

Грин (Palomar-Green (PG) catalog) в работе [28] величина угла наклона весьма близка к значению $i = 60^\circ$. Мы будем использовать данное значение для других объектов выборки, которые отсутствуют в [28].

Ограничения на величину спина сверхмассивной чёрной дыры в объектах нашей выборки представлены в табл. 2. Как следует из этой таблицы, значения спинов объектов из работы [5] не превышают величины 0,998, которая соответствует предельному значению спина для устойчивой чёрной дыры типа Керра, и не имеют значений менее 0,4.

В таблице 2 представлены соответствующие предельные значения величин магнитных полей на последней устойчивой орбите в аккреционном диске B_{in} и на горизонте событий чёрной дыры B_h . Переход от B_{in} к B_h осуществлён на основе результатов работы [22] (см. рис. 7 в [22]).

4. Заключение

На основе данных спектрополяриметрических наблюдений активных ядер галактик и квазаров, выполненных на БТА-6м, получены оценки значений спинов сверхмассивных чёрных дыр, входящих в состав наблюдаемых объектов. Оценки проводились на основе как спектрополяриметрических данных, так и данных о кинетической мощности релятивистских джетов. Существенным элементом полученных оценок является определение величины магнитного поля на последней устойчивой кеплеровской орбите в аккреционном диске, а также на горизонте событий сверхмассивной чёрной дыры.

Предложенная методика является существенным дополнением к общепринятому методу определения спинов сверхмассивных чёрных дыр, основанному на анализе спектральной формы линий железа в рентгеновском диапазоне.

Работа выполнена при поддержке программой Президиума РАН № 21 "Нестационарные явления в объектах Вселенной", программой ОФН РАН № 17 "Активные процессы в галактиках и внегалактических объектах" и грантом Президента РФ "Ведущие научные школы" НШ-1625.2012.2.

Список литературы

1. Бескин В С *УФН* **180** 1241 (2010) [Beskin V S *Phys. Usp.* **53** 1199 (2010)]
2. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Sci.* **102** 375 (1984)
3. Долгинов А З, Гнедин Ю Н, Силантьев Н А *Распространение и поляризация излучения в космической среде* (М.: Наука, 1979) [Dolginov A Z, Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Propagation and Polarization of Radiation in Cosmic Media* (Amsterdam: Gordon and Breach Publ., 1995)]
4. Gnedin Yu N, Silant'ev N A *Astrophys. Space Phys. Rev.* **10** (1) 1 (1997)
5. Афанасьев В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **37** 333 (2011) [Afanasyev V L et al. *Astron. Lett.* **37** 302 (2011)]
6. Афанасьев В Л, Моисеев А В *Письма в Астрон. журн.* **31** 214 (2005) [Afanasyev V L, Moiseev A V *Astron. Lett.* **31** 194 (2005)]
7. Turnshek D A et al. *Astron. J.* **99** 1243 (1990)
8. Thorne K S *Astrophys. J.* **191** 507 (1974)
9. Penrose R *Riv. Nuovo Cimento* (1) 252 (1969), Numero Speciale
10. Blandford R D, Znajek R L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **179** 433 (1977)
11. Fabian A C et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **238** 729 (1989)
12. Laor A *Astrophys. J.* **376** 90 (1991)
13. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **411** 2353 (2011)
14. Patrick A R et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **416** 2725 (2011)
15. Brenneman L W, Reynolds C S *Astrophys. J.* **702** 1367 (2009)
16. Brenneman L W et al. *Astrophys. J.* **736** 103 (2011)
17. de La Calle Pérez I et al. *Astron. Astrophys.* **524** A50 (2010)
18. Daly R A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **414** 1253 (2011)
19. Silant'ev N A et al. *Astron. Astrophys.* **507** 171 (2009)
20. Meier D L *Astrophys. J.* **522** 753 (1999)
21. Foschini L *Int. J. Mod. Phys. Conf. Ser.* **08** 172 (2012); arXiv: 1107.2785
22. Garofalo D *Astrophys. J.* **699** 400 (2009)
23. Соболев В В *Учен. зап. ЛГУ* (116) 1 (1949)
24. Chandrasekhar S *Radiative Transfer* (Oxford: Clarendon Press, 1950)
25. Mayer M, Pringle J E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **368** 379 (2006)
26. Bonanno A, Urpin V *Astron. Astrophys.* **473** 701 (2007)
27. Novikov I D, Thorne K S, in *Black Holes* (Eds C DeWitt, B C DeWitt) (New York: Gordon and Breach, 1973) p. 343
28. Crumey J et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1067 (2006)

