

УДК 524.387-535+524.62

ПОПУЛЯЦИОННЫЙ СИНТЕЗ ФУНКЦИЙ СВЕТИМОСТИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДВОЙНЫХ ПРИ ПОМОЩИ “МАШИНЫ СЦЕНАРИЕВ”

© 2008 г. А. И. Богомазов, В. М. Липунов

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия

Поступила в редакцию 15.06.2007 г.; принята в печать 22.06.2007 г.

При помощи “Машины сценариев” (компьютерного кода, позволяющего с помощью метода Монте-Карло рассчитывать эволюцию большого ансамбля двойных систем) проведен популяционный синтез двойных рентгеновских источников с целью моделирования рентгеновских функций светимости в галактиках различных типов. Большое внимание при расчете уделяется эволюции замагниченных нейтронных звезд. Показано, что рентгеновская функция светимости не имеет универсального вида. Она зависит от скорости звездообразования в галактике. Также очень важно учитывать эволюцию двойных систем и времена жизни на рентгеновских стадиях в теоретических моделях таких функций. Рассчитаны кумулятивные и дифференциальные рентгеновские функции светимости в галактиках с постоянным звездообразованием, кумулятивные функции светимости для различных промежутков времени, прошедших с момента пика звездообразования, и кривые, описывающие эволюцию рентгеновской светимости после вспышки звездообразования в галактике.

PACS: 97.80.Jp, 98.35.Ln

1. ВВЕДЕНИЕ

Эволюция рентгеновской светимости галактик была предсказана около двадцати лет назад [1] (см. также [2]) в работе, посвященной рентгеновскому излучению двойных звезд. Рентгеновская светимость $L_\delta(t)$ вычислялась в предположении одно-временного рождения всех звезд в галактике (темпы звездообразования в виде δ -функции). Эволюция рентгеновской светимости галактики с произвольным звездообразованием задается формулой

$$L(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} L_\delta(t - \tau) \phi(\tau) d\tau. \quad (1)$$

Эволюция полной рентгеновской светимости по прошествии двух и более миллиардов лет с момента вспышки звездообразования была описана в [1] степенным законом:

$$L(t) \approx 3 \times 10^{40} \left(\frac{N}{10^{12}} \right) \times \left(\frac{t}{10^9 \text{ лет}} \right)^{-1.56} \text{ эрг с}^{-1}, \quad (2)$$

где N — полное число звезд в галактике.

В работе [3] изучалась эволюция звездных населений после вспышки звездообразования в условиях, похожих на условия в центре Млечного Пути, в шкале времени порядка 10 млрд. лет. Результаты этой работы включают в себя количество рентгеновских транзиентов (состоящих из нейтронных звезд и звезд главной последовательности), черных дыр со сверхкритической аккрецией, а также двойных, состоящих из черной дыры и сверхгиганта, как функции времени. Было показано, что абсолютное и относительное количество двойных систем, включающих в себя нейтронные звезды и черные дыры, может служить хорошим индикатором величины промежутка времени, прошедшего с момента вспышки звездообразования. В работе [4] также сделаны аппроксимации зависимостей количества $N(t)$ объектов различных типов в зависимости от времени t .

В работе [5] популяционный синтез двойных звезд совмещен с вычислениями механизмов излучения рентгеновских лучей в молодых остатках сверхновых и в очень массивных рентгеновских двойных. Показано, что вклад взаимодействующих двойных в рентгеновскую светимость значителен.

Множество точечных внегалактических рентгеновских источников было открыто в последние годы благодаря орбитальным обсерваториям “Chandra” (см., например, [6, 7]) и “XMM-Newton” (см.,

например, [8–10]). В некоторых работах [11–14] делается вывод о степенном характере функции рентгеновской светимости:

$$\frac{dN}{dL} \sim L^{-\alpha} \times \text{SFR}, \quad \alpha \approx 1.5, \quad (3)$$

где SFR — темп звездообразования.

Эта информация обсуждалась в работе [15] с теоретической точки зрения.

Гримм и др. [12] показали, что в пределах точности современных данных существует линейная связь между количеством массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования (SFR). В режиме слабого звездообразования существует нелинейная связь между SFR и величиной рентгеновской светимости $L_x \sim \text{SFR}^{(\sim 1.7)}$ массивных тесных двойных систем. Эта зависимость становится линейной в случае достаточно сильного звездообразования: $\text{SFR} \gtrsim 4.5 M_\odot \text{год}^{-1}$ для $M > 8 M_\odot$. Также в этой работе утверждается, что существует универсальная степенная функция светимости массивных тесных рентгеновских двойных. Этот результат получен при обработке функций светимости галактик M82, NGC 4579, NGC 4736 и других с использованием метода наибольшего правдоподобия. Верхняя граница $L_c = 2.1 \times 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$, результат нормирован на суммарный темп звездообразования в указанных галактиках. Лучшее приближение функции светимости в дифференциальной форме задано формулой

$$\frac{dN}{dL_{38}} = (3.3^{+1.1}_{-0.8}) \times \text{SFR} \times L_{38}^{-1.61 \pm 0.12}, \quad (4)$$

$$L < L_c,$$

где $L_{38} = L/10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$ и величина SFR в единицах $M_\odot/\text{год}$.

В работе [16] приведены функции рентгеновской светимости галактик Антенны, основанные на восьми наблюдениях с борта телескопа “Chandra”, семь из которых были проведены в период с января 2001 г. по ноябрь 2002 г. После объединения всех наблюдений были обнаружены 120 источников вплоть до нижней границы светимости $\sim 2 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$. В [16] утверждается, что сравнение между собой функций рентгеновской светимости, полученных в отдельных наблюдениях, показывает, что переменность источников на них не влияет. Кумулятивная функция светимости по результатам всех наблюдений была представлена в виде степенного закона $N(> L) \sim L^{-0.52^{+0.08}_{-0.33}}$. Было также сделано заключение о возможном существовании скачка на светимости $\sim 10^{38} \text{ эрг с}^{-1}$, но с учетом ошибок его значение осталось неясным. Если этот скачок имеет место, то он может возникать в результате аккреции вещества на компактный объект

с рентгеновской светимостью, близкой к пределу Эддингтона [17].

В работе [18] с целью прямого сравнения с наблюдаемой функцией светимости галактики NGC 1569, полученной при помощи телескопа “Chandra”, рассчитаны популяции рентгеновских двойных систем. Для описания двух звездных населений были использованы гибридные модели: одно старое и низкометаллическое население с длительным звездообразованием в течение ~ 1.5 млрд. лет, другое — молодое, богатое металлами население. При помощи типичных параметров звездной эволюции авторам удалось удовлетворительно описать форму наблюдаемой функции светимости.

С нашей точки зрения нельзя утверждать, что существует универсальная функция светимости, так как

1) количество ярких рентгеновских двойных мало в любой конкретной галактике.

2) истинная рентгеновская светимость остается неопределенной вследствие сильной переменности источников в шкале времени от секунд до сотен лет.

С теоретической точки зрения универсальной функции светимости не существует, поскольку:

1) популяция рентгеновских двойных источников — это смесь различных типов двойных, имеющих различный тип обмена массами.

