ЗВЕЗДЫ ВОЛЬФА–РАЙЕ, НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ В ДВОЙНЫХ СИСТЕМАХ

А. М. Черепащук

© 2003

Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга
Университетский пр., 13, 119992 Москва, Россия
e-mail: cher@sai.msu.ru

Выполнен анализ распределения финальных масс углеродно-кислородных ядер звезд Вольфа–Райе (WR) в двойных системах. При этом учтена потеря массы в виде клочковатого звездного ветра звезд WR. Распределение финальных масс CO-ядер звезд WR непрерывно и лежит в широком диапазоне $(1-2) \div (20-44) M_{\odot}$. Этот диапазон охватывает возможные массы нейтронных звезд и черных дыр: $1 \div 16 M_{\odot}$. Хотя распределение финальных масс CO-ядер звезд WR – производителей релятивистских объектов – непрерывно, соответствующее распределение масс релятивистских объектов бимодально: массы нейтронных звезд лежат в узком интервале $1 \div 2M_{\odot}$, массы черных дыр лежат в диапазоне $4 \div 16M_{\odot}$. В интервале $2 \div 4M_{\odot}$ в двойных системах не наблюдается ни нейтронных звезд, ни черных дыр. Показано, что этот провал может быть вызван эффектами наблюдательной селекции.

WOLF–RAYET STARS, NEUTRON STARS, AND BLACK HOLES IN BINARY SYSTEMS, by Cherepashchuk A. M. – Distribution of final masses of carbon–oxygen (CO) cores of WR-stars in binary systems has been analysed. The mass loss via blobbed stellar wind from WR-stars was taken into account. Final masses of CO-cores of WR-stars are continuously distributed. They cover a wide range between $(1-2)$ and $(20-44)M_{\odot}$. This range includes possible masses of neutron stars (NS) and black holes (BH), which are equal $1 \div 16M_{\odot}$. Although final masses of CO-cores of WR-stars, which are the progenitors of relativistic objects are continuously distributed, corresponding masses of relativistic objects are distributed in a bimodal way: masses of NS lie in a narrow range $1 \div 2M_{\odot}$, those of BH lie in a range $4 \div 16M_{\odot}$. There is a gap in the mass distribution from 2 to $4M_{\odot}$. It implies that there are no binary systems containing either NS or BH with masses from this interval. The gap is shown to be caused by the observational selection effects.

ВВЕДЕНИЕ

Звезды Вольфа–Райе (WR) были открыты в 1867 году французскими учеными М. Вольфом и Дж. Райе [1]. Характерная особенность звезд WR – наличие в их спектрах сильных и широких линий излучения атомов гелия, азота, углерода и кислорода в разных стадиях ионизации. Мы рассмотрим лишь массивные ($m = 5 - 50M_{\odot}$, $M_{\odot}$ – масса Солнца) звезды WR I типа населения Галактики, которые в среднем концентрируются к галактической плоскости. Полное число звезд WR в Галактике оценивается в одну-две тысячи. В последнее время выявляется тесная связь между эволюцией звезд WR, вспышками сверхновых типа I b/c, образованием нейтронных звезд (н.з.) и черных дыр (ч.д.) [2–4], а также генерацией космических гамма-всплесков [5, 6].

По современным представлениям звезды WR являются обнаженными гелиевыми ядрами первоначально массивных ($m > 30 - 40M_{\odot}$) звезд, потерявших основную часть своих водородных оболочек либо в результате обмена веществом в тесных двойных системах [7], либо вследствие интенсивного истечения одиночных наиболее массивных звезд в виде звездного ветра [8, 9]. Мощный эмиссионный линейчатый спектр звезд WR формируется вблизи основания звездного ветра, истекающего со скоростями в 1–3 тысячи км/с, по-видимому, под действием давления радиации горячего “ядра” с темпом потери массы $\sim 10^{-5}M_{\odot}$/год (см., например, [10]).

Звезды WR как массивные, горячие, невырожденные, в основном гелиевые звезды, находящиеся на поздней стадии эволюции, должны взрываться как сверхновые типа I b/c и формировать в результате коллапса своих CO-ядер релятивистские объекты: н.з. и ч.д. [11]. Кроме того, поскольку звезды WR лишены мощных водородных оболочек, это облегчает трансформацию энергии коллапса в наблюдаемое гамма-излучение, что позволяет рассматривать звезды WR как возможные производители космических гамма-всплесков [5, 6].

