рентгеновского излучения от аккрецирующих НЗ (ср. Викторovich и др., 2017).

Мы использовали для расчетов гибридный метод популяционного синтеза, в котором потенциальные предшественники представляющих интерес объектов (NULX в нашем случае) выявляются на основе расчетов большого (десятки миллионов) числа двойных систем с заданными начальными распределениями по исходным параметрам

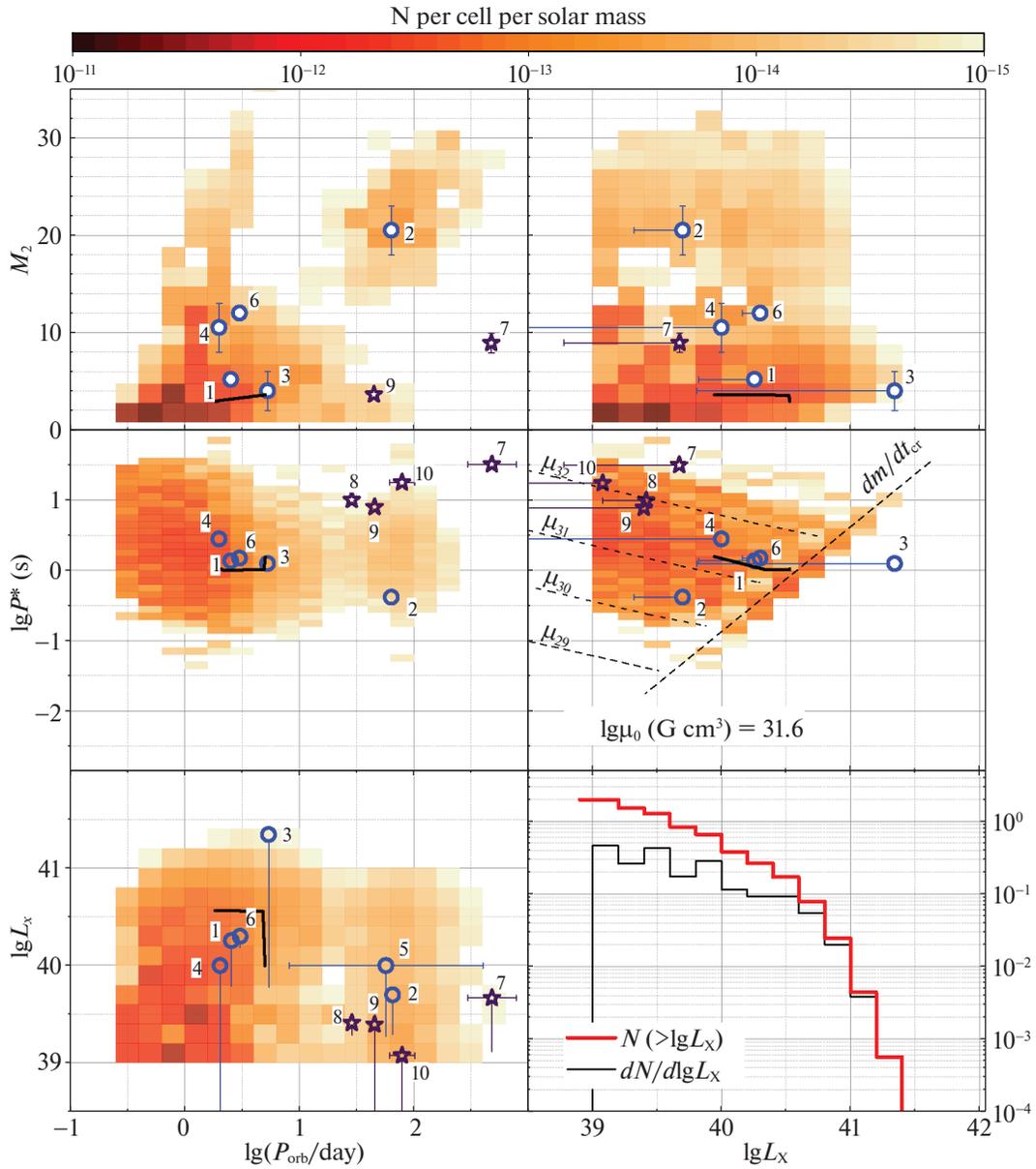
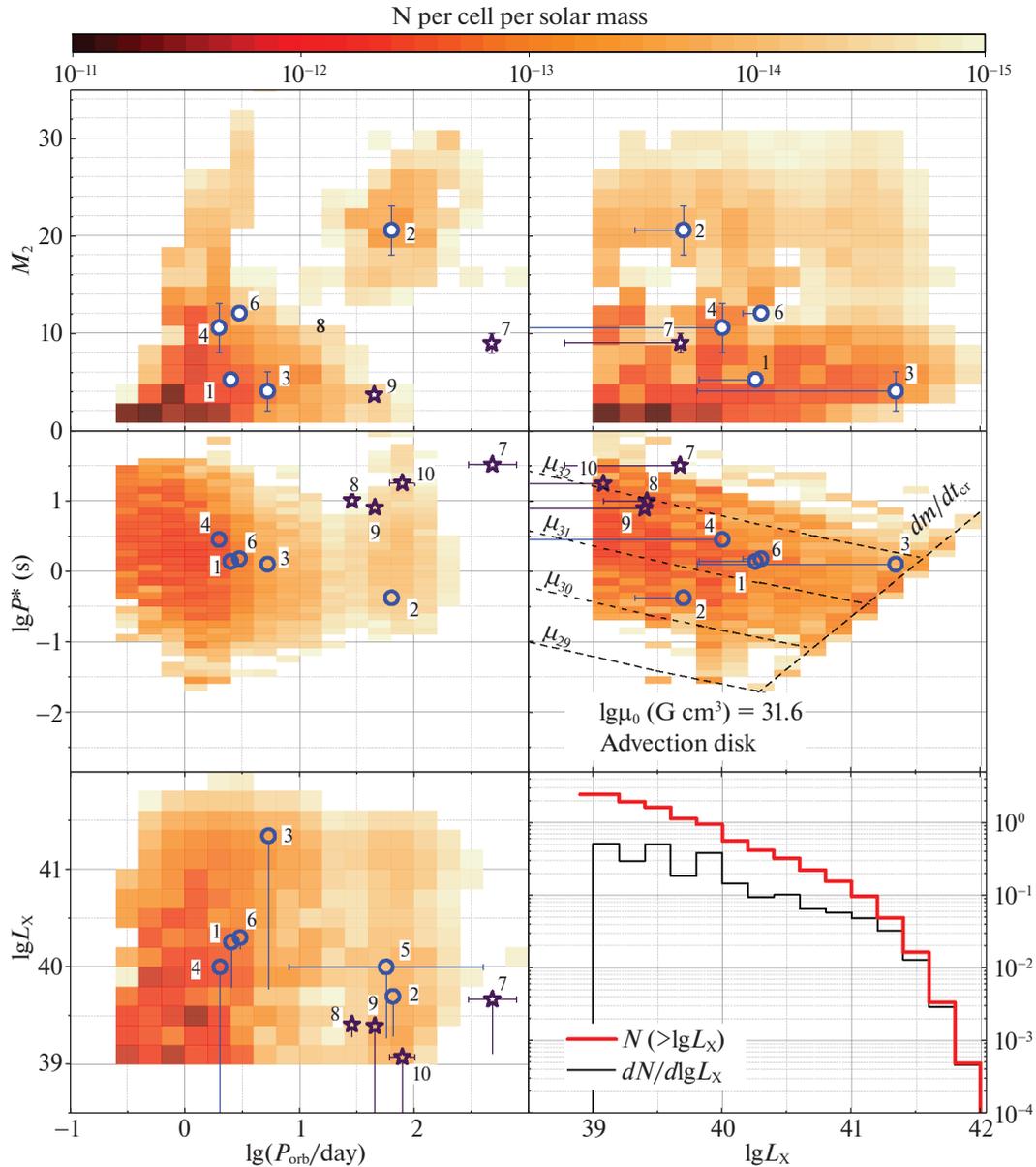


