

УДК 524.387+524.354.355

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЧЕРНЫХ ДЫР В ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ ПО МАССАМ

© 2005 г. А. И. Богомазов<sup>1</sup>, М. К. Абубекеров<sup>2</sup>, В. М. Липунов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

Поступила в редакцию 20.01.2005 г.; принята в печать 17.02.2005 г.

Представлены результаты популяционного синтеза, выполненного на “Машине сценариев”. Получены спектры масс черных дыр в рентгеновских двойных системах до и после аккреции вещества оптического спутника в различных эволюционных сценариях. Результаты проведенных модельных расчетов сравниваются с наблюдательными данными. На основе наблюдательных данных произведена оценка доли массы предсверхновой, коллапсирующей в черную дыру. Модельно обоснована возможность образования маломассивных черных дыр ( $2-4 M_{\odot}$ ) в двойных системах с оптическим спутником. Показано, что число маломассивных черных дыр в Галактике достаточно для наблюдательного обнаружения. Согласно популяционному синтезу подавляющая часть маломассивных черных дыр образуется путем аккреционно-вынужденного коллапса нейтронных звезд. Доля маломассивных черных дыр в двойных системах, образовавшихся в результате аккреционно-вынужденного коллапса, в зависимости от эволюционного сценария составляет 2–15% от общего числа черных дыр в двойных звездных системах.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На сегодняшний день в нашей и ближайших галактиках открыто около тысячи источников рентгеновского излучения [1, 2]. Большинство из них являются тесными двойными системами (ТДС), в которых оптический компонент поставляет вещество на нейтронную звезду или черную дыру. Тем не менее к настоящему моменту получены оценки масс всего  $\sim 30$  нейтронных звезд и  $\sim 20$  черных дыр. К сожалению, полученного числа измерений недостаточно для надежных статистических выводов о характере распределения масс релятивистских объектов.

Так, по причине недостаточно большой статистики и точности оценок масс нейтронных звезд и черных дыр, до сих пор не выявлен спектр масс компактных объектов. Также в наблюдаемом распределении по массам нейтронных звезд и черных дыр обращает на себя внимание факт дефицита компактных объектов в интервале  $2-6 M_{\odot}$ . Этот провал особенно удивителен в свете новых данных о распределении масс СО-ядер звезд Вольфа–Райе в конце эволюции [3], которые лежат в широком интервале масс  $M_{\text{СО}} = (1-2)-(20-44) M_{\odot}$  и распределены непрерывно. Поскольку звезды Вольфа–Райе по современным представлениям [4–6] являются производителями релятивистских объектов, столь сильное различие в распределении конечных масс СО-ядер звезд Вольфа–Райе

и масс порождаемых ими релятивистских объектов требует объяснения. Поэтому с целью прогноза возможного значения масс черных дыр, а также вида спектра масс компактных объектов до и после аккреции вещества оптического спутника на “Ма-

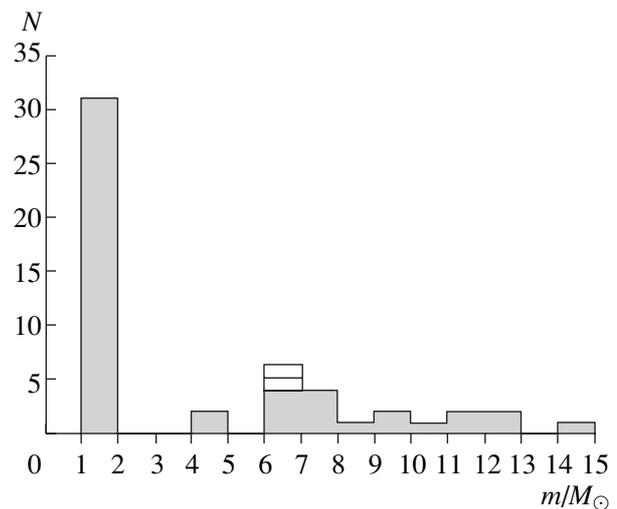


Рис. 1. Наблюдаемое распределение по массам компактных объектов. Светлые прямоугольники соответствуют массам черных дыр, определенным по эффекту микролинзирования [9].

**Таблица 1.** Массы черных дыр, входящих в тесные двойные системы

Название системы	$i$ , град.	$f(M)$ , $M_{\odot}$	$m_{BH}$ , $M_{\odot}$	$m_{opt}$ , $M_{\odot}$	Ссылки
Cyg X-1	31–44	$0.2580 \pm 0.0007$	$11.05 \pm 2.55$	$22.0 \pm 0.51$	[10]
LMC X-1	~63	$0.14 \pm 0.05$	$7 \pm 3$	$22 \pm 4$	[2, 11]
LMC X-3	$67 \pm 3$	$2.29 \pm 0.32$	5.94–9.17	3–8	[12–14]
SS 433	90	$7.7 \pm 1.1$	$11 \pm 5$	$19 \pm 7$	[15]
A0620-00	$40.75 \pm 3$	$2.72 \pm 0.06$	$11.0 \pm 1.9$	$0.68 \pm 0.18$	[16]
V404 Cyg	54–64	$5.819 \pm 0.003$	$10.65 \pm 1.95$	$0.64 \pm 0.12$	[17]
GRS 1124-683	$54 \pm 1.5$	$3.01 \pm 0.15$	$6.95 \pm 0.6$	$0.75 \pm 0.05$	[18, 19]
GRS 1915+105	$70 \pm 2$	$9.5 \pm 3.0$	$14 \pm 4$	$1.2 \pm 0.2$	[2, 11]
GS 2000+25	$64 \pm 1.3$	$5.01 \pm 0.12$	7.15–7.78	0.25–0.41	[11]
GRO J0422+32	$45 \pm 2$	$1.19 \pm 0.02$	$3.97 \pm 0.95$	$0.46 \pm 0.31$	[35]
GRO J1655-40	$70.2 \pm 1.9$	$2.73 \pm 0.09$	$6.3 \pm 0.5$	$2.4 \pm 0.4$	[20]
H 1705-250	$70 \pm 10$	$4.86 \pm 0.13$	4.9–7.9	$0.26 \pm 0.42$	[21, 22]
4U 1543-47	$20.7 \pm 1.5$	$0.25 \pm 0.01$	8.45–10.39	2.0–2.5	[11]
GRS 1009-45	~78	$3.17 \pm 0.12$	$4.4^{+0.34}_{-0.76}$	$0.6^{+0.05}_{-0.10}$	[34]
SAX J1819.3-25	$75 \pm 2$	$3.13 \pm 0.13$	6.82–7.42	2.35–3.34	[11]
XTE J1118+480	$81 \pm 2$	$6.1 \pm 0.3$	6.0–7.7	0.09–0.5	[23]
XTE J1550-564	67–77.4	$6.86 \pm 0.71$	$9.41^{+1.35}_{-1.05}$	<0.79	[24]
XTE J1859+226	–	$7.4 \pm 1.1$	7.6–12.0	–	[25]
GX 339-4	–	$5.8 \pm 0.5$	–	–	[26]
XTE 1650-500*	–	–	~8.2	–	[27]

\* Оценка массы выполнена по высокочастотным квазипериодическим осцилляциям в рентгеновском спектре.

шине сценариев” [7] был выполнен популяционный синтез.

Аккреция на нейтронные звезды и оценки массы аккумулируемого вещества на их поверхности уже подробно разобраны в работе [8]. Поэтому целью данной статьи являются модельные исследования спектра масс черных дыр в двойных системах с оптическим спутником (BH + opt).