2) количество систем с определенной светимостью зависит от эволюции вращения нейтронных звезд, которая не имеет прямой связи с массой их компаньонов.

3) теоретические аргументы в пользу универсальной функции не вполне корректны, так не учитывают времена жизни, зависящие от массы оптического компаньона, на стадии аккреции [17].

Мы подчеркиваем, что учет эволюции вращения нейтронных звезд исключительно важен. Количество аккрецирующих нейтронных звезд, дающих вклад в функцию светимости, определяется их магнитными полями и периодами вращения. Нейтронные звезды могут находиться в неаккрецирующих состояниях (пропеллер, эжектор [19]). Это обстоятельство нередко не принимается во внимание при проведении популяционного синтеза.

Требуются наблюдения намного большего количества источников с определением их типов для построения верной функции светимости. В любом случае, рентгеновские функции светимости должны иметь различный наклон для различных типов систем и их возрастов, а также зависеть от истории звездообразования в галактиках.

Экстремально яркие рентгеновские источники со светимостью $L_x > 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ были открыты в большом количестве орбитальными телескопами “ROSAT”, “Chandra” и “XMM-Newton”. В работе [20] проведено теоретическое исследование,

целью которого было установить, можно ли объяснить такие источники, особенно те из них, что располагаются в галактиках с недавним звездообразованием, двойными системами, включающими в себя черные дыры звездных масс. Для этого был применен уникальный набор эволюционных моделей, дополненный программой популяционного синтеза. Было установлено, что если звезда-донор имеет начальную массу $\gtrsim 10 M_{\odot}$, то перенос массы в ядерной шкале времени достаточен для того, чтобы служить источником энергии большинства ультраярких источников. Это происходит в процессе горения гелиевого ядра и в намного большей степени в процессе перехода звезды на ветвь гигантов, даже несмотря на то, что последняя стадия длится всего 5% времени жизни звезды на главной последовательности. Было показано, что с умеренным сверхкритическим темпом аккреции, дающим светимость, превышающую предел Эддингтона в 10 раз, количество и свойства экстремально ярких рентгеновских источников можно воспроизвести. Также авторы работы [20] пришли к заключению, что если черные дыры звездной массы объясняют значительную часть ультраярких рентгеновских источников, то частота их образования должна быть $3 \times 10^{-7} \text{ год}^{-1}$ при частоте коллапсов ядер звезд 0.01 год^{-1} .

В работе [21] исследовался подкласс ультраярких рентгеновских источников, находящихся вне ядер галактик и, возможно, связанных с областями звездообразования. Было высказано предположение об умеренной коллимации излучения на такой стадии, которая предполагается в данном случае очень короткоживущей, но весьма распространенной. Наилучшим кандидатом для этого является стадия переноса массы в тепловой шкале времени, которая практически неминуема во многих рентгеновских двойных, особенно — массивных. Этот факт, в свою очередь, может предполагать связь с микроквазарами в Галактике. Короткие времена жизни массивных рентгеновских двойных объясняют тот факт, что ультраяркие рентгеновские источники связаны с областями звездообразования. Эти предположения оставляют возможность того, что часть ультраярких источников могут содержать очень массивные черные дыры.

Также мы хотели бы принять во внимание сверхкритическую несферическую аккрецию на замагниченные нейтронные звезды [22, 23]. В этом случае вещество падает на магнитные полюса нейтронной звезды, а максимальное энерговыделение в этом процессе достигает $L = 46 L_{\text{Edd}} (\mu_{30})^{4/9}$, где μ_{30} — дипольный магнитный момент нейтронной звезды в единицах 10^{30} Гс см^3 .

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ

2.1. Рассматриваемые виды двойных и механизмы аккреции вещества

В программе “Машина сценариев” учтены следующие механизмы аккреции вещества компактной звездой.

1. Аккреция из звездного ветра.
2. Аккреция из дискового ветра Ве-звезд.
3. Перенос вещества через внутреннюю точку Лагранжа на стадии заполнения полости Роша:
 - в тепловой шкале времени,
 - в ядерной шкале времени,
 - в шкале времени магнитного звездного ветра,
 - в шкале времени излучения гравитационных волн.

Вынужденный звездный ветер в программе не учтен.

Большинство рентгеновских пульсаров в Млечном Пути находятся в двойных, состоящих из Ве-звезды и нейтронной звезды [24–26]. Потеря массы Ве-звездами определяется их вращением, а их масса влияет на ветер намного меньше. В то же время мы видим лишь малую часть рентгеновских двойных, состоящих из Ве- и нейтронных звезд вследствие переменности переноса массы и кратковременности аккреции в таких системах [27].

Таким образом, мы должны исследовать как можно больше типов рентгеновских двойных.

1. NA+I: аккрецирующая нейтронная звезда с компаньоном на стадии главной последовательности.
2. NA+II: аккрецирующая нейтронная звезда в паре со сверхгигантом.
3. NA+III: аккрецирующая нейтронная звезда с компаньоном, заполняющим свою полость Роша.
4. NA+Be: аккрецирующая нейтронная звезда в паре в Ве-звездой.
5. BH+II: черная дыра в паре со сверхгигантом.
6. BH+III: черная дыра с компаньоном, заполняющим свою полость Роша.
7. SNA+III: нейтронная звезда с компаньоном, заполняющим свою полость Роша, сверхкритический режим аккреции.
8. SBH+III: черная дыра с компаньоном, заполняющим свою полость Роша, сверхкритический режим аккреции.

Последние два типа систем исследуются с целью моделирования экстремально ярких рентгеновских источников. Излучение таких объектов может быть сильно коллимированным (см., например, [28]) в узкий телесный угол $\sim 1^\circ$. Также мы принимаем во внимание возможность умеренной коллимации (см., например, [21]).

Если излучение источника узконаправлено, то мы должны уменьшить количество соответствующих систем, полученное при проведении популяционного синтеза, поскольку мы не можем видеть объект, если его луч направлен не в нашу сторону:

$$N_o = \frac{\Omega}{4\pi} N_c. \quad (5)$$

Светимость в этом случае должна быть пересчитана по формуле

$$L_o = \frac{4\pi}{\Omega} L_c, \quad (6)$$

для того, чтобы найти светимость при формальном предположении о сферически-симметричном излучении. В этих выражениях Ω — удвоенный телесный угол коллимации излучения, L_c — вычисленное программой значение светимости, N_c — полученное в расчетах количество источников, L_o и N_o — соответствующие значения, которые могли бы наблюдаться.

Следует также сказать несколько слов о звездах Вольфа—Райе в парах с черными дырами и нейтронными звездами. Количество двойных, состоящих из аккрецирующей черной дыры и звезды Вольфа—Райе, очень мало, поскольку звезды Вольфа—Райе имеют очень большую скорость ветра. Поэтому аккреционные диски не могут сформироваться в широких парах (с орбитальным периодом $\gtrsim 10$ ч; Лебедь X-3, например, имеет орбитальный период 4.8 ч; подробнее см. работу [29]). При этом рентгеновских систем, состоящих из нейтронных звезд в паре со звездами Вольфа—Райе, не существует, так как нейтронные звезды ускоряют свое вращение во время второго обмена массами и становятся вследствие этого пропеллерами или эжекторами [30].