PACS numbers: 97.10.Bt, 97.80.Jp, 98.70.Qy
DOI: 10.3367/UFNr.0183.201307g.0752

Рентгеновские двойные и звездообразование

М.Р. Гильфанов

1. Введение

Прогресс рентгеновской астрономии привёл к появлению нового метода измерения темпа звездообразования в далёких галактиках — по их излучению в рентгеновском диапазоне [1, 2]. Рентгеновские наблюдения близких галактик продемонстрировали, что в отсутствие активного ядра, т.е. если темп аккреции на сверхмассивную чёрную дыру в центре галактики невелик, рентгеновское излучение галактики обусловлено главным образом рентгеновскими двойными. Исследования массивных рентгеновских двойных в нашей Галактике и в близких внешних галактиках обсерваториями Chandra, XMM-Newton (XMM — от англ. X-ray Multi-Mirror Mission), INTEGRAL (INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory), ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics), модулем "Квант" космической станции "Мир" и др. позволили откалибровать зависимость их популяции от темпа, с которым в галактике образуются молодые звёзды.

Как известно, нейтронные звёзды и чёрные дыры являются конечным продуктом эволюции звёзд, масса которых превышает $\approx (8 - 10) M_\odot$ (см., например, [3, 4]). Вследствие компактности этих объектов при аккреции вещества на них выделяется энергия, составляющая заметную долю от энергии покоя, $L_X = \eta \dot{M} c^2$, с эффективностью $\eta \sim 0,1 - 0,2$. В случае, если они входят в состав двойной звёздной системы, в которой компаньон (как правило, звезда главной последовательности, субгигант или гигант) либо заполняет свою полость Роша, либо интенсивно теряет массу за счёт звёздного ветра, аккреция вещества звезды-донора на релятивистский объект приводит к появлению яркого компактного источника рентгеновского излучения — рентгеновской двойной. Рентгеновские двойные принято подразделять по массе звезды-донора на два класса: массивные (High-Mass X-ray Binary — HMXB) и маломассивные (Low-Mass X-ray Binary — LMXB). Эти два класса разграничены

М.Р. Гильфанов. Институт космических исследований РАН,
Москва, РФ
E-mail: gilfanov@iki.rssi.ru

слабозаселённой полосой масс от $\sim 1 M_{\odot}$ до $\sim 5 M_{\odot}$, в которой практически отсутствуют яркие стационарные рентгеновские источники. Разница в массе звезды-донора определяет и разницу характерных временных шкал этих систем. В случае массивных доноров наиболее длинный временной масштаб, определяемый временем ядерной эволюции звезды, не превышает нескольких десятков миллионов лет [3]. Этот масштаб сравним с характерным временным масштабом эпизода звездообразования, поэтому естественно ожидать, что число таких систем в галактике будет пропорционально темпу её звездообразования SFR (Star Formation Rate) [1, 2, 5]:

$$N_{\text{НМХВ}}, L_{\text{X,НМХВ}} \propto \text{SFR}. \quad (1)$$

Эволюция маломассивных двойных, напротив, определяется темпом потери двойной системой орбитального углового момента либо временем ядерной эволюции маломассивной звезды, которое, как правило, лежит в диапазоне $\sim 1-10$ млрд лет [3]. Поэтому следует ожидать, что число таких систем определяется полной массой звёзд в галактике [6]:

$$N_{\text{ЛМХВ}}, L_{\text{X,ЛМХВ}} \propto M_{*}. \quad (2)$$

Классические методы измерения темпа звездообразования основаны на измерении суммарного излучения массивных звёзд. Благодаря их относительно короткому времени жизни количество массивных звёзд в галактике характеризует темп звездообразования. Излучение массивных звёзд может измеряться непосредственно в ультрафиолетовом диапазоне либо по эффекту его воздействия на межзвёздную среду, например по инфракрасному излучению пыли или излучению в линии H_{α} водорода, ионизованного первичным ультрафиолетовым излучением массивных звёзд. Связь между светимостью этого излучения и темпом образования массивных звёзд определяется теоретически с помощью моделей звёздного популяционного синтеза (см. обзор [7]).