## 2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Как отмечено выше, на данный момент измерены массы более чем 30 нейтронных звезд и выполнены оценки масс около 20 черных дыр. Распределение релятивистских объектов по массам представлено на рис. 1. Значения масс черных дыр содержатся в табл. 1–2. Значения масс нейтронных звезд, представленных на рис. 1, уже имеются в нашей работе [8] и поэтому в данной статье не приводятся.

Как видно из рис. 1, распределение носит бимодальный характер [3, 28, 29]. Массы нейтронных звезд заключены в узком интервале со средним значением  $1.35 \pm 0.15 M_{\odot}$ . Массы черных дыр лежат в сравнительно широком диапазоне:  $m_{BH} = 4–15 M_{\odot}$ . Среднее значение массы черных дыр составляет  $6.64 \pm 0.77 M_{\odot}$ .

В интервале масс 2–4  $M_{\odot}$  не обнаружено кандидатов в черные дыры. В указанный интервал попадают лишь центральные значения масс компактных объектов двойных систем Vela X-1, 4U 1700–37 и J0751+1807. В перечисленных системах компактные объекты являются нейтрон-

**Таблица 2.** Массы черных дыр, измеренные на основе эффекта гравитационного микролинзирования

Название системы	$m_{BH}$ , $M_{\odot}$	Ссылки
MACHO-96-BLG-5	$6^{+10}_{-3}$	[9]
MACHO-98-BLG-6	$6^{+7}_{-3}$	[9]

ными звездами с массой, близкой к  $\sim 2 M_{\odot}$ . Как показали недавние исследования [30–32], оценки масс компактных объектов в двойных Vela X-1, 4U 1700–37 и J0751+1807 недостаточно надежны для однозначного утверждения о наличии в них массивных нейтронных звезд ( $m_{NS} > 1.8 M_{\odot}$ ). Поэтому на рис. 1 значения масс нейтронных звезд двойных Vela X-1, 4U 1700–37 и J0751+1807 помещены в интервал  $1-2 M_{\odot}$ . Анализ метода оценок масс нейтронных звезд в двойных системах Vela X-1, 4U 1700–37, J0751+1807 и полученных на их основе результатов подробно рассмотрен в работе [33].

В интервале масс  $4-6 M_{\odot}$  (рис. 1) находятся центральные значения масс компактных объектов рентгеновских двойных систем GRS 1009-45 и GRO J0422+32. Релятивистские объекты данных двойных систем являются кандидатами в маломассивные черные дыры. Согласно работе [34], масса черной дыры в системе GRS 1009-45 составляет  $4.4^{+0.34}_{-0.76} M_{\odot}$ . Масса черной дыры в системе GRO J0422+32 равна  $3.97 \pm 0.95 M_{\odot}$  [35]. Следует сказать, что оценка массы черной дыры в двойной системе GRO J0422+32 неоднозначна. Например, согласно данным работы [36], масса черной дыры в этой системе превышает  $9 M_{\odot}$ . В нашей работе мы опираемся на более свежие результаты и придерживаемся оценки массы черной дыры в системе GRO J0422+32, полученной в работе [35].

Центральные значения масс остальных кандидатов в черные дыры превышает  $6 M_{\odot}$  (табл. 1). Распределение по массам кандидатов черные дыры в случае  $m_{BH} \geq 6 M_{\odot}$  имеет слабо выраженный пик в интервале  $6-8 M_{\odot}$  и равномерный “хвост”, продолжающийся до  $14 M_{\odot}$ .

Отметим, что в работе рассматривались преимущественно оценки масс компактных объектов, полученные динамическим способом (т.е. по наблюдаемой кривой лучевых скоростей оптического спутника), как наиболее точные и надежные. Оценки масс кандидатов в черные дыры MACHO-96-BLG-5 и MACHO-98-BLG-6, полученные по эффекту микролинзирования, приведены в табл. 2. Вследствие недостаточно высокой точности, оценки масс объектов MACHO-96-BLG-5 и MACHO-98-BLG-6 на рис. 1 выделены белым цветом.

По причине малой статистики форму спектра наблюдаемых значений масс черных дыр выявить невозможно (рис. 1). Тем не менее, опираясь на уже имеющиеся оценки масс черных дыр, можно установить отношение числа маломассивных черных дыр к числу массивных черных дыр для двойных звездных систем:

$$R = N(m_{BH} \leq m_{BH}^{min}) / N(m_{BH} > m_{BH}^{min}). \quad (1)$$

Значение параметра  $m_{BH}^{min}$  на основе значений масс, содержащихся в табл. 1, принято равным  $\sim 4 M_{\odot}$ . Соответственно, черные дыры, обладающие массой менее  $\sim 4 M_{\odot}$ , полагались маломассивными, а черные дыры, значение массы которых превышало  $\sim 4 M_{\odot}$ , полагались массивными. Исходя из наблюдаемых оценок масс черных дыр, представленных в табл. 1, отношение числа маломассивных черных дыр к массивным в двойных системах  $R_{obs} \lesssim 1/10$ . Параметр  $R$  выступал критерием проверки адекватности моделей наблюдаемой статистики масс черных дыр в ТДС.

Следующим критерием правдоподобия модели являлось присутствие как минимум одной рентгеновской двойной системы типа Cyg X-1 на Галактику ( $\sim 10^{11}$  звезд) в моделируемой статистике. Мы полагали, вслед за авторами работы [37], что двойная система Cyg X-1 не является статистическим выбросом и общее число таких систем в Галактике может достигать нескольких штук. В этом нас убеждает существование аналогичных кандидатов в Большом Магеллановом облаке: LMC X-1 и LMC X-3. В модельных расчетах за систему Cyg X-1 принималась двойная система, состоящая из массивной оптической звезды ( $m_{opt} \geq 10 M_{\odot}$ ), близкой к заполнению своей полости Роша, и массивной черной дыры ( $m_{BH} > 4 M_{\odot}$ ), аккрецирующей из диска (более подробно см. работу [38]).

Последним важным условием, предъявляемым к результатам популяционного синтеза, являлось “отсутствие” двойных систем BH + PSR (радиопульсара в паре черной дырой). Для того, чтобы исключить влияние эффектов наблюдательной селекции, в ходе модельных расчетов нами использовалось отношение числа двойных систем BH + PSR, возникающих в ходе популяционного синтеза, к числу всех радиопульсаров  $N(BH + PSR) / N(PSR)$ . Согласно имеющимся наблюдательным данным, среди обнаруженных  $\sim 1500$  радиопульсаров отсутствуют радиопульсары в паре черной дырой. Поэтому отношение, получаемое в ходе популяционного синтеза  $N(BH + PSR) / N(PSR)$ , не должно превышать величины  $1/1500$  на Галактику.

Вышеперечисленные критерии, основанные на фактах наблюдений, позволили заранее ограничить модельные параметры звездной эволюции, закладываемые в “Машину сценариев”.