Следует заметить, что наши результаты, касающиеся нейтронных звезд в парах с Ве-звездами и двойных со сверхкритической аккрецией на нейтронные звезды и черные дыры на стадии заполнения полости Роша имеют иллюстративный характер: в настоящее время представляется невозможным точно описать временные и угловые характеристики их излучения.

2.2. Параметры эволюционного сценария

Поскольку алгоритмы, используемые в “Машине сценариев”, описаны много раз, мы ограничимся лишь значениями наиболее важных параметров эволюционного сценария, влияющих на результаты численного моделирования рассматриваемых в работе двойных систем. Детальное описание программы можно найти в работах [2, 31, 32].

Начальная масса главной звезды изменялась в пределах 10–120 $M_\odot$. Для описания экстремально ярких рентгеновских источников, включающих

в себя черные дыры с массами, превышающими $\sim 100 M_\odot$, и оптическую звезду, заполняющую свою полость Роша, мы проводили популяционный синтез также с начальной массой главной звезды в пределах 120–1000 $M_\odot$.

Мы предполагаем нулевой начальный эксцентриситет, равноевероятное отношение начальных масс компонент двойной, начальная масса второй (менее массивной, чем главная) звезды имеет нижний предел 0.1 $M_\odot$.

Темп потери массы невырожденными звездами в процессе их эволюции остается не вполне исследованным. Несмотря на то, что имеющиеся неопределенности можно значительно уменьшить (см., например, [33]), нет оснований принимать какой-то сценарий звездного ветра в качестве эталона. Поэтому мы провели наши вычисления для двух типов звездного ветра: назовем их А и С. Подробное описание этих моделей может быть найдено в работе [32]. Сценарий А имеет слабый звездный ветер. Звездный ветер массивных звезд (с массами более 15 $M_\odot$) выше в сценарии С, для менее массивных звезд оба сценария эквивалентны. Полная потеря массы на каждой эволюционной стадии в сценарии С выше, чем в сценарии А.

Эффективность стадии с общей оболочкой α_{CE} принята равной 0.5.

Минимальная масса звезды, остатком эволюции которой является черная дыра, принята равной 25 $M_\odot$. Параметр $k_{bh} = M_{bh}/M_{PreSN}$ — доля массы звезды, уходящей под горизонт событий во время образования черной дыры, принят равным 0.5 [33]; здесь M_{PreSN} — масса предсверхновой звезды, дающей черную дыру массы M_{bh} .

Начальные массы нейтронных звезд распределены случайным образом в диапазоне 1.25–1.44 $M_\odot$. Максимальная масса нейтронной звезды (предел Оппенгеймера—Волкова) принят равным $M_{OV} = 2.0 M_\odot$. Начальные магнитные поля нейтронных звезд приняты равными 10^{12} Гс, а время затухания поля — 10^8 лет. Нейтронная звезда в процессе образования получает характерный толчок 80 км с $^{-1}$.

Мы используем два значения угла коллимации излучения для сверхкритических режимов аккреции: $\alpha = 1^\circ$ и $\alpha = 10^\circ$.

2.3. Нормировка результатов

Частоты рождения двойных звезд вычисляются по формуле

$$\nu_{gal} = \frac{N_{calc}}{N_{tr}} \frac{1}{M_1^{1.35}}, \quad (7)$$

где ν_{gal} — частота рождения определенного типа двойных в спиральной галактике с постоянным

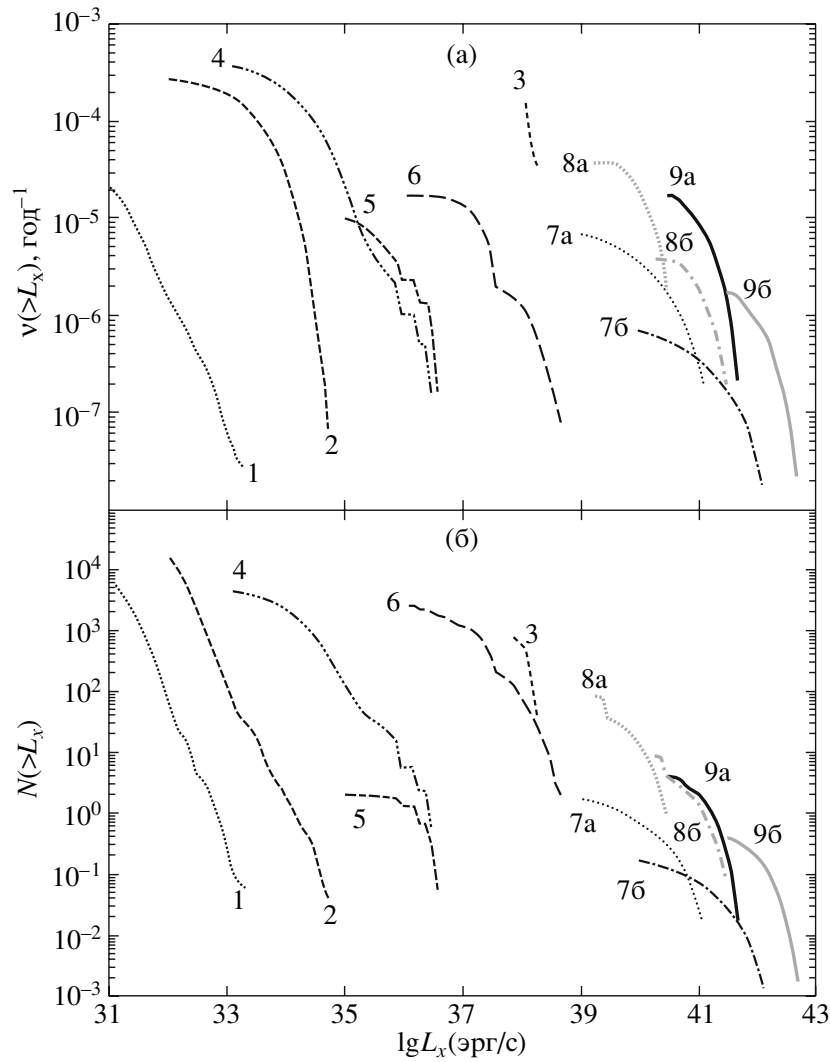


Рис. 1. Частоты рождений (а) и кумулятивные функции светимости (б) различных типов рентгеновских источников в Галактике. На графиках приняты следующие обозначения: 1 – NA+I, 2 – NA+II, 3 – NA+III, 4 – NA+Be, 5 – BH+II, 6 – BH+III, 7a – SNA+III, угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$, 7б – SNA+III, $\alpha = 1^\circ$, 8a – SBH+III, $\alpha = 10^\circ$, 8б – SBH+III, $\alpha = 1^\circ$, 9a – SBH+III, $\alpha = 10^\circ$, 9б – SBH+III, $\alpha = 1^\circ$. Кривые 9a и 9б рассчитаны в предположении минимальной начальной массы главной звезды $120 M_\odot$, в остальных случаях эта величина составляет $10 M_\odot$. При вычислениях использована модель звездного ветра А.