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для среднего магнитного момента НЗ  $\lg \mu_0 = 31.6$  Гс  $\text{см}^3$ . Черными линиями отмечен модельный трек ТДС с исходной массой звезды  $M_2$  и орбитальным периодом  $P_{\text{orb}}$  как на примере слева из рис. 3.

быстрой аналитической программой популяционного синтеза BSE (Харли и др., 2002), а стадии с потерей вещества рассчитываются по сетке моделей, построенных по эволюционной программе MESA (Пакстон и др., 2011) с аккуратным учетом эволюции звезд и физических процессов переноса массы в ТДС. Новизна наших расчетов заключается в детальном рассмотрении возможной светимости при дисковой аккреции на замагниченные НЗ. При высоких темпах аккреции сверхэддингтоновские светимости  $L_X > 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  достигаются еще на стадии докритической аккреции в диске, а сверхкритическая стадия начинается только после достижения локальной эддингтоновской светимости на внутренней границе диска, ограниченного

магнитосферой НЗ ( $R_A > R_{\text{NS}}$ ). Неудивительно, что для НЗ с магнитным полем  $10^{12} - 10^{14}$  Гс в стандартной модели эволюции ТДС естественным образом реализуются докритические светимости до  $10^{40} - 10^{41}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (рис. 6).

Существенным фактором, определяющим характеристики стадии аккреции на НЗ (длительность, темп аккреции, возможность образования общей оболочки), является параметр неконсервативности  $\gamma$  (безразмерный момент импульса, уносимый веществом через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$  из ТДС). Мы предполагали умеренное значение доли потери массы таким способом ( $\delta_{\text{mt}} = 0.1$ ). Расчеты с минимально возможным значением  $\gamma_{\text{mt}} = 1.15$ , однако, не воспроизводят орби-



**Рис. 9.** То же, что на рис. 7 в модели адвекционного диска вокруг замагниченных НЗ (Чашкина и др., 2019) для среднего магнитного момента НЗ  $\lg \mu_0 = 31.6$  Гс см<sup>3</sup>.

тальные периоды наблюдаемых NULX. Принятый же нами параметр  $\gamma_{\text{mt}} = 3$  (что почти вдвое меньше значения, выводимого из наблюдений SS433, см. Черепашук и др. (2019)) приводит к удовлетворительному согласию результатов расчетов с положением наблюдаемых NULX на диаграммах  $P^* - L_X$ ,  $P^* - P_{\text{orb}}$ ,  $P_{\text{orb}} - L_X$ ,  $M_2 - P_{\text{orb}}$  и  $M_2 - L_X$  (см. рис. 7–9) для различных моделей аккреции и значений среднего магнитного поля НЗ.

Хотя для полноты картины мы нанесли звездочками на диаграмму  $P^* - L_X$  положение транзитных NULX, их эволюция, разумеется, отличается от эволюции квазистационарных источников — во время вспышек такие источники быстро перемещаются горизонтально на этой диаграмме, их период

вращения отражает равновесный период НЗ на стадии в спокойном состоянии, в котором они в основном находятся. В зависимости от амплитуды вспышки, транзитные NULX могут перемещаться, например, из густозаселенной области стационарных НЗ, аккрецирующих из диска или даже из квазисферического звездного ветра (см. расчеты в работе Постнова и др., 2019).

Помимо стандартных аккреционных дисков, мы использовали модель адвекционных сверхкритических дисков (Липунова, 1999; Чашкина и др., 2019), которая допускает еще больший критический темп аккреции на НЗ (формула (8) и нижняя панель на рис. 6), хотя рентгеновские светимости выше  $10^{41}$  эрг с<sup>-1</sup> от аккреционных колонок тео-