### 3. ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ

#### Общее описание моделей

С целью прогноза возможного значения вида спектра масс черных дыр до и после аккреции

вещества оптического спутника на “Машине сценариев” [7] был проведен популяционный синтез  $10^6$  двойных систем в различных эволюционных сценариях. Популяционный синтез выполнен в предположении начального распределения масс компонентов по функции Солпитера:

$$f(m) = m^{-2.35}. \quad (2)$$

Начальные массы компонентов двойной системы варьировались в диапазоне от  $10 M_{\odot}$  до  $120 M_{\odot}$ . Популяционный синтез проведен для двух видов функции начального распределения отношения масс компонентов двойной системы  $f(q) = q^{\alpha_q}$ : равновероятного ( $\alpha_q = 0$ ) и квадратичного ( $\alpha_q = 2$ ). Коэффициентом отношения масс компонентов двойной системы  $q = m_2/m_1$ , принято отношение значения массы вторичного компонента  $m_2$  к значению массы главного компонента  $m_1$  двойной системы ( $m_1 > m_2$ ). В качестве функции распределения начального расстояния между компонентами двойной звездной системы  $f(a)$  использовалась функция

$$f(a) = 1/a \quad (3)$$

(более подробно см. работу [39]). Начальное значение большой полуоси двойной системы  $a$  могло принимать любые значения из диапазона  $(10-10^6) R_{\odot}$ .

В процессе расчетов отбору подлежали только черные дыры с оптическими компаньонами (BH + opt). Из многообразия параметров образовавшихся двойных систем BH + opt нас интересовали массы черных дыр  $m_{BH}$  и времена жизни таких двойных звезд. Поскольку черные дыры в процессе эволюции неизбежно проходили стадию аккреции, то нами рассмотрены спектры масс черных дыр в двойных системах (BH + opt) до и после процесса аккреции.

В наших модельных расчетах полагалось, что скорость анизотропного толчка  $v$  образовавшейся черной дыры при взрыве сверхновой, подчиняется максвеллоподобному распределению:

$$f(v) \sim \frac{v^2}{v_0^2} e^{-\frac{v^2}{v_0^2}}, \quad (4)$$

а направление толчка равновероятно. Однако величина характерной скорости  $v_0$ , приобретаемой остатком во время взрыва сверхновой, является одним из критических и недостаточно исследованных параметров. Следует сказать, что результаты популяционного синтеза сильно чувствительны к величине параметра  $v_0$ . Так резкое увеличение значения  $v_0$  приводит к резкому уменьшению числа систем, содержащих релятивистский компаньон.

Значение характерной скорости  $v_0$  для нейтронных звезд составляет 100–180 км/с [40]. Однако характерная величина скорости  $v_0$ , приобретаемая образовавшейся в ходе коллапса черной дырой, на настоящий момент неизвестна.

Принимая за характерную величину скорости анизотропного толчка нейтронной звезды  $v_0 = 180$  км/с [40] и полагая, что абсолютная величина скорости, приобретаемой черной дырой в ходе коллапса, зависит от доли массы сброшенной предсверхновой, величина параметра  $v_0$  для случая образования черных дыр определялась нами выражением

$$v_0 = 180 \frac{m_{preSN} - m_{BH}}{m_{BH}} \text{ км/с}, \quad (5)$$

где  $m_{preSN}$  — масса предсверхновой,  $m_{BH}$  — масса образовавшейся черной дыры.

Темп потери массы оптической звездой в ходе ее эволюции  $\dot{m}$  на сегодняшний день также является одним из самых малоизученных параметров. В связи с этим наши модельные расчеты проведены для трех сценариев темпа потери массы  $\dot{m}$  звездой в ходе эволюции; сценарии условно названы А, В и С. Отдельно проведен расчет для так называемой модели звездной эволюции Вусли [41, 42]. Сценарий, основанный на модели звездной эволюции Вусли, в дальнейшем в работе именуется сценарием W.

### Сценарий эволюции А

Темп потери массы  $\dot{m}$  на стадии главной последовательности (ГП) описывается классической формулой де Ягера [43]:

$$\dot{m} \sim L/V_{\infty}, \quad (6)$$

где  $L$  — светимость звезды,  $V_{\infty}$  — скорость ее ветра на бесконечности.

Для гигантов мы выбирали максимум между (6) и результатом, полученным Ламерсом [44]:

$$\dot{m} \sim L^{1.42} R^{0.61} / m^{0.99}, \quad (7)$$

где  $R$  — радиус звезды,  $m$  — ее масса.

Для стадии красного сверхгиганта мы выбирали максимум между (6) и ветром, описанным Кудритски и Реймерсом [45]:

$$\dot{m} \sim LR/m, \quad (8)$$

Изменение массы  $\Delta m$  в модели с ветром типа А в течение одной стадии не превышает величины  $0.1(m - m_{core})$ , где  $m$  — масса звезды в начале стадии,  $m_{core}$  — масса ядра этой звезды. Потерю

массы на стадии звезды Вольфа–Райе мы параметризовали как  $0.1 m_{WR}$ , здесь  $m_{WR}$  — максимальная масса звезды на стадии звезды Вольфа–Райе. Для вычислений параметров ветра типа А мы использовали массы ядер звезд, полученные в работах [46–48].

Таким образом, в сценарии А максимальные потери массы звездой не превышали 30% от ее начальной массы  $m_{opt}$ .

### Сценарий эволюции В

В сценарии В использованы вычисления эволюции одиночных звезд, выполненные в работе [49]. Согласно этим расчетам, массивная звезда посредством звездного ветра на стадиях ГП, сверхгиганта и звезды Вольфа–Райе теряет до  $\sim 90\%$  своей начальной массы. Таким образом, в эволюционном сценарии В масса предсверхновой составляла

$$m_{core} = \begin{cases} 1.62m_{opt}^{0.83} & \text{на стадии ГП,} \\ 10^{-3.051+4.21 \lg m_{opt}-0.93(\lg m_{opt})^2} & \text{на стадии сверхгиганта,} \\ 0.83m_{WR}^{0.36} & \text{на стадии звезды Вольфа–Райе при } m_{WR} < 2.5 M_{\odot}, \\ 1.3 + 0.65(m_{WR} - 2.4) & \text{на стадии звезды Вольфа–Райе при } m_{WR} > 2.5 M_{\odot}, \\ m_{core} = 3.03m_{opt}^{0.342} & \text{на стадии звезды Вольфа–Райе при } m_{max}^{opt} > 2.5 M_{\odot}. \end{cases} \quad (10)$$

Эволюционный сценарий С — сценарий с умеренной потерей массы. Темп истечения звезды в сценарии С полагался меньшим, чем в сценарии В, но большим в сравнении со сценарием А. Так, звезда с начальной массой  $m_{opt} > 15 M_{\odot}$  в сценарии С на стадиях ГП, гиганта, сверхгиганта способна потерять до  $\sim 30\%$  своей начальной массы. Расчет потери массы менее массивных звезд  $m_{opt} < 15 M_{\odot}$  выполнен в рамках сценария А. Следует отметить, что сценарий С характеризуется высоким темпом истечения вещества на стадии звезды Вольфа–Райе. В данном сценарии звезда Вольфа–Райе способна потерять до  $\sim 50\%$  своей начальной массы.

### Сценарий эволюции W

Сценарий звездной эволюции W основан на диаграмме эволюции звезд разных масс из работы Вусли и др. [41, рис. 16]. Данная диаграмма представляет собой соотношение между массой релятивистского остатка и начальной массы звезды. Популяционный синтез в рамках данной схемы

$\sim 8-10 M_{\odot}$ , практически независимо от начальной массы родительской звезды.