звздообразованием, которое задается функцией Солпитера, N_{calc} – количество систем этого типа, полученное в расчетах, N_{tr} – количество систем, для которых проведен популяционный синтез, M_1 – минимальная начальная масса первичной компоненты в наших вычислениях.

Количество систем определенного типа в спиральной галактике вычисляется по формуле

$$N_{gal} = \frac{\sum t_i}{N_{tr}} \frac{1}{M_1^{1.35}}, \quad (8)$$

где N_{gal} – количество двойных данного типа в галактике, t_i – время жизни двойной системы на интересующей нас стадии.

Наряду с исследованиями популяции рентгеновских источников в спиральной галактике, мы сделали некоторые оценки эволюции функции светимости и для эллиптической галактики. Количество систем в эллиптической галактике рассчитывается в работе по формуле

$$N_{gal} = N_{calc} \frac{M_{gal}}{M_{ScM}} \left(\frac{M_{1ScM}}{M_{1gal}} \right)^{-1.35} \frac{\sum t_i}{\Delta T}, \quad (9)$$

где $M_{gal} = 10^{11} M_\odot$ – масса типичной галактики, M_{1ScM} – минимальная масса звезды в наших расчетах, $M_{1gal} = 0.1 M_\odot$ – минимальная масса звезды в функции Солпитера, t_i – время жизни систе-

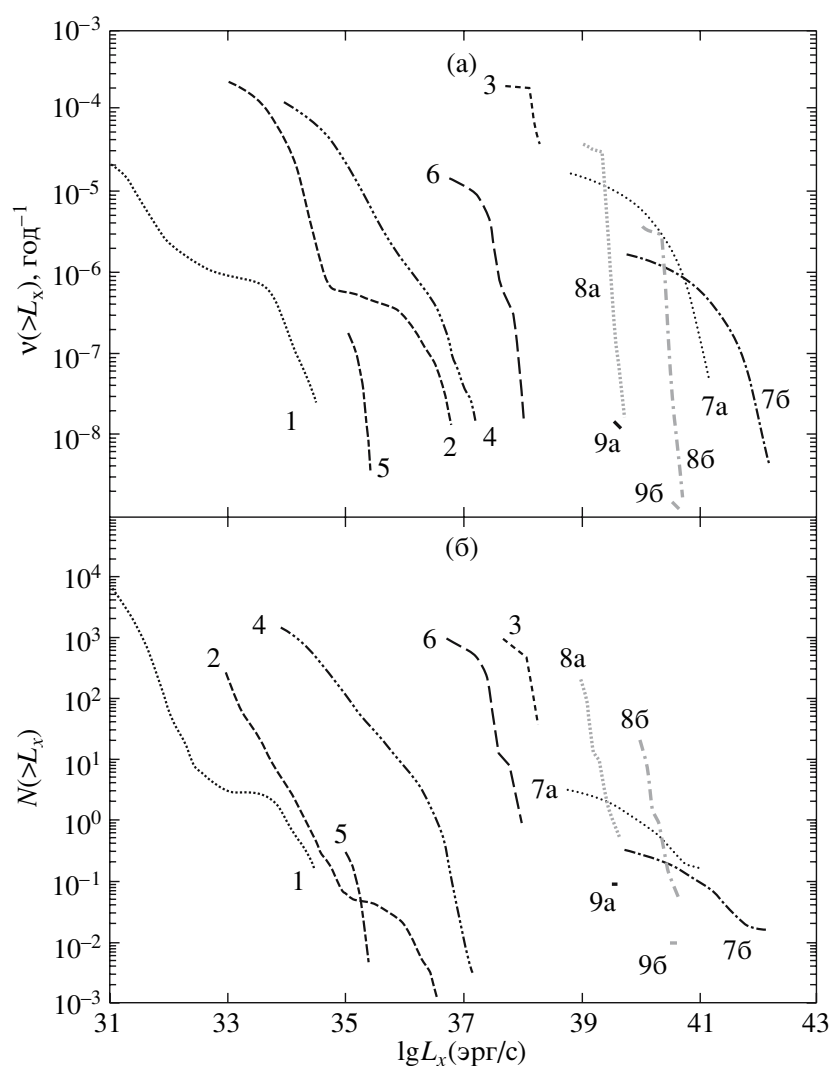


Рис. 2. То же, что на рис. 1, для модели звездного ветра С.

мы на интересующей нас стадии в диапазоне времени от T до $T + \Delta T$, где T — время, прошедшее с момента образования эллиптической галактики, в качестве которой мы принимаем объект, в котором все звезды родились в один и тот же момент времени.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Популяционный синтез был проведен четырежды, каждый раз рассчитывалась эволюция 10^7 двойных систем. Дважды расчеты были проведены в предположении слабого звездного ветра (тип А), дважды — в предположении умеренно сильного звездного ветра (тип С). Для каждого типа ветра проводились вычисления в двух диапазонах начальных масс первичных компонент двойных (подчиняющихся функции Солпитера): в

диапазоне $10\text{--}120 M_\odot$ для моделирования всех типов рассматриваемых в работе систем, и в диапазоне $120\text{--}1000 M_\odot$ для качественного описания экстремально ярких рентгеновских источников, состоящих из черной дыры средних масс и невырожденных звезд, заполняющих свою полость Роша.

На рис. 1 и 2 показаны частоты рождения различных типов двойных источников в спиральной галактике (графики (а)) и кумулятивные функции светимости этих источников в такой же галактике (графики (б)). Результаты, приведенные на рис. 1, получены с использованием звездного ветра типа А (слабый ветер), а результаты, приведенные на рис. 2 — с использованием звездного ветра типа С (умеренно сильный ветер). Обозначения кривых на рисунках следующие (см. введенные в разделе 2.1 типы рентгеновских двойных): 1 — NA+I, 2 — NA+II, 3 — NA+III, 4 — NA+Be, 5 —

Таблица 1. Аппроксимация кумулятивной функции светимости в спиральной галактике, представленной на рис. 3 в случае звездного ветра типа А

Диапазон светимости, $\lg L_x$ (эрг с ⁻¹)	k^1
31.0–32.5	–0.25
32.5–35.6	–0.1
35.6–37.2	–0.25
37.2–38.0	–0.7
38.0–38.3	$\approx -8^2$
38.0–38.5	$\approx -8^3$
38.3–39.2	$\approx -0.05^2$
38.5–40.2	$\approx -0.05^3$
39.2–41.1	–0.7 ²
40.2–42.2	–0.7 ³

¹ Кривая аппроксимируется степенным законом $N(> L) \sim L^k$.

² Угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$.

³ Угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 1^\circ$.

ВН+II, 6 – ВН+III, 7а – SNA+III, угол коллимации излучения (в сверхкритических режимах) $\alpha = 10^\circ$, 7б – SNA+III, $\alpha = 1^\circ$, 8а – SBH+III, $\alpha = 10^\circ$, 8б – SBH+III, $\alpha = 1^\circ$, 9а – SBH+III, $\alpha = 10^\circ$, 9б – SBH+III, $\alpha = 1^\circ$. Кривые 9а, 9б рассчитаны при минимальной начальной массе главной звезды $120 M_\odot$, в остальных случаях этот параметр составляет $10 M_\odot$.