Одна из главных трудностей традиционных методов связана с необходимостью введения поправки на поглощение излучения межзвёздной средой. Неопределённость параметров межзвёздной среды, её оптической толщи и содержания в ней пыли приводит к неопределённости доли первичного ультрафиолетового излучения, переработанного в инфракрасное излучение; в частности, эта доля может зависеть от типа галактики и удельного темпа её звездообразования. Другая трудность связана с космологическим красным смещением, приводящим к смещению частот излучения за пределы диапазонов, удобных для наблюдения, что затрудняет применение классических методов к далёким галактикам, расположенным на больших красных смещениях. Поэтому появление ещё одного метода, основанного на рентгеновском излучении аккрецирующих нейтронных звёзд и чёрных дыр, важно для проверки и кросскалибровки различных методов, а также для расширения диапазона их применимости.

Важной особенностью нового метода является то, что он существенно менее подвержен влиянию межзвёздного поглощения. Действительно, для того чтобы ослабить излучение на энергии 3 кэВ в два раза, требуется колонковая плотность водорода (интеграл плотности нейтрального газа вдоль луча зрения) $N_{\text{H}} \sim 5 \times 10^{22} \text{ см}^{-2}$,

что соответствует гигантскому поглощению в оптическом диапазоне ($A_{\text{V}} \sim 30$).

Вследствие большой длины свободного пробега рентгеновских фотонов в разрежённом газе рентгеновское излучение звездообразующих галактик играет важную роль в тепловом и ионизационном балансе межгалактической среды в эпоху реионизации Вселенной, в частности в формировании излучения в линии 21 см водорода. Для расчётов процесса реионизации межгалактической среды излучением первых звёзд, галактик и квазаров и интерпретации наблюдений в линии 21 см водорода критически важными являются точное значение удельной рентгеновской светимости звездообразующих галактик L_{X}/SFR и её поведение при больших красных смещениях (см. обзор [8]).

Процесс формирования и эволюция рентгеновских двойных до сих пор не поддаются полному моделированию на основе "первых принципов". Ряд критически важных эволюционных стадий, таких как фаза общей оболочки, плохо исследованы, а многие начальные параметры, такие как распределение масс компаньонов и их орбитальных периодов, известны из наблюдений с ограниченной точностью. В теоретических расчётах популяционного синтеза (см. обзор [4]) эти величины параметризуются с помощью упрощённых моделей и параметров, таких как эффективность общей оболочки, предположения об однородном распределении отношения масс компаньонов и т.д. Наблюдения популяций рентгеновских двойных во внешних галактиках, измерение их удельной светимости и установление связи между числом источников и недавней историей звездообразования, измерение функций светимости рентгеновских двойных разных типов являются одним из немногих способов прямой проверки и калибровки теории эволюции двойных и моделей популяционного синтеза.

Для построения функции светимости рентгеновских двойных и калибровки соотношения между их светимостью и темпом звездообразования требуются интенсивные рентгеновские наблюдения близких и далёких галактик. Для того чтобы этот метод стал применимым при больших красных смещениях, необходимо исследовать зависимость этой калибровки от красного смещения. Такие наблюдения стали частью большой программы по исследованию рентгеновского излучения галактик разных морфологических типов (старых и молодых), осуществлённой авторами [1, 2, 6, 9–13]. В рамках этой программы по данным обсерваторий Chandra, GALEX (GALaxy Evolution EXplorer), Spitzer и HST (Hubble Space Telescope) и обзора неба 2MASS (Two Micron All Sky Survey) были исследованы в рентгеновском, ультрафиолетовом, далёком и ближнем инфракрасном диапазонах более 100 галактик различных морфологических типов, представляющих звёздное население разных возрастов и с разной историей звездообразования. Основные результаты этой работы изложены в данной статье.