### Сценарий эволюции С

В сценарии С учет темпа потери массы звездой на ГП, стадии сверхгиганта и звезды Вольфа–Райе основан на выводах работы Ванбеверена [50]. В этой работе наиболее точно воспроизведены наблюдаемое распределение звезд Вольфа–Райе в Галактике и истечение вещества в звездном ветре у массивных звезд. Вычисления проводились с использованием соотношения

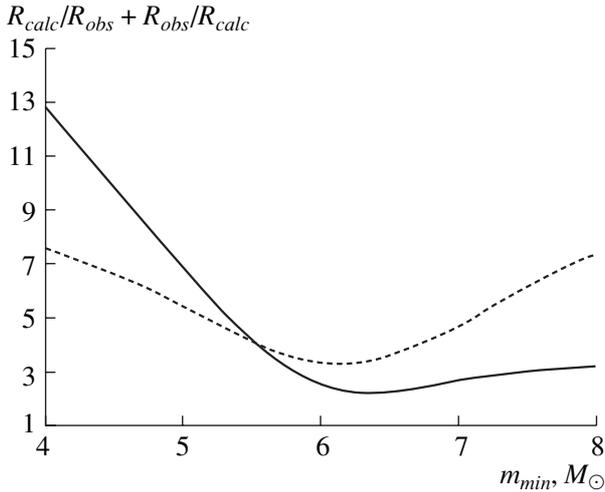
$$\Delta m = (m - m_{core}), \quad (9)$$

где масса ядра звезды  $m_{core}$  определяется следующим образом:

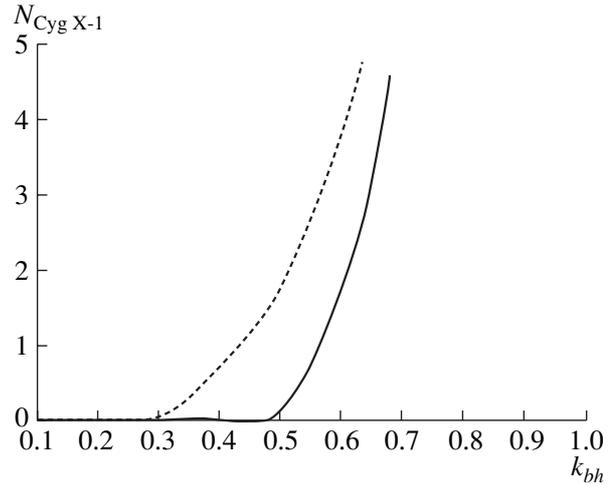
эволюции звезд выполнен в двух моделях звездного ветра, условно названных Wb и Wc. Вычисление темпа потери массы в модели Wb произведено в рамках сценария С. Вычисление темпа потери массы в модели Wc произведено в рамках сценария С. Используемые модели темпа потери массы звездой в рамках диаграммы эволюции звезд разных масс [41, рис. 16] достаточно правомочны на основании того, что расчет диаграммы эволюции звезд в работе Вусли и др. [41] выполнен с использованием численных выражений темпа потери масс из работ [49–51], также положенных в основу сценариев популяционного синтеза В и С соответственно (более подробно см. работу [7]).

## 4. МИНИМАЛЬНАЯ МАССА ЧЕРНОЙ ДЫРЫ

Одним из важных параметров популяционного синтеза является минимальное значение массы черной дыры  $m_{min}$ , образующейся при взрыве сверхновой. Поскольку величина  $m_{min}$  точно неизвестна, то популяционный синтез проведен



**Рис. 2.** Поведение величины  $R_{calc}/R_{obs} + R_{obs}/R_{calc}$  в зависимости от значения параметра  $m_{min}$  (более подробно см. текст) в эволюционном сценарии А (сплошная линия) и С (штриховая линия) при значении параметра  $k_{BH} = 0.5$ .



**Рис. 3.** Зависимость числа систем типа Cyg X-1 в Галактике от параметра  $k_{BH} = 0.5$  в модели А при  $\alpha_q = 0$  (штриховая линия) и в модели С при  $\alpha_q = 2$  (сплошная линия).

для нескольких значений из интервала  $2.5-10 M_{\odot}$ . В ходе этих модельных расчетов было установлено, что максимум спектра масс черных дыр приходится на значение параметра  $m_{min}$ . Из наблюдательной статистики (табл. 1 и рис. 1) видно, что максимум спектра масс черных дыр приходится на значения  $6-8 M_{\odot}$ , т.е. значение параметра  $m_{min}$  должно быть близко  $7 M_{\odot}$ .

Дополнительным подтверждением близости значения параметра  $m_{min}$  к  $7 M_{\odot}$  являются результаты специального модельного расчета. В ходе расчета для каждого значения  $m_{min} = 2, 3, 4, \dots, 10 M_{\odot}$  вычислялся параметр  $R_{calc}$  (отношение числа маломассивных черных дыр к числу массивных; см. формулу (1)). Расчет был проведен в эволюционных сценариях А и С в предположение перехода половины массы предсверхновой  $m_{preSN}$  в массу черной дыры  $m_{BH}$ . На рис. 2а и рис. 2б представлено поведение величины  $R_{calc}/R_{obs} + R_{obs}/R_{calc}$  в зависимости от значения параметра  $m_{min}$  в эволюционном сценарии А и С, соответственно. Напомним, что наблюдаемое отношение маломассивных черных дыр к массивным  $R_{obs}$  было принято равным  $1/10$  (табл. 1). Видно, что в обоих случаях (рис. 2а, 2б) минимум связанной с отношением  $R_{calc}/R_{obs}$  величины  $R_{calc}/R_{obs} + R_{obs}/R_{calc}$  приходится на значение  $m_{min} \simeq 6-6.5 M_{\odot}$ .

Принимая во внимание вышесказанное, в дальнейших модельных расчетах минимальное значение массы черной дыры  $m_{min}$ , образующейся в результате взрыва сверхновой, полагалось

равным  $7 M_{\odot}$ . Это не исключало возможность образования черных дыр с массой меньше  $7 M_{\odot}$ . Так, во всех эволюционных сценариях (А, В, С и W) полагалась возможность аккреционно-индуцированного коллапса нейтронной звезды в черную дыру при достижении предела Опенгеймера–Волкова  $m_{OV}$ , значение которого в работе принято равным  $2 M_{\odot}$ .

### 5. РАСЧЕТ ДОЛИ МАССЫ ПРЕДСВЕРХНОВОЙ, УХОДЯЩЕЙ ПОД ГОРИЗОНТ СОБЫТИЙ В ПРОЦЕССЕ КОЛЛАПСА

Важным параметром, входящим в алгоритм популяционного синтеза, является доля массы предсверхновой  $m_{preSN}$  переходящая в черную дыру с массой  $m_{BH}$  в процессе коллапса. В эволюционных сценариях А, В и С масса черной дыры  $m_{BH}$ , образовавшейся в результате взрыва предсверхновой с массой  $m_{preSN}$ , вычислялась по формуле

$$m_{BH} = k_{BH} m_{preSN}, \tag{11}$$

в которой постоянный коэффициент  $k_{BH}$  является долей массы предсверхновой, уходящей под горизонт событий в процессе коллапса. В эволюционном сценарии W коэффициент  $k_{BH}$  являлся переменной величиной. Значение коэффициента в эволюционном сценарии W было получено на основе зависимости между массой компактного остатка и начальной массы оптической звезды [41, рис. 16].

Поиск значения коэффициента  $k_{BH}$  в эволюционных сценариях А, В и С произведен методом перебора. Для каждого значения коэффициента  $k_{BH}$

Таблица 3. Значения наблюдательных параметров популяционного синтеза в сценариях эволюции А, С и W

Наблюдательный параметр	Наблюдения*	А	С	Wc
Число систем типа Cyg X-1 в Галактике	1	$\approx 1$	$\approx 1$	$\approx 1$
$\frac{N(\text{BH} + \text{PSR})}{N(\text{PSR})}$	$< \frac{1}{1500}$	$\approx \frac{1}{1500}$	$\approx \frac{1.3}{1500}$	$\approx \frac{1.5}{1500}$
$R = \frac{N(m_{\text{BH}} < 4.0M_{\odot})}{N(m_{\text{BH}} \geq 4.0M_{\odot})}$	$\sim 0.1$	$\approx 0.15$	$\approx 0.03$	$\approx 0.03$

\* Подробнее см. текст.