Как видно из рис. 1, 2, светимости различных типов рентгеновских двойных лежат в различных диапазонах, а их функции светимости имеют разные наклоны. Это свидетельствует о сложности рентгеновской функции светимости. Сравнение рис. 1 и 2 показывает важность учета времен жизни систем на стадии рентгеновских источников при теоретическом моделировании функций светимости. Относительное обилие различных типов двойных не одно и то же в частоте рождения и в функции светимости. Например, как следует из рис. 1, частота рождения систем типа NA+II примерно в 10 раз выше частоты рождения систем типа NA+I. Однако время жизни сверхгиганта намного меньше, чем время жизни звезды главной последовательности, поэтому, как можно видеть из рис. 5, количество двойных типа NA+I всего вдвое меньше, чем количество двойных типа NA+II (в спиральной галактике). Более сильный

Таблица 2. Аппроксимация кумулятивной функции светимости в спиральной галактике, представленной на рис. 4 в случае звездного ветра типа С

Диапазон светимости, $\lg L_x$ (эрг с ⁻¹)	k^1
31.0–32.5	–0.4
32.5–35.5	–0.1
35.5–37.2	–0.3
37.2–38.0	–0.6
38.0–38.2	–1.8 ²
38.0–38.2	–3.6 ³
38.2–39.1	–0.1 ²
38.2–40.1	–0.3 ³
39.1–39.5	–3.5 ²
40.1–40.5	–3.5 ³
39.5–41.0	–0.75 ²
40.5–42.0	–0.75 ³

¹ Кривая аппроксимируется степенным законом $N(> L) \sim L^k$.

² Угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$.

³ Угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 1^\circ$.

звездный ветер (тип С) делает эту разницу еще больше (рис. 2).

Величина звездного ветра существенно влияет на эволюционный сценарий по двум причинам. Во-первых, сферически-симметричный ветер ведет к увеличению расстояния между компонентами двойной системы, во-вторых, звездный ветер силь-

Таблица 3. Аппроксимация эволюции рентгеновской светимости эллиптической галактики после вспышки звездообразования в случае звездного ветра типа А

Промежуток времени, млн. лет	c_1	p
$4 \times 10^2 - 1 \times 10^3$	3×10^{47}	–2.5
$1 \times 10^3 - 2 \times 10^3$	3.6×10^{44}	–1.56
$2 \times 10^3 - 2.5 \times 10^3$	2×10^{52}	–4
$2.5 \times 10^3 - 1 \times 10^4$	3×10^{44}	–1.8

Примечание. Кривая аппроксимируется степенным законом $L(T) = c_1 \left(\frac{T}{10^6 \text{ лет}} \right)^p$.

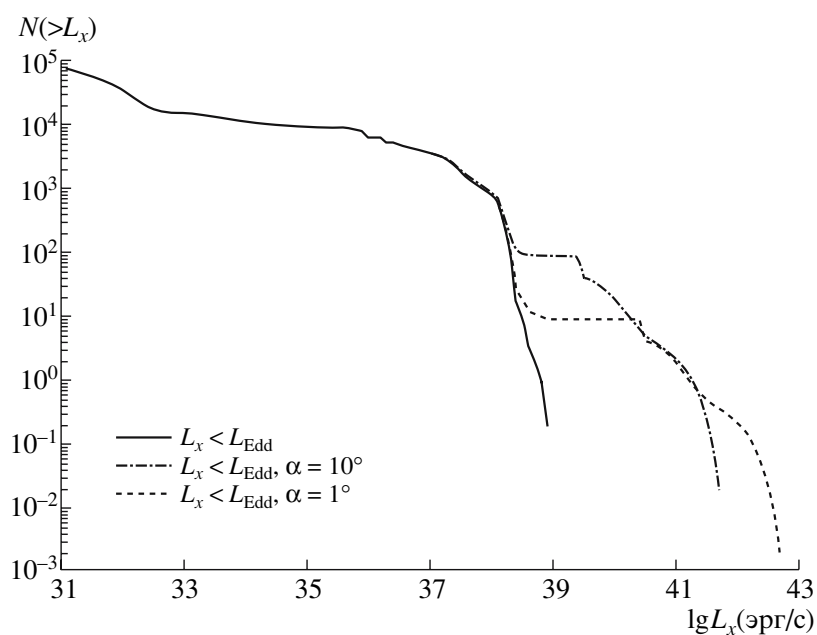


Рис. 3. Кумулятивная функция светимости рентгеновских источников в Галактике. Аппроксимация кривой приведена в табл. 1. При вычислениях использована модель звездного ветра А.

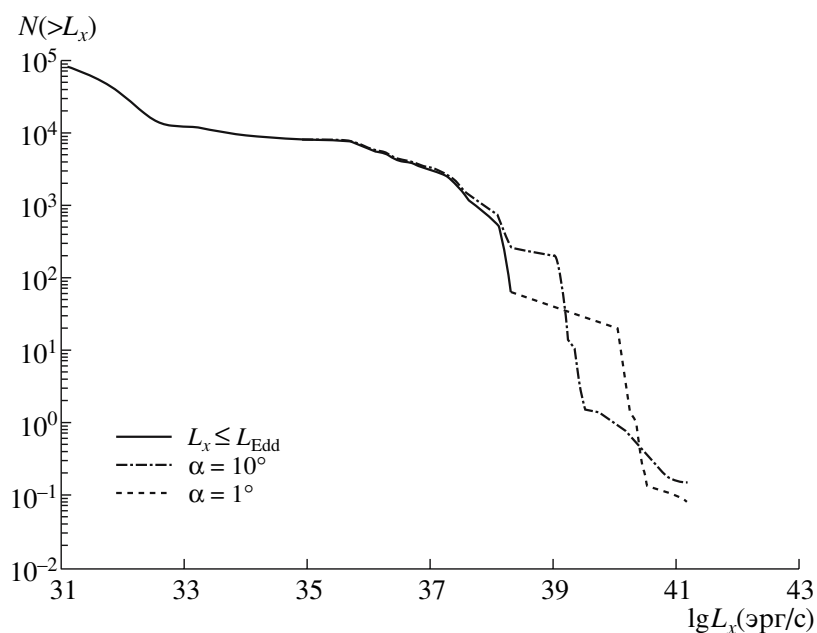


Рис. 4. То же, что на рис. 3, для модели звездного ветра С. Аппроксимация кривой приведена в табл. 2.

но влияет на тип остатков эволюции массивных звезд. В частности, выбор модели звездного ветра может изменить распределение масс черных дыр в данной популяции двойных звезд [33], поскольку предшественники черных дыр теряют различную часть своей массы до коллапса. Более того, вели-

чина полной потери массы звездой в ветре может изменить даже вид остатка: звезда может дать нейтронную звезду вместо черной дыры. Как следует из рис. 1 и 2, более сильный ветер (тип С) сильно уменьшает количество двойных рентгеновских источников многих видов (и влияет на все).