2. Связь популяции рентгеновских двойных с темпом звездообразования и полной массой звёзд в галактике

Простая качественная картина связи популяций рентгеновских двойных со звездообразованием, представленная во введении, была сформулирована в 1970-е годы [5], а первые грубые подтверждения были получены в наблюдениях в начале 1990-х годов [14]. Однако точная

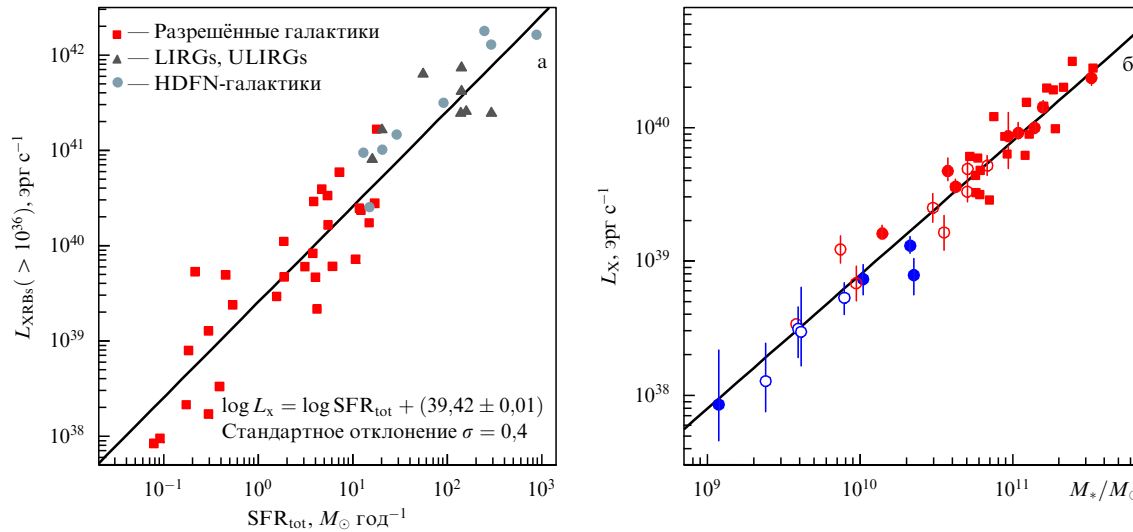


Рис. 1. Зависимость суммарной рентгеновской светимости рентгеновских двойных от темпа звездообразования и массы родительской галактики. (а) Данные для звездообразующих галактик, в молодом звёздном населении которых доминируют массивные рентгеновские двойные; размер популяции последних прямо пропорционален темпу звездообразования. Для сравнения также приведены данные для ярких и ультраярких инфракрасных галактик (LIRG — Luminous Infrared Galaxy, ULIRG — UltraLuminous Infrared Galaxy) (треугольники) и далёких звездообразующих галактик, задетектированных обсерваторией Chandra в глубоком обзоре поля HDFN (Hubble Deep Field North) (кружки). Эти галактики не разрешаются Chandra, поэтому для них показана полная светимость, включающая вклад неразрешённых компактных источников и диффузного излучения. (б) Данные для эллиптических галактик, в которых звездообразование прекратилось несколько миллиардов лет назад и остались только маломассивные рентгеновские двойные. Их популяция определяется полной звёздной массой родительской галактики. Прямыми линиями показана аппроксимация данных линейным законом. (По результатам наблюдений обсерватории Chandra, из работ [2, 6, 12].)

проверка теории стала возможной только с запуском рентгеновского спутника Chandra. Орбитальная обсерватория Chandra благодаря своему уникально высокому для рентгеновской астрономии угловому разрешению, $\approx 0,5$ угловых секунд, способна разрешать и исследовать популяции компактных рентгеновских источников во внешних галактиках на расстояниях вплоть до ~ 30 – 100 Мпк. Благодаря этому стало возможным произвести "перепись" рентгеновских двойных во внешних галактиках, подобно тому как это было сделано для Млечного Пути с помощью инструментов, имеющих существенно более грубое угловое разрешение [15, 16]. В частности, стало возможным получить функции светимости компактных источников и измерить их полную светимость, отделив её от вклада светимости диффузной межзвёздной среды.

Очевидно, что в звездообразующих галактиках, как правило, присутствует и относительно старое звёздное население, и маломассивные рентгеновские двойные, излучение которых не связано с текущим звездообразованием. Определить природу рентгеновской двойной (массивная или маломассивная) во внешней галактике с помощью оптических наблюдений практически невозможно, за исключением самых близких галактик. Так как вклады рентгеновских двойных этих двух типов пропорциональны темпу звездообразования и звёздной массе, для того чтобы минимизировать вклад маломассивных двойных, необходимо отбирать галактики с достаточно большим удельным темпом звездообразования. В работах [1, 2] показано, что в качестве такого порога следует взять величину $\text{SFR}/M_* \geq 10^{-10} \text{ год}^{-1}$.