из диапазона 0.1 до 1.0 с шагом 0.1 произведен популяционный синтез. Остальные параметры популяционного синтеза в ходе данного расчета оставались фиксированными. В ходе вариации коэффициента  $k_{\text{BH}}$  мы следили за количеством двойных систем типа Cyg X-1, возникающих в Галактике в процессе популяционного синтеза. Результат пред-

ставлен на рис. 3. Вслед за авторами работ [37, 38] мы полагали, что двойные системы типа Cyg X-1 не являются статистическим выбросом и присутствуют в Галактике постоянно. Мы предполагаем, что одновременно в Галактике должно находиться около одной системы типа Cyg X-1. На этом основании в эволюционном сценарии А значение коэффициента  $k_{\text{BH}}$  составило 0.43 (рис. 3), а в сценарии С значение  $k_{\text{BH}}$  получилось равным 0.57 (рис. 3). В эволюционном сценарии В двойных систем типа Cyg X-1 не возникало ни при каком значении коэффициента  $k_{\text{BH}}$  из диапазона 0.1–1.0. На этом основании эволюционный сценарий В был отброшен как нереалистичный. Дальнейший популяционный синтез выполнен в сценариях А, С и W.

## 6. СПЕКТРЫ МАСС ЧЕРНЫХ ДЫР В МОДЕЛИ А

В каждом из сценариев был проведен популяционный синтез  $10^6$  двойных систем. Популяционный синтез в моделях А и С выполнен в предположении плоского распределения начальных масс компонентов двойной звездной системы с  $\alpha_q = 0$ . Гипотеза квадратичного распределения начального отношения масс компонентов с  $\alpha_q = 2$  не удовлетворяла наблюдательным критериям.

Полученный в модели А спектр начальных масс черных дыр представлен на рис. 4а. Начальный спектр масс черных дыр обладает ярко выраженной бимодальной формой. Массы подавляющей части черных дыр сосредоточены в интервале 7–12  $M_{\odot}$ . Также обращает внимание присутствие в спектре масс маломассивных черных дыр  $m_{\text{BH}} = 2\text{--}3 M_{\odot}$ . Данные маломассивные черные дыры являются продуктом коллапса нейтронных звезд по достижении предела Опенгеймера–Волкова [8].

Следует отметить, что подавляющее большинство черных дыр ( $\sim 99.99\%$  от общего числа) в процессе аккреции вещества с оптического спутника не увеличивают свою массу в ходе эволюции двойной системы. Лишь незначительное число черных дыр ( $\sim 0.01\%$  от общего числа) в процессе аккреции

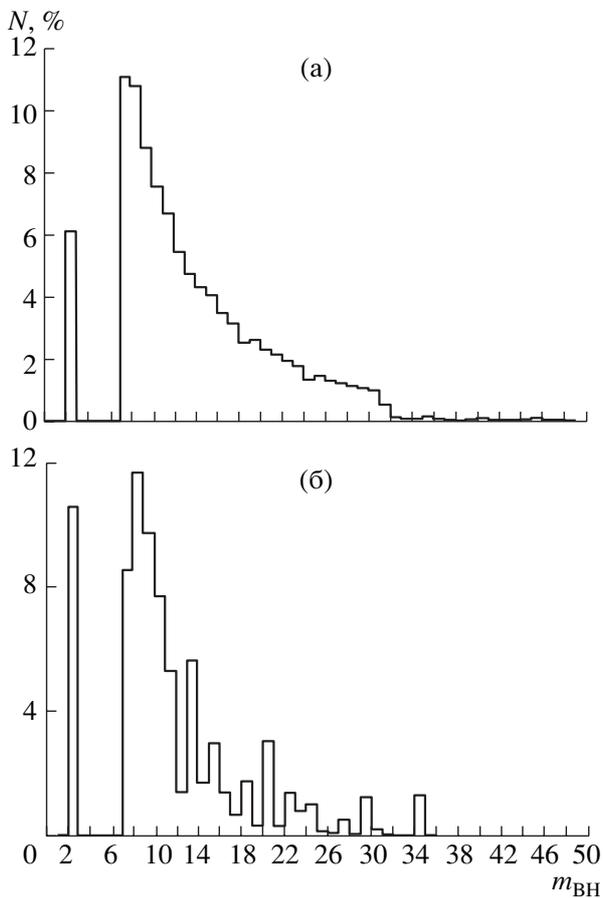


Рис. 4. (а) — Модельный начальный спектр масс черных дыр в двойных звездных системах ВН + орт, полученный в эволюционном сценарии А при  $\alpha_q = 0$  и  $k_{\text{BH}} = 0.43$  (более подробно см. текст). (б) — Тот же спектр масс черных дыр с учетом наблюдательной селекции за время жизни оптического спутника.

увеличивают свою массу на  $\Delta m \simeq 1 M_{\odot}$ . Поэтому спектр масс черных дыр после аккреции, в модели А имеет такую же форму, что и до начала аккреции, и в данной работе не приводится. На рис. 4б приведен спектр масс черных дыр на конечный момент стадии эволюции оптического компонента с учетом селекции за время жизни двойной на стадии ВН + орт. Учет наблюдательной селекции за время жизни двойной на стадии ВН + орт выполнен по формуле:

$$N(m_k) = \sum_{j=0}^{n_k} t_j / \sum_{i=0}^N t_i, \quad (12)$$

в которой  $N(m_k)$  — количество черных дыр с массой в интервале  $m_k + dm_k$  (где  $m_k = 1, 2, 3, 4 \dots M_{\odot}$ , а  $dm_k = 1 M_{\odot}$ ),  $n_k$  — количество черных дыр в интервале с массой  $m_k$ ,  $t_j$  — время жизни двойной системы с черной дыры с массой в интервале  $m_k + dm_k$ ,  $N$  — общее число моделируемых треков ( $N = 10^6$ ),  $t_i$  — время жизни двойной системы с черной дырой. Видно, что после учета эффекта селекции за время существования двойной на стадии ВН + орт, бимодальность формы спектра масс черных дыр обрисовалась еще ярче (рис. 4). Таким образом, согласно популяционному синтезу в модели А, значения масс подавляющего большинства наблюдаемых черных дыр должны быть заключены в интервале 8–15  $M_{\odot}$ . Но также следует особо отметить, что модельные расчеты подтверждают возможность образования в двойных системах маломассивных черных дыр с  $m_{ВН} = 2-4 M_{\odot}$ . Причем число двойных систем с маломассивными черными дырами достаточно велико: на  $\sim 7$  двойных систем с массивной черной дырой ( $m_{ВН} > 4 M_{\odot}$ ) должна приходиться одна маломассивная черная дыра ( $m_{ВН} \leq 4 M_{\odot}$ ). Маломассивные черные дыры в сценарии А возникают исключительно путем аккреционно вынужденного коллапса и составляют  $\sim 15\%$  от общего числа черных дыр в двойных системах. Численные критерии согласия модели А с наблюдательными данными представлены в табл. 3.