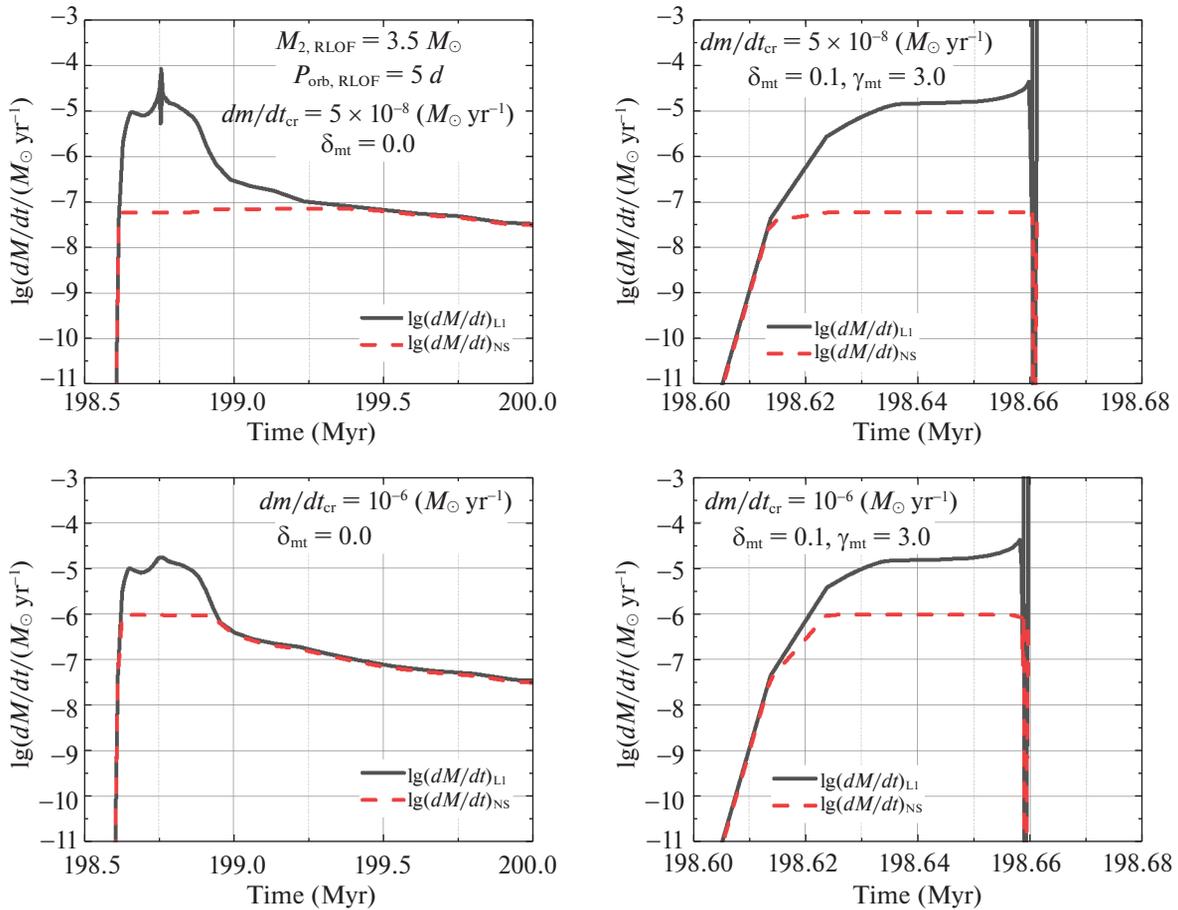


Рис. 10. Примеры эволюционных треков MESA при различных предположениях о параметрах неконсервативной эволюции (подробнее см. текст).

ретически дискуссионны (Муштуков и др., 2017). Дальнейшие наблюдения NULX со сверхвысокими светимостями были бы важны для выбора моделей возможных аккреционных течений до и после проникновения в магнитосферу НЗ.

Кроме объяснения наблюдаемых рентгеновских светимостей и периодов вращения НЗ, рассчитанные нами модели ТДС одновременно объясняют и положение NULX с известными орбитальными периодами и оценками масс оптических компонентов (рис. 7–9). Как показывает функция светимости, приведенная на правой нижней панели этих рисунков, в модельной галактике с выбранной историей звездообразования (10) и массой тонкого диска порядка его массы в Млечном Пути или, эквивалентно, с современным темпом звездообразования  $3\text{--}5 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$  может быть несколько NULX со светимостью до  $10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ . Отметим, что для популяции NULX в модельной спиральной галактике предпочтительнее оказываются распределения НЗ с более высоким средним магнитным полем  $\sim 5 \times 10^{13} \text{ Гс}$ , чем следует из анализа популяции радиопульсаров (Фоше-Жигьер, Каспи, 2006) (рис. 8 и 9), хотя делать выводы о магнитных полях

НЗ только на основании моделей популяционного синтеза, конечно, слишком смело.

Общий вывод работы. Рассмотрение стандартной эволюции двойных звезд с детальной трактовкой стадии потери вещества в ТДС с компонентом — НЗ на основе программы MESA — позволяет количественно объяснить наблюдаемые популяции NULX в спиральных галактиках как замгниченных НЗ на стадии дисковой аккреции без предположения о сильной коллимации рентгеновского излучения. Наиболее интересны с физической точки зрения могут быть источники с высокой рентгеновской светимостью на стадии сверхкритической аккреции. У подобных источников должны наблюдаться мощные истечения от сверхкритических аккреционных дисков, формирующие оболочки и туманности вокруг систем. Подтверждением этого может быть обнаружение оптически толстых потоков вещества от Swift J0243 (Тао и др., 2019) и расширяющейся туманности вокруг NGC 5907 ULX-1 (Бельфиоре и др., 2020). Примечание при корректуре. Чандра и др. (2020) сообщили об открытии транзитного источника RX J0209.6  $\times$  7427 со светимостью  $1.6 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ .

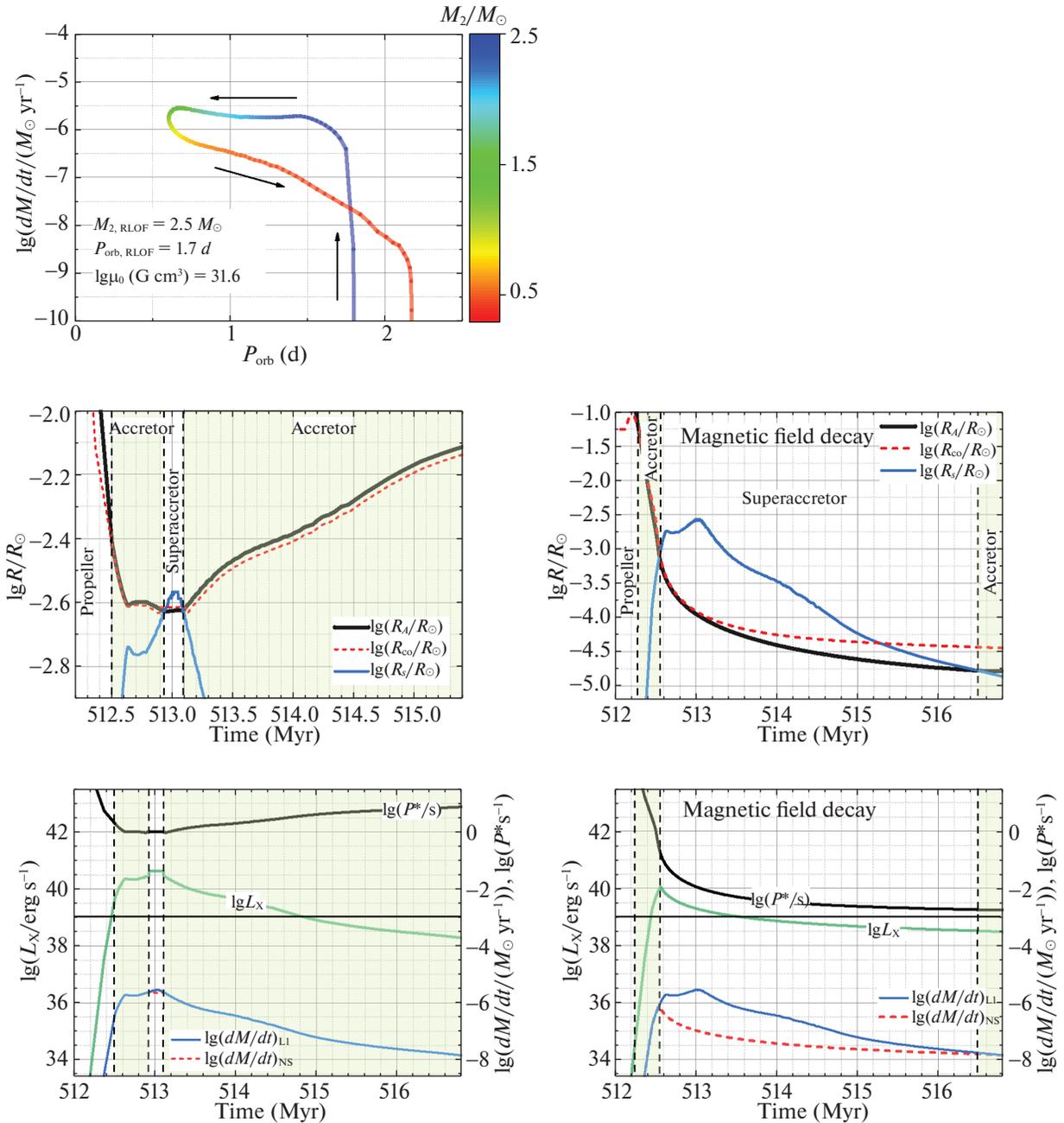


Рис. 11. Пример эволюционного трека на стадии до- и сверхкритической дисковой аккреции на НЗ, рассчитанного по программе MESA. В системе “звезда ГП ( $M_2 = 2.5 M_\odot$ ) + НЗ” орбитальный период в момент заполнения полости Роша  $P_{\text{orb}} = 2.75$  сут. Слева: без затухания магнитного поля НЗ. Справа: с экспоненциальным затуханием магнитного поля НЗ при аккреции.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ НЕКОНСЕРВАТИВНОГО ОБМЕНА МАСС