Для анализа было отобрано около 30 близких галактик (расстояние $D \leq 40$ Мпк), наблюдавшихся спутником Chandra в рентгеновском диапазоне и спутниками GALEX и Spitzer в ультрафиолетовом и инфракрасном

диапазонах. По данным Chandra были определены светимости компактных рентгеновских источников, их число, функция светимости и полная светимость, а по наблюдениям в ультрафиолетовом и инфракрасном диапазонах — темп звездообразования, как описано в работе [2]. Полученная зависимость показана на рис. 1а. Из рисунка видно, что действительно наблюдается прямая пропорциональность между суммарной светимостью массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования в галактике. Аппроксимация данных степенным законом в виде $\log L_X = \log K + \beta \log \text{SFR}$ даёт наилучшее значение наклона $\beta = 1,01 \pm 0,11$, т.е. полностью совместимое с единицей [2].

Аналогично мы отобрали около 30 близких галактик раннего типа (в основном эллиптических), возраст звёздного населения которых превышает несколько миллиардов лет, поэтому популяция компактных источников состоит из маломассивных рентгеновских двойных. На основе этой выборки мы исследовали связь между суммарной светимостью маломассивных рентгеновских двойных и звёздной массой галактики M_* . Результат показан на рис. 1б, из которого видно, что и в этом случае данные полностью совместимы с линейным законом $L_X \propto M_*$ [6].

Таким образом, на основе наблюдений спутником Chandra большой выборки близких галактик были получены следующие соотношения для рентгеновской светимости и числа массивных (HMXB) и маломассивных (LMXB) рентгеновских двойных:

$$L_{X, \text{HMXB}} \approx 2,5 \times 10^{39} \text{ SFR}, \quad N_{\text{HMXB}} \approx 13 \text{ SFR}, \quad (3)$$

$$L_{X, \text{LMXB}} \approx 1,0 \times 10^{39} \frac{M_*}{10^{10} M_\odot}, \quad N_{\text{LMXB}} \approx 14 \frac{M_*}{10^{10} M_\odot}, \quad (4)$$

где L_X — полная рентгеновская светимость рентгеновских двойных данного типа в диапазоне 0,5–8,0 кэВ, N_X — число рентгеновских двойных со светимостью, превышающей $L_X \geq 10^{37}$ эрг с⁻¹, SFR — темп звездообразования в единицах M_\odot год⁻¹, M_* — звёздная масса галактики [1, 2, 6].

3. Временная эволюция популяции массивных рентгеновских двойных

Простые соображения, следующие из теории формирования и эволюции двойных систем, говорят о том, что связь между популяцией рентгеновских двойных и звездообразованием должна быть более сложной, чем линейное соотношение (3). Действительно, время жизни даже самых массивных звёзд массой $\sim 100 M_\odot$ составляет $\gtrsim 3$ млн лет. Этим определяется момент образования первых чёрных дыр в галактике. Очевидно, что рентгеновские двойные не могут возникнуть раньше, чем появятся первые компактные объекты. С другой стороны, время жизни звезды массой $8 M_\odot$ — наименее массивной звезды, эволюция которой может привести к формированию нейтронной звезды, — составляет ≈ 40 млн лет. Максимальный временной масштаб эволюции массивных двойных определяется временем жизни звёзд с массой $\sim 5 M_\odot$, которое составляет ~ 100 млн лет [17]. Таким образом, естественно ожидать, что после вспышки звездообразования популяция массивных рентгеновских двойных будет эволюционировать в течение ~ 100 млн лет.

Число рентгеновских двойных, активных в некоторый момент времени t , определяется суммарным вкладом систем разных возрастов, согласно недавней истории звездообразования, SFR($t - \tau$), и функцией $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$, описывающей зависимость числа рентгеновских двойных от времени τ , прошедшего с момента звездообразования:

$$N_{\text{НМХВ}}(t) = \int \text{SFR}(t - \tau) \eta_{\text{НМХВ}}(\tau) d\tau. \quad (5)$$

Очевидно, что разные звёздные скопления в галактике будут иметь разную историю звездообразования, поэтому на масштабах отдельных областей звездообразования соотношение (3) не выполняется и пространственное распределение массивных рентгеновских двойных не коррелирует с индикаторами звездообразования, например с распределением излучения в линии H_α [18, 19]. Существование универсальных соотношений (3) является следствием усреднения функции $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ по областям звездообразования разного возраста. По крайней мере часть амплитуды разброса точек в наблюдаемом соотношении $L_X - \text{SFR}$ (см. рис. 1) связана с различиями в распределении звёздного населения по возрастам, т.е. с различиями в недавних историях звездообразования (другая часть разброса, по-видимому, связана с различием в металличности [2]).