### 7. СПЕКТРЫ МАСС ЧЕРНЫХ ДЫР В МОДЕЛИ С

Напомним, что значение коэффициента  $k_{ВН}$  в эволюционном сценарии С принято равным 0.57. Минимальное значение массы черной дыры полагалось равным 7  $M_{\odot}$ . Форма начального спектра масс черных дыр представлена на рис. 5а. Форма спектра масс, в отличие от предыдущего сценария эволюции А, имеет три “пика” (рис. 5а). Черные дыры, лежащие в интервале 2–4  $M_{\odot}$ , образовались

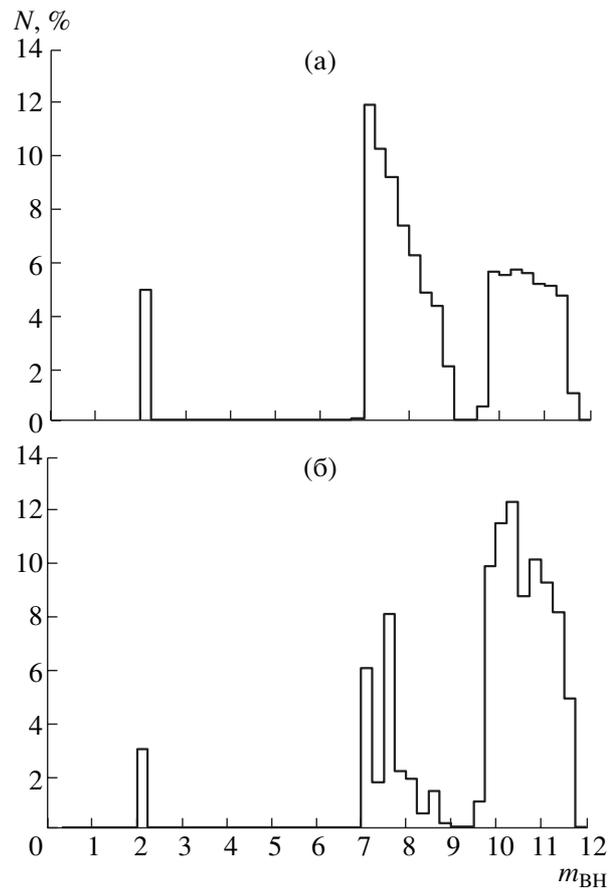
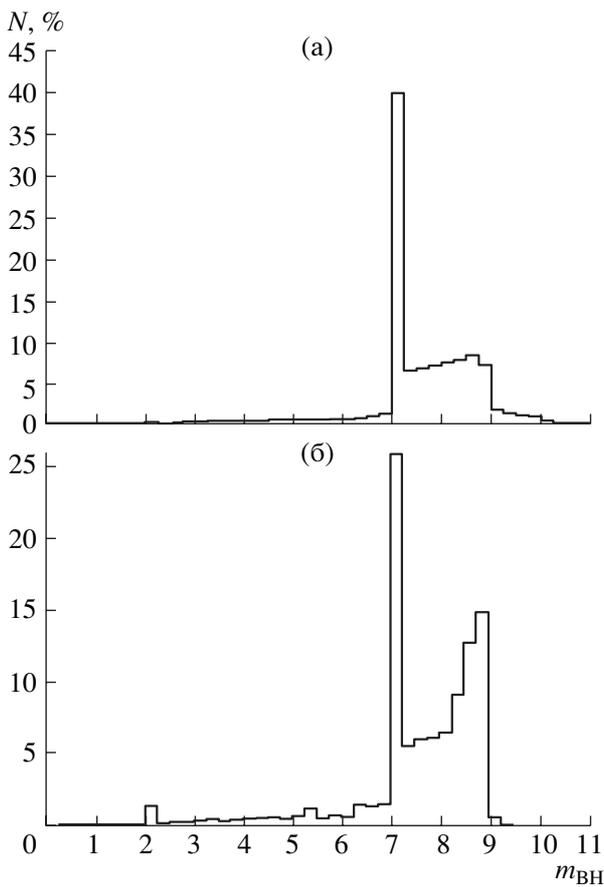


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для сценария С при  $\alpha_q = 0$  и  $k_{ВН} = 0.57$ .

исключительно вследствие аккреционно индуцированного коллапса нейтронных звезд. В отличие от сценария А, в сценарии С доля маломассивных черных дыр составляет  $\sim 5\%$  от общего образовавшихся черных дыр в двойных системах.

Из рис. 5а видно, что в сценарии С на момент образования двойной системы ВН + орт большинство черных дыр ( $\sim 54.5\%$ ) обладают массами 7–9  $M_{\odot}$ . Черные дыры, обладающие массами 7–9  $M_{\odot}$ , объединяет эволюционный путь — все они образовались из звезд Вольфа–Райе. Черные дыры с массами 10–12  $M_{\odot}$  составляют  $\sim 40.5\%$  от общего числа черных дыр (рис. 5а). Черные дыры с массами 10–12  $M_{\odot}$  образовались посредством коллапса из предсверхновой, минуя стадию звезды Вольфа–Райе.

По причине высокой потери массы звезды на стадиях ГП, сверхгиганта и стадии звезды Вольфа–Райе (до 50% начальной массы) в сценарии С не образуется массивных черных дыр. Так, максимальная масса черных дыр в данном сценарии достигает 12  $M_{\odot}$  (рис. 5).



**Рис. 6.** То же, что на рис. 4, для сценария Wc при  $\alpha_q = 2$  и параметре  $k_{BH}$ , зависящем от начальной массы звезды.

Как и в сценарии A, лишь  $\sim 0.01\%$  черных дыр за время эволюции двойной увеличивают свою массу на  $\Delta M \simeq 1 M_\odot$ . Масса подавляющего числа черных дыр  $\sim 99.99\%$  остаются прежней или увеличивается на  $\Delta m \simeq 0.01 M_\odot$  вследствие аккреции. По этой причине спектр масс черных дыр после аккреции не приводится. На рис. 5б представлен спектр масс черных дыр на конечный момент стадии эволюции оптического компонента с учетом селекции за время жизни двойной на стадии  $VH + opt$ . Селекция за время жизни двойной системы  $VH + opt$  осуществлена по формуле (12) при величине  $dm_k = 0.25 M_\odot$ .

Наблюдательная селекция за время жизни двойной на стадии  $VH + opt$  заметно повлияла на начальную картину распределения черных дыр по массам (рис. 5а, 5б). Согласно эволюционному сценарию C на небе не должно наблюдаться черных дыр с массой, превосходящей  $12 M_\odot$ . Значительная доля черных дыр ( $\sim 76\%$ ) должна обладать массой  $\sim 10\text{--}12 M_\odot$ . Число черных дыр

в интервале масс  $\sim 7\text{--}9 M_\odot$  составляет  $\sim 21\%$  от общего числа наблюдаемых черных дыр. Следует отметить, что в “наблюдаемом” распределении черных дыр в эволюционном сценарии C присутствуют маломассивные черные дыры ( $\sim 3\%$  от общего числа черных дыр). Общее же отношение числа маломассивных черных дыр к массивным составило  $R \simeq 0.03$ . Численные критерии согласия результатов популяционного синтеза в модели C с наблюдательными данными содержатся в табл. 3.

## 8. СПЕКТРЫ МАСС ЧЕРНЫХ ДЫР В МОДЕЛИ W

Сценарий Wb не удовлетворял предъявляемым наблюдательным критериям. В рамках эволюционного сценария Wb не возникало систем типа Cyg X-1 в Галактике ( $10^{11}$  звезд), на основании чего сценарий был признан нереалистичным и далее в работе не рассматривался. Сценарий Wc достаточно хорошо согласовывался с предъявляемыми наблюдательными критериями (табл. 3) и поэтому популяционный синтез выполнен в нем.