К настоящему времени измерены массы 23 звезд WR в двойных WR+O-системах и массы 34 релятивистских объектов (19 н.з. и 15 ч.д.) в рентгеновских двойных системах и двойных системах с радиопульсарами (см. обзоры [3, 12–14] и ссылки в них). Представляет интерес сравнение масс звезд WR и их углеродно-кислородных ядер (CO-ядер) в конце эволюции с массами релятивистских объектов. Производителями релятивистских объектов могут быть не только звезды WR, но и другие массивные звезды нормального поверхностного химсостава, например красные и голубые сверхгиганты. Однако, поскольку мы измеряем массы релятивистских объектов и звезд WR исключительно в двойных системах, сравнение масс н.з. и ч.д. с массами звезд WR является корректным, поскольку в тесной двойной системе массивная звезда под влиянием притяжения спутника всегда быстро теряет водородную оболочку и превращается в звезду WR [7]. Наблюдательные свидетельства обмена масс в двойных системах, содержащих звезду WR и нормальную горячую звезду спектрального класса O (WR+O-системах) получены недавно в [17]: величина переходного орбитального периода P_{tr}, соответствующего переходу от круговых орбит к эллиптическим, составляет $P_{tr} = 14$ сут для двойных WR+O-систем и $P_{tr} = 2$–3 сут для OB+OB-систем, содержащих непроэволюционировавшие горячие массивные звезды спектральных классов O–B. То, что величина P_{tr} для WR+O-систем в пять раз больше, чем для OB+OB-систем, непосредственно указывает на наличие у WR+O-систем механизма округления орбит, дополнительного к тому, который действует в OB+OB-системах (диссипация энергии орбитального движения вследствие радиативного подавления динамических приливов [18]). Этот дополнительный механизм округления орбит в WR+O-системах естественно связать с эволюционным увеличением радиуса первоначально более массивной звезды и перетеканием вещества от более массивного к менее массивному компоненту системы. В большинстве эволюционных сценариев для тесных двойных систем, содержащих массивную звезду, последняя в конце концов теряет свою водородную оболочку и порождает звезду WR, ядро которой, коллапсируя, образует н.з. или ч.д. [15, 16]. Лишь в случае радиопульсаров в двойных системах с круговыми орбитами и спутниками – маломассивными белыми карликами рассматривается возможность образования н.з. в результате коллапса белого карлика, нарастившего свою массу до чандрасекаровского предела вследствие аккреции вещества спутника – маломассивной невырожденной звезды [15]. Таким образом, можно считать, что все н.з. и ч.д. в рентгеновских двойных системах и большая часть н.з.-радиопульсаров в двойных системах образуются в результате коллапсов CO-ядер звезд WR.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС Н.З. И Ч.Д.

Как было отмечено в [2, 19], наблюдаемое распределение масс релятивистских объектов в двойных системах бимодально: массы н.з. лежат в узком интервале $m_{\text{н.з.}} = (1-2)M_\odot$, массы ч.д. сконцентрированы в диапазоне $m_{\text{ч.д.}} = (4-6)M_\odot$. В интервале масс $(2-4)M_\odot$ не наблюдается ни н.з., ни ч.д. Новейшие данные по массам релятивистских объектов приведены в таблице и на рис. 1.

Видно, что не наблюдается зависимости масс релятивистских объектов от масс спутников: и н.з., и ч.д. встречаются в двойных системах как с массивными, так и с маломассивными спутниками. Ситуация в данном случае подобна той, которая имеет место в классических двойных звездных системах, где наблюдаются любые комбинации компонентов [20]. Подчеркнем, что измеренные массы рентгеновских и радиопульсаров (н.з.) не превышают $3M_\odot$ – теоретического верхнего предела масс н.з., предсказываемого ОТО Эйнштейна. В то же время ни один из 15 массивных ($m_x > 3M_\odot$) компактных рентгеновских источников в двойных системах (кандидатов в ч.д.) не является ни рентгеновским пульсаром, ни рентгеновским барстером 1-го типа, также в согласии с предсказанием ОТО.

Новые данные подтверждают вывод о бимодальном распределении масс релятивистских объектов [2, 19]. Массы 19 н.з. заключены в узком интервале $m_{\text{н.з.}} = (1-2)M_\odot$, среднее значение массы н.з. $< m_{\text{н.з.}} >= (1.35 \pm 0.15)M_\odot$. Средняя масса н.з.-радиопульсаров в хорошо изученных двойных системах равна $(1.35 \pm 0.04)M_\odot$ [14]. В работе [21] на основе новых спектральных наблюдений подтверждено сравнительно высокое значение массы н.з. в рентгеновской двойной системе Vela X-1: $m_{\text{н.з.}} = (1.86 \pm 0.16)M_\odot$, что имеет важное значение для уточнения уравнения состояния вещества н.з. Однако даже это, наиболее высокое значение $m_{\text{н.з.}}$, не выходит за пределы $2M_\odot$.