На рис. 10 приведены результаты расчетов эволюции по программе MESA для системы из примера на рис. 3 для различных предположений о характере перетекания при заполнении полости Роша оптической звездой. Колонки справа —

примеры эволюции без потери массы из системы через внешнюю точку Лагранжа  $L_2$  (параметр  $\delta_{\text{mt}} = 0$ ). Колонки слева — расчеты с принятыми в настоящей статье предположениями о доле потери вещества из системы через точку  $L_2$ ,  $\delta_{\text{mt}} = 0.1$ , и безразмерном удельном моменте импульса в диске вокруг двойной системы,  $\gamma_{\text{mt}} = 3$ . Верхние рисунки — расчеты для принятого в MESA стандартного значения критического темпа аккреции  $\dot{M}_{\text{cr}} = \dot{M}_{\text{Edd}}$ , по превышении которого начинается

изотропный ветер от компактного объекта (красная кривая). Нижние рисунки — расчет для критического темпа аккреции для начала изотропного ветра в программе MESA, положенном равным  $\dot{M}_{cr} = 10^{-6} M_{\odot} \text{ год}^{-1}$ . Видно, что параметры неконсервативности  $\delta_{mt}$ ,  $\gamma_{mt}$  значительно существеннее, чем параметр  $\beta_{mt} = ((dM/dt)_{L1} - \dot{M}_{cr}) / (dM/dt)_{L1}$ , зависящий от принятого значения  $\dot{M}_{cr}$ . Неконсервативный отток вещества через диск вокруг двойной системы приводит к образованию общей оболочки и сокращает длительность возможной стадии NULX.

### ПРИМЕР ТРЕКА С УСТОЙЧИВЫМ ПЕРЕНОСОМ ВЕЩЕСТВА НА СТАДИИ NULX

На рис. 11 представлен эволюционный трек системы с массой оптической звезды  $M_2 = 2.5 M_{\odot}$  и орбитальным периодом на момент заполнения полости Роша  $P_{orb} = 2.75$  сут. Показаны те же параметры, что и на рис. 3. На стадии устойчивого переноса вещества НЗ находится в основном на стадии аккреции. Стадия с общей оболочкой не наступает, орбитальный период системы достигает минимального значения и затем увеличивается. Эволюция заканчивается образованием системы НЗ + гелиевый белый карлик. Стадия NULX длится свыше 2 млн лет. Этого времени достаточно, чтобы началось затухание магнитного поля НЗ из-за аккреции вещества. Справа на рис. 11 представлен тот же эволюционный трек с учетом модельного затухания магнитного поля по формуле (Ословски и др., 2011)

$$\mu(t) = (\mu_0 - \mu_{min}) \times \exp\left[-\frac{\Delta M}{0.025 M_{\odot}}\right] + \mu_{min},$$

где  $\Delta M$  — аккрецируемая масса,  $\mu_{min} = 10^{26}$  Гс см<sup>3</sup> — минимальный магнитный момент НЗ. Видно, что затухание магнитного поля приводит к уменьшению радиуса магнитосферы и соответствующему уменьшению  $\dot{M}_{cr} \sim R_A \sim \mu^{4/7}$  и рентгеновской светимости. При этом длительность стадии NULX (нижняя правая панель) также уменьшается вдвое. Отметим также, что НЗ с затухающим магнитным полем находится в основном на стадии сверхкритической аккреции. Разумеется, ввиду большой неопределенности в вопросе количественных параметров затухания магнитного поля НЗ этот пример следует воспринимать как указание на тенденцию к уменьшению светимости и числа NULX в системах с маломассивными компонентами  $M_2 \lesssim 3 M_{\odot}$ .