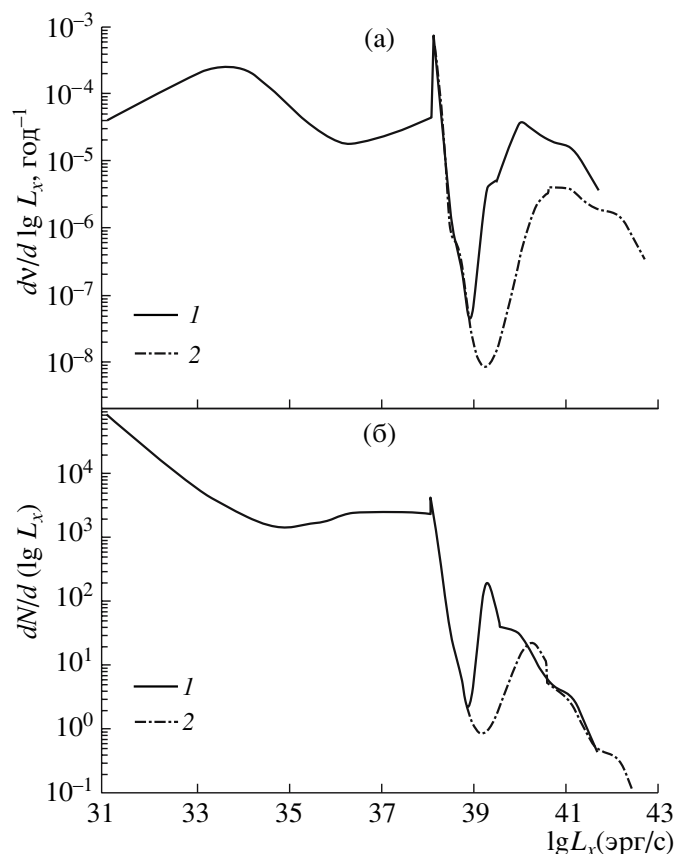


Рис. 5. Частота рождения (а) рентгеновских систем всех исследуемых типов (дифференциальная функция) и дифференциальная функция светимости (б) рентгеновских источников в Галактике. Тип звездного ветра — А. Угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$ (1) и $\alpha = 1^\circ$ (2).

На рис. 3 и 4 показана кумулятивная функция светимости рентгеновских источников всех исследуемых типов в спиральной галактике, похожей на Млечный Путь. В табл. 1 и 2 приведены асимптотики этих кривых. Здесь α — угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции. Кривые на рис. 3 вычислены в предположении

звездного ветра типа А, на рис. 4 — в предположении звездного ветра типа С.

Рис. 3 и 4 показывают, что рентгеновская функция светимости всех источников имеет разный наклон в разных диапазонах светимости (см. также табл. 1 и 2). В работе [11] в качестве наилучшего приближения приводится следующая формула для кумулятивной функции светимости:

$$N(>L) = 5.4 \times \text{SFR} \times \quad (10)$$

$$\times (L^{-0.61 \pm 0.12} - 210^{-0.61 \pm 0.12});$$

в диапазоне светимости между $\sim 10^{35}$ эрг с^{-1} и $\sim 10^{40}$ эрг с^{-1} (см. формулу (7) и рис. 5 (работы 11); однако в результатах приводится более узкий диапазон светимости). В наших вычислениях похожий наклон функции светимости возникает в диапазонах $\approx 2 \times 10^{37} - \approx 10^{38}$ эрг с^{-1} , а также $\approx 2 \times 10^{39} - \approx 10^{41}$ эрг с^{-1} (границы последнего диапазона зависят от наших предположений относительно угла коллимации излучения в режимах сверхкритической аккреции). Между этими двумя

Таблица 4. Аппроксимация эволюции рентгеновской светимости эллиптической галактики после вспышки звездообразования в случае звездного ветра типа С

Промежуток времени, млн. лет	c_1	p
$4 \times 10^1 - 4 \times 10^2$	1.5×10^{41}	≈ 0
$4 \times 10^2 - 1.5 \times 10^3$	2×10^{45}	-2.7

Примечание. Кривая аппроксимируется степенным законом $L(T) = c_1 \left(\frac{T}{10^6 \text{ лет}} \right)^p$.

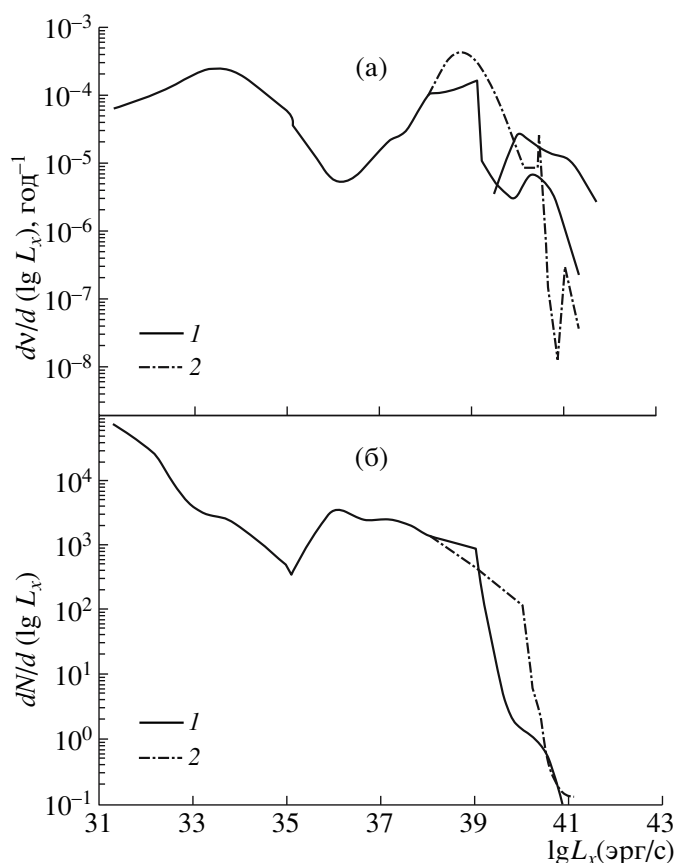


Рис. 6. То же, что на рис. 5, для типа звездного ветра С.

диапазонами рентгеновская функция светимости (наши теоретические кривые) становятся очень крутыми в районе предела Эддингтона (количество систем типа NA+III велико, а их светимость близка или практически равна предельной; рис. 1 и 2).

На рис. 5 и 6 показаны частоты рождения (графики (а)) всех исследуемых систем (в дифференциальной форме) и дифференциальные функции светимости (графики (б)) двойных рентгеновских источников в Галактике. На этих рисунках приняты следующие обозначения: 1 — угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$, 2 — $\alpha = 1^\circ$. Кривые на рис. 5 были получены с использованием модели А звездного ветра, на рис. 6 — с использованием модели С. Функции светимости в дифференциальной форме также демонстрируют различный наклон.