Массы 15 ч.д. в двойных системах лежат в пределах $m_{\text{ч.д.}} = (4-16)M_\odot$. Среднее значение массы ч.д. равно $< m_{\text{ч.д.}} >= (8-10)M_\odot$. В интервале масс $m_x = (2-4)M_\odot$ в двойных системах не наблюдаются ни н.з., ни ч.д. Этот провал в распределении масс m_x релятивистских объектов, по-видимому, не может быть связан с эффектами наблюдательной селекции [4, 12, 19].

Рассмотрим возможные эффекты наблюдательной селекции, которые могут приводить к видимому бимодальному распределению масс релятивистских объектов в двойных системах, хотя в действительности распределение масс н.з. и ч.д. может быть непрерывным.

Параметры двойных систем с черными дырами

Система	Спектр оптич. зв.	P_{orb}, сут	$f_v(m)/M_{\odot}$	$m_x/M_{\odot}$	$m_v/M_{\odot}$	V_{pec}, км/с	Прим.
Cyg X–1 V 1357 Cyg	O 9.7 Iab	5.6	0.24 ± 0.01	16 ± 5	33 ± 9	2.4 ± 1.2	стац.
LMC X–3	B3 Ve	1.7	2.3 ± 0.3	9 ± 2	6 ± 2	–	стац.
LMC X–1	O (7–9) III	4.2	0.14 ± 0.05	7 ± 3	22 ± 4	–	стац.
AO 620–00 (V616 Mon)	K5 V	0.3	2.91 ± 0.08	10 ± 5	0.6 ± 0.1	-15 ± 5	транз.
GS 2023+338 (V404 Cyg)	K0 IV	6.5	6.08 ± 0.06	12 ± 2	0.7 ± 0.1	8.5 ± 2.2	транз.
GRS 1124–68 (GU Mus)	K2 V	0.4	3.01 ± 0.15	6 (+5, –2)	0.8 ± 0.1	26 ± 5	транз.
GS 2000+25 (QZ Vul)	K5 V	0.3	4.97 ± 0.10	10 ± 4	0.5 ± 0.1	–	транз.
GRO J0422+32 (V518 Per)	M2 V	0.2	1.13 ± 0.09	10 ± 5	0.4 ± 0.1	–	транз.
GRO J1655–40 (XN Sco 1994)	F5 IV	2.6	2.73 ± 0.09	7 ± 1	2.5 ± 0.8	-114 ± 19	транз.
H 1705–250 (V2107 Oph)	K5 V	0.5	4.86 ± 0.13	6 ± 1	0.4 ± 0.1	38 ± 20	транз.
4U 1543–47 (HL Lup)	A2 V	1.1	0.22 ± 0.02	5 ± 2.5	~ 2.5	–	транз.
GRS 1009–45 (MM Vel)	(K6–M0)V	0.3	3.17 ± 0.12	3.6–4.7	0.5–0.7	–	транз.
SAX J1819.3–2525 (V4641 Sgr)	B9 III	2.8	2.74 ± 0.12	9.61 (+2.08, –0.88)	6.53 (+1.6, –1.03)	–	транз.
XTE 1118+480	(K7–M0)V	0.17	6.1 ± 0.3	6.0–7.7	0.09–0.5	–	транз.
GRS 1915+105	(K–M)III	33.5	9.5 ± 3.0	14 ± 4	1.2 ± 0.2	–	транз.

Примечание. Здесь P_{orb} – орбитальный период, $f_v(m) = \dfrac{m_x^3 \sin^3 i}{(m_x + m_v)^2}$ – функция масс оптической звезды, m_x, m_v – массы релятивистского объекта и оптической звезды соответственно, V_{pec} – пекулярная лучевая скорость центра масс двойной системы