Как уже сказано выше, в основу эволюционного сценария Wc положена зависимость между массой оптической звезды  $m_{opt}$  и массой компактного остатка из работы [41] и темпа потери массы звезд в сценарии C. Максимально возможное значение черной дыры в модели Вусли [41, рис. 16] не превышало  $\sim 11 M_\odot$ . В модели Вусли полагалось, что черная дыра образуется из звезд с начальными массами, превышающими  $20.7 M_\odot$ . Начальное распределение масс компонентов двойной системы полагалось квадратичным:  $\alpha_q = 2$ . Гипотеза плоского распределения начальных масс двойной ( $\alpha_q = 0$ ) отвергалась по наблюдательным критериям: количество двойных систем типа Cyg X-1 заметно превышало одну систему на Галактику.

Начальный спектр масс черных дыр, полученный в эволюционном сценарии Wc, представлен на рис. 6а. Масса  $\sim 10\%$  образовавшихся черных дыр заключена в интервале  $2\text{--}7 M_\odot$ , около  $45\%$  имеют массу  $7.1\text{--}7.5 M_\odot$ . Число черных дыр с массами, превышающими  $7.5 M_\odot$ , составляет также  $\sim 45\%$ .

Пик гистограммы, приходящейся на  $\sim 7 M_\odot$ , объясняется характером зависимости между массой оптической звезды  $m_{opt}$  и образующейся из нее черной дыры  $m_{BH}$  [41, рис. 16]. Из звезд с массами  $20.7\text{--}27 M_\odot$  образовывались маломассивные черные дыры с  $m_{BH} \simeq 2\text{--}6 M_\odot$ . По причине малой массы образующейся черной дыры и значительной потери массы в результате взрыва сверхновой, подавляющее большинство двойных систем после коллапса не могли сохранить свою двойственность. Этим объясняется дефицит черных дыр в интервале  $m_{BH} \simeq 2\text{--}6 M_\odot$ .

Согласно схеме эволюции из работы [41] оптические звезды с массами  $27-84 M_{\odot}$  являются прародителями черных с массами  $\sim 7 M_{\odot}$ . Этой особенностью эволюционной схемы является пик на начальном спектре масс распределения в модели W (рис. 6а). Черные дыры с массами  $m_{BH} > 7.5 M_{\odot}$  образуются из оптических звезд, начальные массы которых превосходили  $\sim 84 M_{\odot}$ . Спектр масс после аккреции в модели W не приводится, так как он с высокой точностью совпадает с начальным спектром масс.

На рис. 6б представлен спектр масс черных дыр с учетом эффекта наблюдательной селекции за время существования двойной BH + opt. Учет наблюдательной селекции выполнен по формуле (12) при значении параметра  $dm_k = 0.25 M_{\odot}$ . Видно, что учет эффектов селекции заметно повлиял на распределение черных дыр по массам. Заметно выделилась группа маломассивных черных дыр ( $m_{BH} < 4 M_{\odot}$ ) в двойных системах BH + opt — их число на небе в сценарии W должно составлять  $\sim 3\%$  от общего числа черных дыр (см. рис. 6б). При этом число аккреционно-индуцированных (из нейтронных звезд) маломассивных черных дыр в сценарии Wc составляет  $\sim 2\%$  от общего числа маломассивных черных дыр в двойных системах (рис. 6). В то же время в эволюционных сценариях A и C исключительно все маломассивные черные дыры ( $m_{BH} \leq 4 M_{\odot}$ ) возникали посредством аккреционно-вынужденного коллапса нейтронной звезды.

Максимум распределения черных дыр по-прежнему приходится на  $\sim 7 M_{\odot}$ , но их общее число уменьшилось до  $\sim 25\%$  от общего числа черных дыр в двойных системах BH + opt. Число же черных дыр в двойных BH + opt с массами  $m_{BH} \simeq 7.5-9 M_{\odot}$  увеличилось до  $\sim 60\%$  (рис. 6б). Следует отметить, что эволюционный сценарий W дает максимальное значение наблюдаемой массы черных дыры в паре с оптическим спутником  $m_{BH} \simeq 9 M_{\odot}$ . Численные критерии согласия результатов популяционного синтеза в модели Wc с наблюдательными данными содержатся в табл. 3.

## 9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Образование двойных систем BH + opt с маломассивными черными дырами ( $m_{BH} = 2-4 M_{\odot}$ ) во всех рассмотренных эволюционных сценариях (A, C и W) является одним из самых важных выводов, полученных в процессе численных расчетов. Согласно результатам популяционного синтеза их число в моделях A, C и W составляет  $\sim 3-15\%$  от общего числа черных дыр в двойных с оптическим спутником. Другими словами, согласно выполненным расчетам число маломассивных черных дыр

( $m_{BH} = 2-4 M_{\odot}$ ) в двойных системах с оптическим спутником достаточно для их наблюдательно-го обнаружения в скором времени. Не исключено, что объекты GRS 1009-45 и GRO J0422+32 (табл. 1), массы которых в пределах точности располагаются в интервале  $m_{BH} = 2-4 M_{\odot}$ , являются аккреционно-индуцированными черными дырами.

Отметим, что согласно результатам популяционного синтеза, в распределении масс черных дыр в двойных системах BH + opt аккреция вещества играет пренебрежимо малую роль, в то время как эффекты наблюдательной селекции за время жизни двойной системы значительно искажают начальную форму распределения черных дыр по массам (рис. 4-6).

Малая наблюдательная статистика черных дыр и недостаточная точность оценок их масс не позволяют уверенно остановить выбор на конкретном эволюционном сценарии как наиболее “правильном”. На уровне точности наблюдаемого спектра масс черных дыр все вышеописанные сценарии (A, C и W) удовлетворяют как наблюдательным критериям (табл. 3), так и наблюдаемому спектру масс (рис. 1).

На основании результатов популяционного синтеза в сценариях A и W можно заключить, что массы подавляющего числа обнаруженных в будущем черных дыр должны быть заключены в интервале  $7-9 M_{\odot}$ . В случае достоверности эволюционного сценария C массы большинства черных дыр будут лежать в интервале  $10-12 M_{\odot}$ . Согласно сценарию A в двойных звездных системах могут присутствовать черные дыры с массами до  $\sim 50 M_{\odot}$ .

В заключение отметим, что недавно обнаружен компактный объект 2S 0921-630, значение оценки массы которого лежит в пределах  $1.9-2.9 M_{\odot}$  [53]. Природа компактного объекта не установлена, однако, принимая во внимание выводы популяционного синтеза, нельзя исключить, что объект 2S 0921-630 является маломассивной черной дырой. Напомним, что согласно расчету доля маломассивных черных дыр в двойных системах колеблется от 3 до 15% от общего числа черных дыр в двойных системах.

Подчеркнем, что согласно популяционному синтезу преобладающее большинство маломассивных черных дыр ( $2-4 M_{\odot}$ ) образуется вследствие аккреционно-вынужденного коллапса нейтронных звезд, поэтому следует ожидать, что масса подавляющего большинства маломассивных черных дыр должна быть очень близка к пределу Опенгеймера-Волкова ( $\sim 2.5-3 M_{\odot}$ ).