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 19-12-00229). Работа А.Г. Куранова и К.А. Постнова выполнена

при поддержке Научной школы МГУ им. М.В. Ломоносова “Физика звезд, релятивистских объектов и галактик”. Л.Р. Юнгельсон частично поддержан грантом РФФИ 19-07-01198. Авторы признательны Г.В. Липуновой за полезные дискуссии и рецензентам за замечания, позволившие улучшить представление результатов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бакетти и др. (M. Bachetti et al.), *Nature* **514**, 202 (2014).
2. Баско, Сюняев (M. Basko and R. Sunyaev), *MNRAS* **175**, 395 (1976).
3. Бельфиоре и др. (A. Belfiore et al.), *Nat. Astron.* **4**, 147 (2020).
4. Брайтмен и др. (M. Brightman et al.), *Nat. Astron.* **2**, 312 (2018).
5. Брайтмен и др. (M. Brightman et al.), *Astrophys. J.* **895**, 127 (2020).
6. Василопулос и др. (G. Vasilopoulos et al.), *MNRAS* **491**, 4949 (2020).
7. Веббинк (R.F. Webbink), *Astrophys. J.* **277**, 355 (1984).
8. Вайсберг и др. (I. Waisberg et al.), *Astron. Astrophys.* **623**, A47 (2019).
9. Викторovich и др. (G. Wiktorowicz et al.), *Astrophys. J.* **846**, 17 (2017).
10. Викторovich и др. (G. Wiktorowicz et al.), *Astrophys. J.* **875**, 53 (2019).
11. Джакоббо, Мапелли (N. Giacobbo and M. Mapelli), *MNRAS* **480**, 2011 (2018).
12. Голяш, Нельсон (J. Goliash and L. Nelson), *Astrophys. J.* **809**, 80 (2015).
13. Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. **43**, 513 (2017) [S.A. Grebenev, *Astron. Lett.* **43**, 464 (2017)].
14. Гризе и др. (F. Grisé et al.), *Astron. Astrophys.* **486**, 151 (2008).
15. де Коол (M. de Kool), *Astrophys. J.* **358**, 189 (1990).
16. Жан и др. (Y. Zhang et al.), *Astrophys. J.* **879**, 61 (2019).
17. Ирншоу и др. (H.P. Earnshaw et al.), *MNRAS* **483**, 5554 (2019).
18. Израэль и др. (G.L. Israel et al.), *MNRAS* **466**, L48 (2017a).
19. Израэль и др. (G.L. Israel et al.), *Science* **355**, 817 (2017b).
20. Карпано и др. (S. Carpano et al.), *MNRAS* **476**, L45 (2018).
21. Каули, Шмидке (A.P. Cowley and P.C. Schmidtke), *Astron. J.* **128**, 709 (2004).
22. Кеннеа и др. (J.-A. Kennea et al.), *Astronomer's Telegram* 10809 (2017).
23. Кинг (A.R. King), *MNRAS* **393**, L41 (2009).
24. Кинг и др. (A. King, J.-P. Lasota, and W. Kluzniak), *MNRAS* **68**, 59 (2017).
25. Кинг, Лясота (A. King and J.-P. Lasota), *MNRAS* **485**, 3588 (2019).
26. Ковлакас и др. (Kovlakas et al.), *MNRAS* **498**, 4790 (2020).