На рис. 7 показаны кумулятивные функции светимости всех исследуемых систем в эллиптической галактике после вспышки звездообразования. На этом рисунке приняты следующие обозначения: 1 — звездный ветер А, угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$, 2 — ветер А, $\alpha = 1^\circ$, 3 — ветер С, $\alpha = 10^\circ$, 4 —

ветер С, $\alpha = 1^\circ$. Кривые построены для следующих промежутков времени с момента вспышки звездообразования: график (а) — 0–10 млн. лет, (б) — 10–100 млн. лет, (в) — 100 млн. лет — 1 млрд. лет, (г) — 1–10 млрд. лет. На рис. 7 показана эволюция функции светимости на длинных шкалах времени с момента вспышки звездообразования в эллиптической¹ галактике. Как можно видеть из этого рисунка, универсальная функция рентгеновской светимости отсутствует. Тем не менее, не следует забывать, что числа на данном рисунке относительны. Любая система добавлялась в суммарное количество систем в конкретном интервале времени, если она появлялась в качестве рентгеновской системы, либо еще проявляла себя в этом качестве на этом промежутке времени или его части. Однако времена жизни таких систем обычно короче, чем большинство представленных интервалов времени. Для получения большей точности следовало бы брать более короткие интервалы времени, но наша цель в данной работе — показать эволюцию функ-

¹ В настоящей работе мы называем “эллиптической” галактикой объект с массой $10^{11} M_\odot$ и δ -функцией в качестве темпа звездообразования.

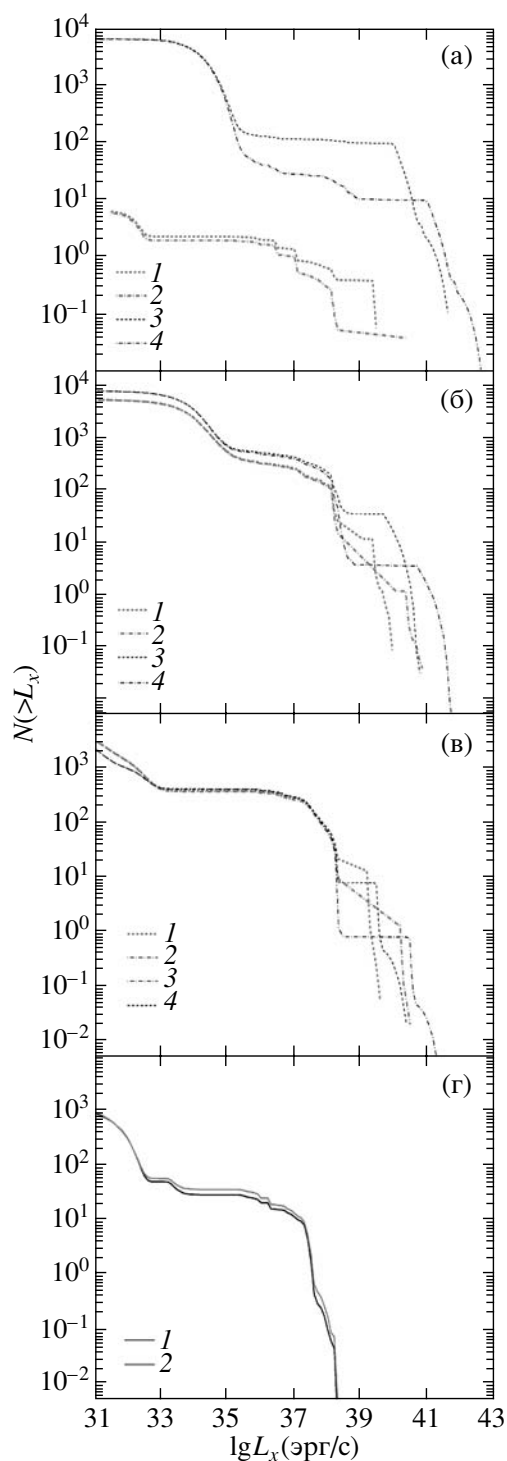


Рис. 7. Эволюция кумулятивной функции светимости рентгеновских источников в “эллиптической” галактике после вспышки звездообразования. Кривая 1 — звездный ветер типа А, угол коллимации излучения в сверхкритических режимах аккреции $\alpha = 10^\circ$, кривая 2 — ветер типа А, $\alpha = 1^\circ$, кривая 3 — ветер типа С, $\alpha = 10^\circ$, кривая 4 — ветер типа С, $\alpha = 1^\circ$. Диапазоны времени с момента вспышки звездообразования составляют: 0–10 млн. лет (а), 10–100 млн. лет (б), 100 млн. — 1 млрд. лет (в), 1–10 млрд. лет (г).

ции светимости на длинных промежутках времени качественно.

В работе [18] показано, что зависимость наклона рентгеновской функции светимости от возраста немонотонна для карликовой галактики с текущим или недавним звездообразованием NGC 1569. Было изучено поведение теоретической рентгеновской светимости для двух типов звездного населения: одно — старое с возрастом 1.5 млрд. лет и другое — молодое с возрастом 10, 70, и 170 млн. лет (непрерывное звездообразование на протяжении 1.5 млрд. лет, а также на протяжении 10, 70 и 100 млн. лет, соответственно). Средний темп звездообразования в старом населении был принят равным 5% от скорости звездообразования в молодом населении. Прямое сравнение наших результатов с результатами работы [18] затруднено, так как в наших расчетах приняты другие модели темпа звездообразования. Одной из общих черт является эволюция функции светимости со временем. Кроме того, в работе [18] не найдено универсальной функции светимости в галактике NGC 1569.

На рис. 8 показана эволюция рентгеновской светимости после вспышки звездообразования ($T = 0$) в галактике с массой $10^{11} M_\odot$. В табл. 2 приведены асимптотики. На рис. 8 обозначения следующие: 1 — наши расчеты, звездный ветер А, 2 — результат, полученный в работе [1], 3 — наши вычисления, ветер С. Следует отметить, что по сравнению с работой [5] мы не принимаем в расчет рентгеновскую светимость остатков сверхновых. Также мы исследуем эволюцию светимости на гораздо более длительной шкале времени. По прошествии 4×10^2 млн. лет с момента образования звезд в исследуемой галактике рентгеновская светимость может быть аппроксимирована степенным законом $L(T) \sim T^{-a}$, где $a = 1.56$ и 1.8 в широком диапазоне времени (табл. 3). В работе [1] был получен приблизительно тот же результат, который мы можем подтвердить. Причина различий в том, что 16 лет назад вычисления проводились с учетом меньшего числа типов рентгеновских двойных систем, чем в настоящей работе. Также модель эволюции двойных претерпела изменения за прошедшее время. Более сильный звездный ветер (табл. 4) дает результат, почти несовместимый с результатами работы [1].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, наши вычисления показывают следующее.

1. Функция светимости двойных рентгеновских источников имеет сложный вид, ее наклон различен в различных диапазонах светимости.