Авторы выражают благодарность А.М. Черепашуку за ссылки на литературные источники по

наблюдательным данным. Авторы выражают глубокую признательность С.Б. Попову, А.Г. Куранову, М.Е. Прохорову, И.Е. Панченко, К.А. Постнову за полезные замечания и советы. Работа была поддержана грантом “Ведущие научные школы России” (НШ-388.2003.2), а также грантом РФБР 04-02-16411.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Черепашук, Усп. физ. наук **166**, 809 (1996).
2. А. М. Черепашук, Усп. физ. наук **173**, 345 (2003).
3. А. М. Черепашук, Астрон. журн. **78**, 145 (2001).
4. А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Научн. информ. Астросовет АН СССР **27**, 58 (1973).
5. E. P. J. van den Heuvel and J. Heise, Nature Phys. Sci. **239**, 67 (1972).
6. А. В. Тутуков, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **80**, 419 (2003).
7. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Astrophysics and Space Physics Reviews*, v. 9, ed. R. A. Sunyaev (Harwood Acad. Publs, 1996).
8. А. И. Богомазов, М. К. Абубекеров, В. М. Липунов, А. М. Черепашук, Астрон. журн. 2005 (в печати).
9. D. P. Bennett, A. C. Becker, J. L. Quinn, *et al.*, Astrophys. J. **579**, 639 (2002).
10. М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **81**, 606 (2004).
11. J. A. Orosz, *A Massive Star Odyssey: from Main Sequence to Supernova*, IAU Symp. No. 212, eds K. A. van der Hucht, A. Herrero, and C. Esteban (Astron. Soc. Pacif. Publ., 2003); astro-ph/0209041.
12. M. van der Klis, M. Clausen, K. Jensen, *et al.*, Astron. and Astrophys. **151**, 322 (1985).
13. A. P. Cowley, D. Crampton, J. B. Hutchings, *et al.*, Astrophys. J. **272**, 118 (1983).
14. L. Kuiper, M. van der Klis, and J. van Paradijs, Astron. and Astrophys. **203**, 79 (1988).
15. D. R. Gies, W. Huang, and M. V. McSwain, Astrophys. J. (Letters) **578**, L67 (2002).
16. D. M. Gelino, T. E. Harrison, and J. A. Orosz, Astron. J. **122**, 2668 (2001).
17. А. М. Черепашук, Н. В. Борисов, М. К. Абубекеров и др., Астрон. журн. **81**, 1119 (2004).
18. D. M. Gelino, T. E. Harrison, and B. J. McNamara, Astron. J. **122**, 971 (2001).
19. I. Baraffe, G. Chabrier, F. Allard, and P. H. Hauschildt, Astron. and Astrophys. **337**, 403 (1998).
20. D. M. Greene, C. D. Bailyn, and J. A. Orosz, Astrophys. J. **554**, 1290 (2001).
21. R. A. Remillard, J. A. Orosz, J. E. McClintock, and J. E. C. D. Bailyn, Astrophys. J. **459**, 226 (1996).
22. E. T. Harlaftis, D. Steeghs, K. Horne, and J. E. A. V. Filippenko, Astron. J. **144**, 1170 (1997).
23. R. M. Wagner, C. B. Foltz, T. Shahbaz, *et al.*, Astrophys. J. **556**, 42 (2001).
24. J. A. Orosz, P. J. Groot, M. van der Klis, *et al.*, Astrophys. J. **568**, 845 (2002).
25. A. V. Filippenko and R. Chornock, 2001 IAU Circ. No. 7644.
26. R. I. Hynes, D. Steeghs, J. Casares, *et al.*, Astrophys. J. (Letters) **583**, L95 (2003).
27. J. Homan, M. Klein-Wolt, S. Rossi, *et al.*, Astrophys. J. **586**, 1262 (2003).
28. C. D. Bailyn, R. K. Jain, P. Coppi, and J. A. Orosz, Astrophys. J. **499**, 367 (1998).
29. А. М. Черепашчук, *Modern Problems of Stellar Evolution*, Proc. Intern. Conf. in Honour of Prof. A. G. Masevitch, ed. D. S. Wiebe (Zvenigorod–Moscow, GEOS, 1998), p. 198.
30. М. К. Абубекеров, Э. А. Антохина, А. М. Черепашук, Астрон. журн. **81**, 108 (2004).
31. М. К. Абубекеров, Астрон. журн. **81**, 714 (2004).
32. D. J. Nice, E. M. Splaver, and I. H. Stairs, astro-ph/0411207.
33. М. К. Абубекеров, А. М. Черепашук, Астрофизика 2005 (в печати).
34. A. V. Filippenko, D. C. Leonard, T. Matheson, W. Li, E. S. Moran, and A. G. Riess, Publs Astron. Soc. Pacif. **111**, 969 (1999).
35. D. M. Gelino and T. E. Harrison, Astrophys. J. **599**, 1254 (2003).
36. А. М. Черепашчук, Space Sci. Rev. **93**, 473 (2000).
37. J. van Paradijs and J. E. McClintock, *X-ray Binaries*, eds W. H. G. Lewin, J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel (Cambridge Univ. Press, 1993).
38. V. M. Lipunov, A. I. Bogomazov, and M. K. Abubekеров, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. (2005, в печати).
39. З. Т. Крайчева, Е. И. Попова, А. В. Тутуков, Л. Р. Юнгельсон, Астрон. журн. **56**, 520 (1979).
40. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **288**, 245 (1997).
41. S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, Revs Modern Phys. **74**, 1015 (2002).
42. A. Heger *et al.*, astro-ph/0211062.
43. C. Jager, *The Brightest Stars* (Dordrecht, Reidel, 1980).
44. H. J. G. L. M. Lamers, Astrophys. J. **245**, 593 (1981).
45. B. P. Kudritzki and D. Reimers, Astron. and Astrophys. **70**, 227 (1978).
46. В. И. Варшавский, А. В. Тутуков, Астрон. журн. **52** (1975).
47. I. Jr. Iben and A. V. Tutukov, Astrophys. J. **58**, 661 (1985).
48. I. Jr. Iben and A. V. Tutukov, Astrophys. J. **313**, 727 (1981).
49. G. Schaller, D. Schaerer, G. Meynet, and A. Maeder, Astron. and Astrophys. Suppl. Ser. **96**, 269 (1992).
50. D. Vanbeveren, New Astron. **3**, 443 (1998).
51. H. Nieuwenhuijzen and C. de Jager, Astron. and Astrophys. **231**, 134 (1990).
52. W. R. Hamman and L. Koesterke, Astron. and Astrophys. **335**, 1003 (1998).
53. P. G. Jonker, D. Steegh, G. Nelemans, and M. van der Klis, Monthly Notices Roy. Astron. Soc. **356**, 621 (2005).

## The Mass Spectrum of Black Holes in Close Binary Systems

**A. I. Bogomazov, M. K. Abubekеров, and V. M. Lipunov**

We present the results of population syntheses obtained using our “Scenario machine.” The mass spectra of black holes in X-ray binary systems before and after the stage of accretion from an optical companion are obtained for various evolutionary scenarios. The results of the model computations are compared to observational data. The observational data are used to estimate the fraction of a pre-supernova’s mass that collapses into a black hole. This model can explain the formation of low-mass ( $2\text{--}4 M_{\odot}$ ) black holes in binary systems with optical companions. We show that the number of low-mass black holes in the Galaxy is sufficiently high for them to be detected. The population-synthesis results suggest that the vast majority of low-mass black holes are formed via accretion-induced collapses of neutron stars. The percentage of low-mass black holes in binary systems that form due to accretion-induced collapses is 2 to 15% of the total number of black holes in binaries, depending on the assumed evolutionary scenario.