1. Распад двойной системы в диапазоне масс релятивистских объектов $m_x = (2-4)M_{\odot}$, обусловленный сбросом более половины суммарной массы вследствие взрыва сверхновой [4]. Такой распад наиболее вероятен для двойных систем, содержащих наименее массивные релятивистские объекты, т.е. н.з., что не согласуется с наблюдениями: имеется много маломассивных рентгеновских двойных систем с н.з., причем среди рентгеновских новых доля двойных систем с н.з. составляет около 30 % [3].
2. Нагрев и стабилизация аккреционного диска в двойной системе рентгеновским излучением центрального релятивистского объекта. Предполагается [13], что из-за этого эффекта в диапазоне масс релятивистских объектов $m_x = (2-4)M_{\odot}$ все рентгеновские новые находятся постоянно в активном состоянии и имеют яркие аккреционные диски, что не позволяет увидеть линии в спектре спутника и измерить массу релятивистского объекта. Но условия для прогрева аккреционного диска наиболее благоприятны в случае аккрецирующей н.з. В то же время среди рентгеновских новых 30 % систем содержат н.з.
3. Сильная потеря массы в виде звездного ветра звездами WR в двойных системах, предшественниках н.з. и ч.д. [22]. Это может приводить к тому, что в двойных системах образуются только н.з., а ч.д. не образуются. Как отмечалось в работах [2, 3], с учетом клочковатости ветра звезд WR мы должны уменьшить темп потери массы звездами WR в несколько раз, поэтому эффект радиальной потери массы звездой WR не должен сильно мешать образованию ч.д. в двойных системах.
4. В процессе аккреции вещества н.з. и ч.д. в двойных системах наращивают массу, поэтому

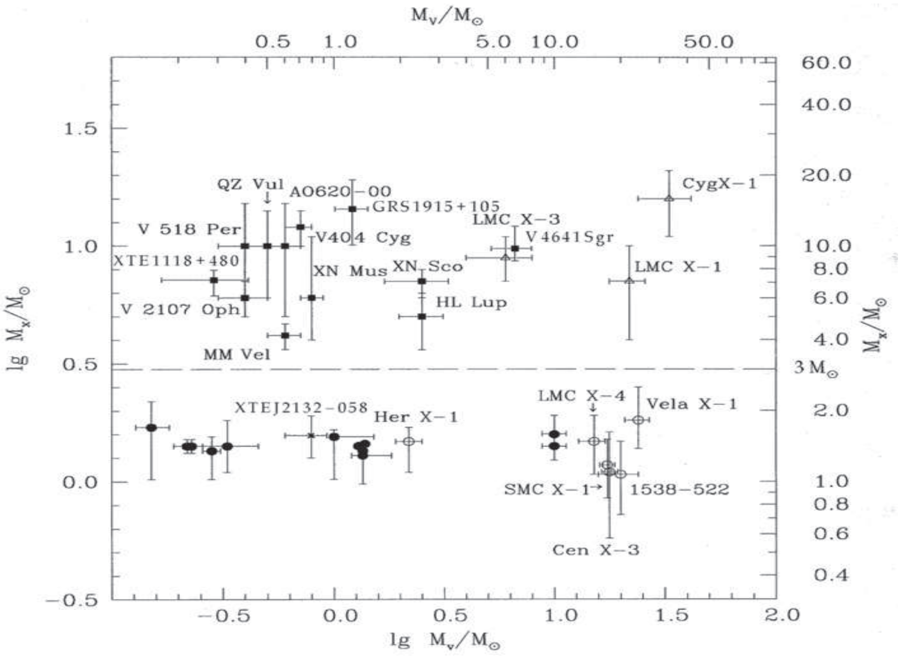

Рис. 1. Зависимость масс m_x н.з. (кружки и крестик) и ч.д. (треугольники и квадратики) от масс спутников m_v в тесных двойных системах (ТДС). Темные кружки соответствуют радиопульсарам, светлые кружки – рентгеновским пульсарам, крестик – н.з. в рентгеновской новой XTE J2132–058. Темные квадратики соответствуют ч.д. в рентгеновских новых, светлые треугольники – ч.д. в квазистационарных рентгеновских двойных системах с О–В компонентами

их массы могут систематически отличаться от масс одиночных н.з. и ч.д. Как показано в работе [3], этот эффект также несущественен, в частности потому, что большинство спутников в двойных системах – рентгеновских новых являются маломассивными K–M-звездами главной последовательности, которые не могут обеспечить значительный прирост массы аккрецирующих релятивистских объектов.