27. Колиопанос и др. (F. Koliopoulos et al.), *Astron. Astrophys.* **608**, A47 (2017).
28. Корбет и др. (R.H.D. Corbet et al.), *AAS/High Energy Astrophysics Division #7* (2003).
29. Лаверидж и др. (A.-J. Loveridge et al.), *Astrophys. J.* **743**, 49 (2011).
30. Липунов В.М., *Астрон. журн.* **59**, 87 (1982).
31. Липунов В.М., *Астрофизика нейтронных звезд* (М.: Наука, 1987).
32. Липунов В.М. и др., *Астрон. журн.* **86**, 985 (2009).
33. Липунова Г.В., *Письма в Астрон. журн.* **25**, 591 (1999) [G.V. Lipunova, *Astron. Lett.* **25**, 508 (1999)].
34. Лонг, ван Спейбрук (K.S. Long and L.P. van Speybroeck), *Accretion-Driven Stellar X-ray Sources* (Ed. W. H.G. Lewin and E. P.J. van den Heuvel, Cambridge, Cambridge Univer. Press, 1983), p. 119.
35. Машотски и др. (R. Mushotzky et al.), *Progr. Theoretical Phys. Suppl.* **155**, 27 (2004).
36. Мерчант и др. (P. Marchant et al.), *Astron. Astrophys.* **604**, A55 (2017).
37. Миддлтон и др. (M.J. Middleton et al.), *MNRAS* **486**, 2 (2019).
38. Минео и др. (S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev), *MNRAS* **419**, 2095 (2012).
39. Мисра и др. (D. Misra et al.) arXiv:2004.01205 (2020).
40. Миядзи и др. (S. Miyaji et al.), *PASJ* **32**, 303 (1980).
41. Мотч и др. (C. Motch et al.), *Nature* **514**, 198 (2014).
42. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **454**, 2539 (2015).
43. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **467**, 1202 (2017).
44. Муштуков и др. (A.A. Mushtukov et al.), *MNRAS* **486**, 2867 (2018).
45. Ословски и др. (S. Osłowski et al.), *MNRAS* **413**, 461 (2011).
46. Пакстон и др. (B. Paxton et al.), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
47. Постнов и др. (K.A. Postnov, A.G. Kuranov, and L.R. Yungelson), *IAU Symp.* **346**, 219 (2019).
48. Родригес Кастилло и др. (G.A. Rodríguez Castillo et al.), *Astrophys. J.* **895**, 60 (2020).
49. Сазонов, Хабибуллин (S.Y. Sazonov and I. Khabibullin), *MNRAS* **466**, 1019 (2017).
50. Сана и др. (H. Sana et al.), *Science* **337**, 444 (2012).
51. Сатьяпракаш и др. (R. Sathyaprakash et al.), *MNRAS* **488**, L35 (2019).
52. Соberman и др. (G.E. Soberman et al.), *Astron. Astrophys.* **327**, 620 (1997).
53. Сисс, Лебрейи (L. Siess and U. Lebreuilly), *Astron. Astrophys.* **614**, A99 (2018).
54. Тао и др. (L. Tao et al.), *ApJ*, **873**, 19 (2019).
55. Трудолюбков и др. (S.P. Trudolyubov et al.), *Astrophys. J.* **663**, 487 (2007).
56. Уолтон и др. (D.J. Walton et al.), *Astronomische Nachrichten* **332**, 354 (2011).
57. Уолтон и др. (D.J. Walton et al.), *Astrophys. J.* **856**, 128 (2018).
58. Финк и др. (J. Vink et al.), *Astron. Astrophys.* **369**, 574 (2001).
59. Финк (J. Vink), *Astron. Astrophys.* **607**, L8 (2017).
60. Фоше-Жигьер, Каспи (C.-A. Faucher-Giguère and V.M. Kaspi), *Astrophys. J.* **643**, 332 (2006).
61. Фрагос и др. (T. Fragos et al.), *Astrophys. J. Lett.* **802**, L5 (2015).
62. Харли и др. (J. Hurley et al.), *MNRAS* **329**, 897 (2002).
63. Хейда и др. (M. Heida et al.), *Astrophys. J. Lett.* **883**, L34 (2019).
64. Хоббс и др. (G. Hobbs et al.), *MNRAS* **360**, 974 (2005).
65. Ци и др. (Y. Qiu et al.), *Astrophys. J.* **877**, 57 (2019).
66. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov et al.), *MNRAS* **657**, 1101 (2016).
67. Цыганков и др. (S.S. Tsygankov et al.), *Astron. Astrophys.* **605**, A39 (2017).
68. Чандра и др. (Chandra et al.), *MNRAS*, **495**, 2664 (2020).
69. Чашкина и др. (A. Chashkina et al.), *MNRAS* **470**, 2799 (2017).
70. Чашкина и др. (A. Chashkina et al.), *Astron. Astrophys.* **626**, A18 (2019).
71. Чен и др. (H.-L. Chen et al.), *MNRAS* **445**, 1912 (2014).
72. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A. Belinski), *MNRAS* **479**, 4844 (2018).
73. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A. Belinski), *MNRAS* **485**, 2638 (2019).
74. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, S.V. Molokov, E.A. Antokhina, and A. Belinski), *New Astron. Rev.* **89**, 101542 (2020).
75. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **500**, 33 (1973).
76. Шао, Ли (Y. Shao and X.-D. Li), *Astrophys. J.* **802**, 131 (2015).
77. Эрдем, Отцюрк (A. Erdem and O. Öztürk), *MNRAS* **441**, 1166 (2014).
78. Ю, Джеффри (S. Yu and C.S. Jeffery), *Astron. Astrophys.* **521**, A85 (2010).