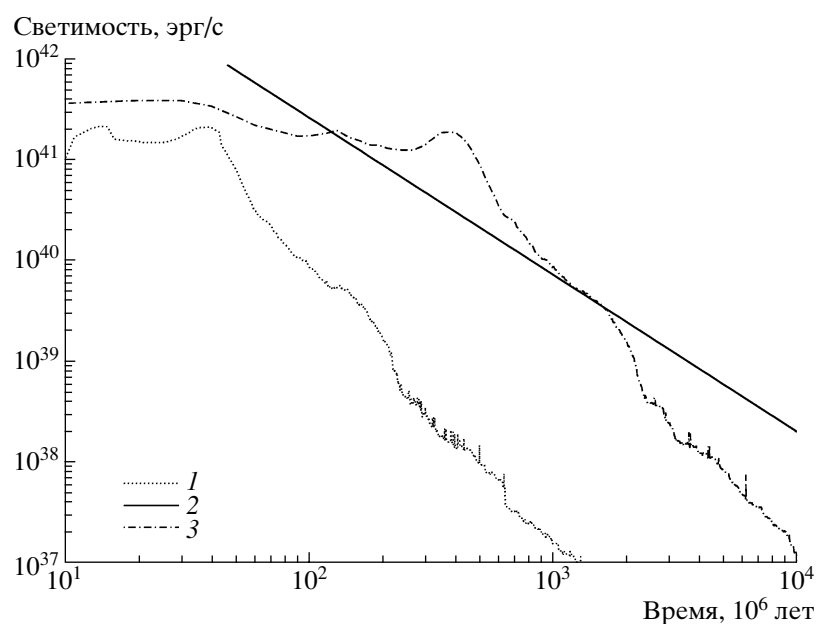


Рис. 8. Эволюция рентгеновской светимости “эллиптической” галактики с массой $10^{11} M_{\odot}$ после вспышки звездообразования ($T = 0$). Кривая 1 — современный результат популяционного синтеза, звездный ветер типа А, кривая 2 — данные работы [1], кривая 3 — современный результат популяционного синтеза, звездный ветер типа С. Аппроксимации приведенных кривых даны в табл. 2 и 3.

2. Функция светимости двойных рентгеновских источников зависит от скорости звездообразования, как и было впервые показано в работе [1] в 1989 г.

3. Необходимо учитывать эволюцию вращения нейтронных звезд и времена жизни рентгеновских стадий при теоретическом моделировании функций светимости рентгеновских источников.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Tatarintzeva, V. Lipunov, E. Osminkin, M. E. Prokhorov, in: *The 23rd ESLAB Symposium on Two Topics in X-Ray Astronomy. V. 1. X Ray Binaries* (ESA, 1989), p. 653.
2. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Astrophys. and Space Phys. Revs* **9**, 1 (1996).
3. V. M. Lipunov, L. M. Ozernoy, S. B. Popov, *et al.*, *Astrophys. J.* **466**, 234 (1996).
4. С. Б. Попов, В. М. Липунов, М. Е. Прохоров, К. А. Постнов, *Астрон. журн.* **75**, 35 (1998).
5. J. Van Bever and D. Vanbeveren, *Astron. and Astrophys.* **358**, 462 (2000).
6. M. P. Munro, *Astrophys. J.* **613**, 1179 (2004).
7. J. E. Grindlay, J. Hong, P. Zhao, *et al.*, *Astrophys. J.* **635**, 920 (2005).
8. A. K. H. Kong, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **346**, 265 (2003).
9. A. Georgakakis, I. Georgantopoulos, M. Vallbe, *et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 135 (2004).
10. I. Georgantopoulos, A. Georgakakis, and E. Koulouridis, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **360**, 782 (2005).
11. H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **391**, 923 (2002).
12. H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R. Sunyaev, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **339**, 793 (2003).
13. M. Gilfanov, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **349**, 146 (2004).
14. D.-W. Kim and G. Fabbiano, *Astrophys. J.* **611**, 846 (2004).
15. К. А. Постнов, *Письма в “Астрон. журн.”* **29**, 424 (2003).
16. A. Zezas, G. Fabbiano, A. Baldi, *et al.*, *Rev. Mex. Astron. y Astrofis.* **20**, 53 (2004).
17. A. Zezas and G. Fabbiano, *Astrophys. J.* **577**, 726 (2002).
18. K. Belczynski, V. Kalogera, A. Zezas, and G. Fabbiano, *Astrophys. J.* **601**, 147 (2004).
19. V. M. Lipunov, *Astrophysics of Neutron Stars*, *Astron. and Astrophys. Library*, v.322 (Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag, 1992).
20. S. A. Rappaport, Ph. Podsiadlowski, and E. Pfahl, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **356**, 401 (2005).
21. A. R. King, M. B. Davies, M. J. Ward, *et al.*, *Astrophys. J.* **552**, L109 (2001).
22. V. M. Lipunov, *Astrophys. and Space Sci.* **82**, 343 (1982).
23. В. М. Липунов, *Астрон. журн.* **59**, 87 (1982).

24. Q. Z. Liu, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel, *Astron. and Astrophys.* **147**, 25 (2000).
25. Q. Z. Liu, J. van Paradijs, and E. P. J. van den Heuvel, *Astron. and Astrophys.* **368**, 1021 (2001).
26. N. V. Raguzova and S. B. Popov, *Astron. and Astrophys. Trans.* **24**, 151 (2005).
27. E. P. J. van den Heuvel, in: *Interacting Binaries*, eds S. N. Shore, M. Livio, E. P. J. van den Heuvel (Springer-Verlag, 1994), p. 103.
28. A. M. Cherepashchuk, R. A. Sunyaev, S. N. Fabrika, *et al.*, *Astron. and Astrophys.* **437**, 561 (2005).
29. С. В. Карпов, В. М. Липунов, *Письма в “Астрон. журн.”* **27**, 758 (2001).
30. В. М. Липунов, *Письма в “Астрон. журн.”* **8**, 358 (1982).
31. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, and M. E. Prokhorov, *Astron. and Astrophys.* **310**, 489 (1996).
32. V. M. Lipunov, K. A. Postnov, M. E. Prokhorov, and A. I. Bogomazov, eprint arXiv: 0704.1387v1 (2007).
33. А. И. Богомазов, М. К. Абубекеров, В. М. Липунов, *Астрон. журн.* **82**, 722 (2005).

Population Synthesis for the Luminosity Functions of X-ray Binaries Made Using the “Scenario Machine”

A. I. Bogomazov and V. M. Lipunov

Using the “Scenario Machine” (a computer code based on the Monte-Carlo method, developed to calculate the evolution of a large ensemble of binaries), we have carried out population-synthesis calculations for X-ray binaries for the purpose of modeling the X-ray luminosity functions in various type galaxies. These calculations were focused on the evolution of magnetized neutron stars. The X-ray luminosity function is not universal, and depends on the star-formation rate in the galaxy. In theoretical models, it is very important to take into account the evolution of the binaries and their lifetimes in their X-ray stages. We calculated the cumulative and differential X-ray luminosity functions in galaxies with a constant star-formation rate, the cumulative luminosity functions for various time intervals since the peak star formation, and curves describing the evolution of the X-ray luminosity after a star-formation burst in the galaxy.