Таким образом, трудно придумать эффект наблюдательной селекции, который бы так немонотонно зависел от массы релятивистского объекта и обеспечивал наблюдаемый провал в распределении масс релятивистских объектов в диапазоне $(2-4)M_{\odot}$. Есть все основания считать этот провал реальным: по какой-то глубокой причине в двойных системах не рождаются массивные н.з. ($m_{\text{н.з.}} > 2M_{\odot}$) и маломассивные ч.д. ($m_{\text{ч.д.}} < 4M_{\odot}$). С учетом изложенного этот же вывод можно отнести и к одиночным релятивистским объектам.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ЗВЕЗД WR И ИХ УГЛЕРОДНО–КИСЛОРОДНЫХ ЯДЕР В КОНЦЕ ЭВОЛЮЦИИ

При сравнении масс н.з. и ч.д. с массами звезд WR необходимо учесть радиальную потерю массы этими звездами в виде звездного ветра с темпом $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot}$/год. Впервые учет потери массы для звезд WR в зависимости от массы звезды M_{WR} был выполнен в работе [23]:

$$\dot{M}_{WR} = -(0.6 \div 1.0)\left(\frac{M_{WR}}{M_{\odot}}\right)^{2.5}. \qquad (1)$$

Использование этой формулы приводит к известному эффекту сходимости: практически независимо от начальной массы звезды WR из-за сильной потери массы в виде ветра масса CO-ядра звезды WR в конце эволюции получается весьма малой: $M_{CO}^{f} \approx (2-4)M_{\odot}$. Но тогда как понять существование ч.д. с массами $(10-15)M_{\odot}$ (см. таблицу и рис. 1)?

Главный источник информации о темпах потери массы звездами WR $\dot{M}_{WR}$ – наблюдения потоков радиоизлучения от них. До последнего времени величины $\dot{M}_{WR}$ определялись по наблюдаемым радиопотокам в модели непрерывного звездного ветра, истекающего на больших расстояниях от звезды WR с постоянной скоростью.

В работах [24, 25] была выявлена клочковатость звездного ветра звезд WR. Есть основания полагать, что до 80 % вещества звездного ветра WR состоит из компактных ($r < 0.1R_{\odot}$) плотных (скачок плотности $\frac{\Delta\rho}{\rho} \simeq 10 \div 100$) облаков газа, участвующих в общем движении ветра WR [26]. Как отмечено в [26], поскольку интенсивность теплового радиоизлучения ветра WR квадратично зависит от плотности, интерпретация радионаблюдений клочковатого ветра WR в модели непрерывного ветра приводит к завышению величин $\dot{M}_{WR}$ в несколько раз, поэтому величины $\dot{M}_{WR}$ должны быть пересмотрены в сторону более низких значений.

В работе [4] с учетом эффекта клочковатости ветра звезд WR, который позволяет уменьшить величины $\dot{M}_{WR}$ примерно в 3 раза, вычислены финальные массы звезд WR и их CO-ядер. При этом использовалась эмпирическая зависимость

$$\dot{M}_{WR} = K M_{WR}^{\alpha}, \tag{2}$$

полученная из анализа поляризационных наблюдений около десятка двойных систем WR+O группой Моффата [27]. Согласно [27] в формуле (2) $\alpha = 1 \div 2$, причем $\alpha = 1$ более предпочтительно. Решая дифференциальное уравнение 2 для случаев $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$, с уменьшенным ввиду клочковатости ветра WR коэффициентом K, получаем зависимость массы звезды WR от времени:

$$M_{WR}(t) = M_{WR}^{i} \exp(-7 \cdot 10^{-7} \cdot t), \qquad \alpha = 1,$$

$$M_{WR}(t) = \frac{M_{WR}^{i}}{1 + 7 \cdot 10^{-8} M_{WR}^{i} \cdot t}, \qquad \alpha = 2,$$

где M_{WR}^{i} – начальная масса звезды WR (в $M_{\odot}$).

Далее, используя аппроксимационное выражение для массы CO-ядра [28]

$$\frac{M_{CO}}{M_{\odot}} \approx 0.45 \left(\frac{M_{WR}}{M_{\odot}}\right)^{1.2}$$

и выражение для времени эволюции звезды WR [4]

$$T = \frac{1.74 \cdot 10^{6}}{\sqrt{\frac{M_{WR}}{M_{\odot}}}} \quad \text{лет},$$

можно с помощью итерационной процедуры вычислить финальные массы наблюдаемых звезд WR и их CO-ядер в конце эволюции, непосредственно перед коллапсом и формированием релятивистского объекта [4].

Результаты расчетов финальных масс CO-ядер M_{CO}^{f} для 23 звезд WR с известными массами (для случаев $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$) [4] приведены на рис. 2. Здесь даны распределения масс M_{CO}^{f} и масс M_x 34 релятивистских объектов.

Видно, что в нашем случае не наблюдается эффекта сходимости: величины M_{CO}^{f} распределены непрерывно и в широком интервале $M_{CO}^{f} = (1-2)M_{\odot} \div (20-44)M_{\odot}$, охватывающем диапазон масс релятивистских объектов $M_x = (1-16)M_{\odot}$. Провалы в распределениях M_{CO}^{f} для больших значений $M_{CO}^{f} > 12M_{\odot}$ связаны с малым числом наблюдаемых звезд WR в интервале больших масс.

Средняя масса $< M_{CO}^{f} >= 7.4M_{\odot}$ для $\alpha = 2$ и $< M_{CO}^{f} >= 10.3M_{\odot}$ для $\alpha = 1$. Средняя масса CO-ядра $< M_{CO}^{f} >= (7.4 \div 10.3)M_{\odot}$ близка к средней массе ч.д. $< M_{\text{ч.д.}} >= (8-10)M_{\odot}$.

Суммируем данные по массам релятивистских объектов и CO-ядер звезд WR в конце эволюции.

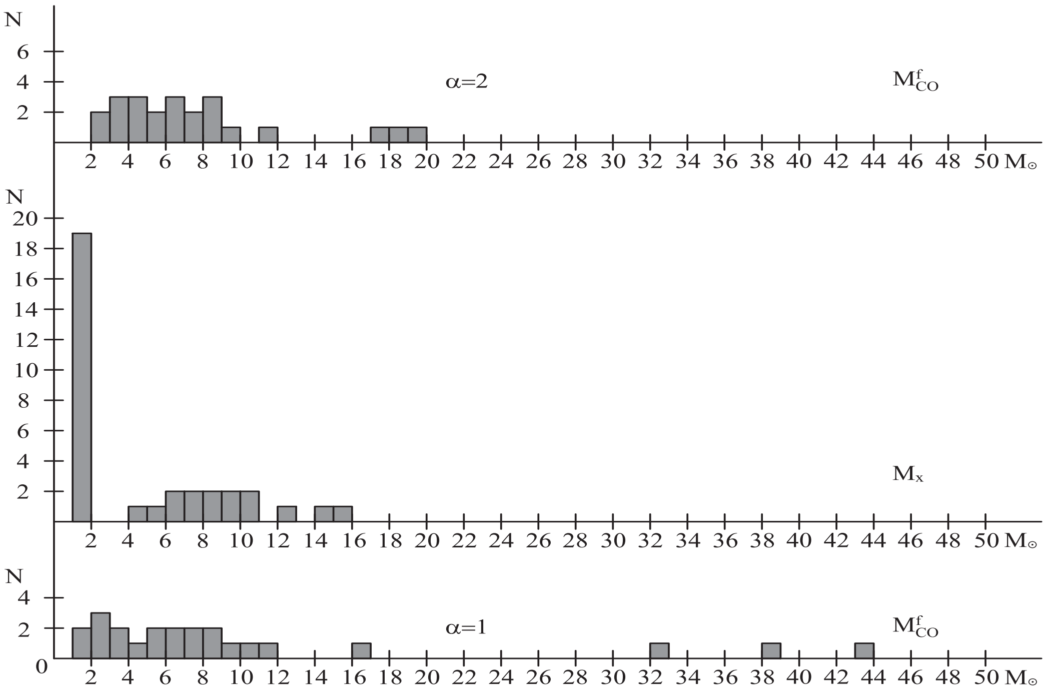

Рис. 2. Гистограммы распределения конечных масс углеродно-кислородных ядер M^f_{CO} для 23 звезд WR с известными массами (нижний график соответствует случаю $\alpha = 1$ в уравнении 2, верхний – случаю $\alpha = 2$). В середине показана гистограмма распределения масс M_x для 34 релятивистских объектов в ТДС. Высокий пик в диапазоне $(1-2)M_\odot$ соответствует н.з. Распределения M^f_{CO} непрерывны, а распределение M_x бимодально с провалом в области значений масс $M_x = (2-4)M_\odot$

- Массы релятивистских объектов:

$$M_x = (1-16)M_\odot \qquad \text{(34 объекта).}$$

  Распределение масс M_x бимодально.
- Массы CO-ядер звезд WR:

$$M^f_{CO} = (1-2)M_\odot - (20-44)M_\odot \qquad \text{(23 объекта).}$$

  Распределение масс M^f_{CO} непрерывно.
- Массы н.з.:

$$M_{\text{н.з.}} = (1-2)M_\odot \qquad \text{(19 объектов).}$$

- Массы ч.д.:

$$M_{\text{ч.д.}} = (4-16)M_\odot \qquad \text{(15 объектов).}$$

- Средняя масса н.з.:

$$< M_{\text{н.з.}} >= (1.35 \pm 0.15)M_\odot \qquad \text{(19 объектов).}$$

- Средняя масса ч.д.:

$$< M_{\text{ч.д.}} >= (8-10)M_\odot \qquad \text{(15 объектов).}$$

- Средняя масса CO-ядер звезд WR:

$$< M^f_{CO} >= (7.4-10.3)M_\odot \qquad \text{(23 объекта).}$$

В интервале масс релятивистских объектов $M_x = (2-4)M_{\odot}$ в двойных системах имеется провал в распределении масс M_x, который, по-видимому, не может быть связан с эффектами наблюдательной селекции.

Недавно для 18 хорошо изученных вспышек сверхновых типа I bc, по-видимому, связанных с коллапсами ядер звезд WR, заподозрено возможное бимодальное распределение по светимостям в максимуме [29]. Средняя абсолютная звездная величина в голубых лучах в максимуме блеска составляет $M_B = -17.61^m$ для нормальных сверхновых типа I bc (по 13 сверхновым) и $M_B = -20.26^m$ для ярких сверхновых этого типа (по 5 сверхновым). Таким образом, светимости в максимуме для нормальных и ярких сверхновых типа I bc – результатов коллапсов CO-ядер звезд WR, различаются на порядок величины. Если этот результат подтвердится на большем наблюдательном материале, можно будет утверждать, что не только конечные продукты коллапса CO-ядер звезд WR имеют бимодальное распределение, но также бимодальна и энергетика сопутствующих им вспышек сверхновых.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наблюдаемое распределение масс релятивистских объектов бимодально ($M_{\text{н.з.}} = (1-2)M_{\odot}$, $M_{\text{ч.д.}} = (4-16)M_{\odot}$), несмотря на то, что распределение масс их производителей – CO-ядер звезд WR в конце эволюции непрерывно ($M_{CO}^f = (1-2)M_{\odot} - (20-44)M_{\odot}$). Распределение светимостей в максимуме для сверхновых типа I bc, связанных с коллапсом CO-ядер звезд WR в конце эволюции, также может быть заподозрено как бимодальное ($M_B = -17.61^m$ для нормальных сверхновых типа I bc и $M_B = -20.26^m$ для ярких сверхновых этого типа). Такое различие распределений масс и энергетики вспышек сверхновых типа I bc дает основания предполагать, что не только масса предшественника определяет природу сформировавшегося релятивистского объекта (нейтронная звезда, черная дыра), но и другие параметры предшественника – магнитное поле, вращение, статистический исход коллапса, обусловленный влиянием различных неустойчивостей и т.п. (см., например, [30]).

Эффекты вращения для некоторых звезд WR были измерены в последние годы по деполяризации излучения в эмиссионных линиях (см., например, [31]). Доля быстро вращающихся звезд WR составляет 15–20 % [31].

Дальнейшие исследования различия распределений масс релятивистских объектов и их производителей – CO-ядер звезд WR в двойных системах представляются весьма перспективными. Для этого требуются интенсивные наблюдения как релятивистских объектов, так и звезд WR в двойных системах.

В работе [32] сделан качественный вывод о том, что провал в распределении масс релятивистских объектов в области $M_x = (2-4)M_{\odot}$ может быть объяснен, если предположить мягкое уравнение состояния вещества н.з. (верхний предел массы н.з. около $1.5M_{\odot}$) и учесть действие магниторотационного механизма [33], который при определенных условиях препятствует обратному падению части сброшенной оболочки сверхновой на сформировавшуюся в процессе коллапса быстро вращающуюся, сильно намагниченную н.з. В работе [34] отмечено, что бимодальное распределение масс релятивистских объектов может быть объяснено, если предположить ступенчатую функцию для зависимости энергии взрыва сверхновой от массы предсверхновой M_{prog}: $E = 2.5 \cdot 10^{44}$ Дж для $M_{prog} < 23M_{\odot}$ и $E = 0$ для $M_{prog} \geq 23M_{\odot}$.

В работе [6] обоснована гипотеза о том, что коллапсы ядер звезд WR, лишенных водородных оболочек, могут быть источниками космических гамма-всплесков, поскольку средняя масса CO-ядра звезды WR в конце эволюции $< M_{CO}^f >= (7.4 \div 10.3)M_{\odot}$ близка к средней массе ч.д. $< M_{\text{ч.д.}} >= (8-10)M_{\odot}$, и следовательно, в среднем мала масса сброшенной оболочки сверхновой типа I bc. Это позволяет гамма-излучению, рождающемуся в результате различных неустойчивостей, возникающих при коллапсе CO-ядра или при формировании джета в диске, более свободно покидать оболочку сверхновой и быть наблюдаемым по сравнению с обычными массивными звездами, обладающими мощными водородными оболочками.

[1] *Wolf M., Rayet G.* // Compte Rendue Acad. Sci.–1867.–**65**.–P. 292.

[2] *Cherepashchuk A. M.* // Modern problems of stellar evolution: Proc. Int. Conf., Zvenigorod / Ed. D. S. Wiebe.–Moscow: Geos Edition, 1998.–P. 198.

[3] *Cherepashchuk A. M.* // Space Sci. Rev.–2000.–**93**.–P. 473.

[4] *Черепащук А. М.* // Астрон. журн.–2001.–**78**.–С. 145.

[5] *Герштейн С. С.* // Письма в Астрон. журн.–2000.–**26**.–С. 848.

[6] *Постнов К. А., Черепащук А. М.* // Астрон. журн.–2001.–**78**.–С. 602.

[7] *Paczynski B.* // Wolf-Rayet and High Temperature Stars: IAU Symp. N 49 / Eds M. Barry, J. Sahade.–Dordrecht: Reidel, 1973.–P. 143.

[8] *Bisnovatyi-Kogan G. S., Nadyozhin D. K.* // Astrophys. and Space Sci.–1972.–**15**.–P. 353.

[9] *Conti P. S.* // Mem. Soc. Roy. Sci. Liege.–1976.–**9**, N 6–P. 193.

[10] *Lamers H. J. G. L. M., Cassinelli J. P.* Introduction to Stellar Winds.–Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1999.–P. 248.

[11] *Woosley S. E., Langer N., Weaver T. A.* // Astrophys. J.–1993.–**411**.–P. 823.

[12] *Черепащук А. М.* // Успехи физ. наук.–2002.–**172**.–С. 959.

[13] *Charles P.* // Black Holes in Binaries and Galactic Nuclei / Eds L. Kaper, E. P. J. van den Heuvel, P. A. Woudt.–Berlin: Springer-Verlag, 2001.–P. 27.

[14] *Thorsett S. E., Chakrabarty D.* // Astrophys. J.–1998.–**512**.–P. 288.

[15] *Shore S. N., Livio M., van den Heuvel E. P. J.* Interacting Binaries.–Berlin: Springer-Verlag, 1994.

[16] *Iben I., Tutukov A. V., Yungelson L. R.* // Astrophys. J. Suppl. Ser.–1995.–**100**.–P. 233.

[17] *Черепащук А. М., Каретников В. Г.* // Астрон. журн.–2003.–в печати.

[18] *Zahn J.-P.* // Astron. and Astrophys.–1977.–**57**.–P. 383.

[19] *Bailyn C. D., Jain R. K., Coppi P., Orosz J. A.* // Astrophys. J.–1998.–**499**.–P. 367.

[20] *Мартынов Д. Я.* // Успехи физ. наук.–1972.–**108**.–С. 701.

[21] *Barziv O., Kaper L., van Kerkwijk M. H., et al.* // Astron. and Astrophys.–2002.–in press.

[22] *Wijers R. A. M.* // Evolutionary Processes in Binary Stars / Eds A. M. J. Ralph *et al.*.–NATO ASI Series C, 1996.–**477**.–P. 327.

[23] *Langer N.* // Astron. and Astrophys.–1989.–**220**.–P. 135.

[24] *Cherepashchuk A. M., Eaton J. A., Khaliullin Kh. F.* // Astrophys. J.–1984.–**281**.–P. 774.

[25] *Moffat A. F. J., Drissen L., Lamontagne R., Robert C.* // Astrophys. J.–1988.–**334**.–P. 1038.

[26] *Черепащук А. М.* // Астрон. журн.–1990.–**67**.–С. 955.

[27] *Moffat A. F. J.* // Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution: IAU Symp. N 163 / Eds K. A. van der Hucht and P. M. Williams.–Dordrecht: Kluwer, 1995.–P. 213.

[28] *Paczynski B.* // Acta Astron.–1971.–**21**.–P. 1.

[29] *Richardson D., Branch D., Casebeer D., et al.* // 2001.–astro-ph/0112051.

[30] *Ergma E., van den Heuvel E. P. J.* // Astron. and Astrophys.–1998.–**331**.–P. L29.

[31] *Harries T. J., Hillier D. J., Howarth I. D.* // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.–1998.–**296**.–P. 1072.

[32] *Постнов К. А., Прохоров М. Е.* // Астрон. журн.–2001.–**78**.–С. 1025.

[33] *Бисноватый-Коган Г. С.* // Астрон. журн.–1970.–**47**.–С. 813.

[34] *Fryer C. L., Kalogera V.* // Astrophys. J.–2001.–**554**.–P. 548.