Сравнивая пространственное распределение массивных рентгеновских двойных с пространственно разрешённой историей звездообразования в галактике, можно экспериментально определить функцию $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$. Это впервые было сделано в работе [10], в которой на основе данных фотометрического обзора Магеллановых Облаков [20] построена пространственно разрешённая история звездообразования Малого Магелланова Об-

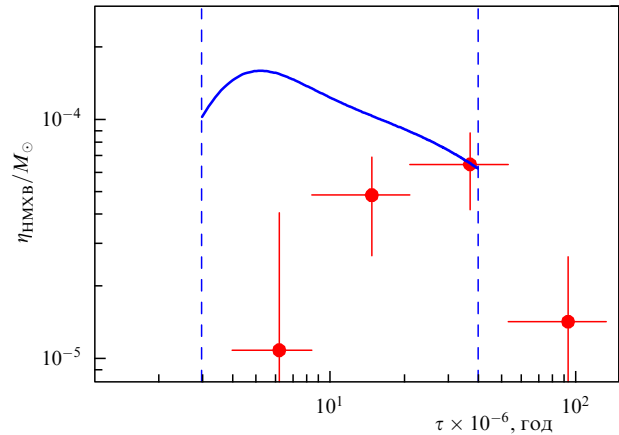


Рис. 2. Зависимость числа массивных рентгеновских двойных от времени, прошедшего с момента вспышки звездообразования, полученная по результатам рентгеновских и оптических наблюдений Малого Магелланова Облака. Число массивных рентгеновских двойных нормировано на массу образовавшихся массивных звёзд с $M_* \geq 8 M_\odot$. Сплошная кривая соответствует модели, основанной на темпе вспышек сверхновых. Две вертикальные линии показывают моменты образования первой чёрной дыры и последней нейтронной звезды в популяции, рассчитанные в рамках стандартной теории эволюции одиночных звёзд. (Из работы [10].)

лака, а из данных рентгеновских наблюдений обсерватории XMM-Newton определено пространственное распределение массивных рентгеновских двойных в галактике. Посредством решения обратной задачи, задаваемой уравнением (5), была получена её функция Грина $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$, изображённая на рис. 2. Полученная зависимость заметно отличается от поведения темпа вспышек сверхновых II типа и соответствует общим соображениям, высказанным выше, — число массивных рентгеновских двойных достигает максимума через 20–50 млн лет после всплеска звездообразования, т.е. значительно позднее, чем максимум темпа вспышек сверхновых. Это, очевидно, связано с эволюцией звезды-компаньона, время жизни которой может достигать ~ 100 млн лет для одиночной звезды массой $\sim 5 M_\odot$ (без учёта эффектов эволюции в двойной системе).

При интерпретации этих результатов следует иметь в виду, что функция $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ зависит от пороговой светимости, с которой производился отбор рентгеновских источников. В анализе Штыковского и Гильфанова [10] использовалась выборка с низким порогом светимости, в которой доминируют слабые источники, преимущественно системы типа Be/X, а системы с чёрными дырами и О/В-донорами отсутствуют. Вследствие достаточно пологой функции светимости (см. ниже) именно последние определяют полную светимость типичной звездообразующей галактики (см. рис. 1). Ввиду более короткого времени жизни более массивных О/В-звёзд характерное время эволюции таких систем меньше, соответственно пик их популяции будет расположен на более ранних временах, т.е. функция $\eta_{\text{НМХВ}}(\tau)$ для более ярких источников будет иметь другую форму. К сожалению, экспериментальное определение этой функции на примере Магеллановых Облаков невозможно из-за их малого темпа звездообразования и отсутствия источников большой светимости (см. раздел 6), а аналогичный анализ для галактик с большим темпом звездообразова-

ния затруднён из-за сложностей определения пространственно разрешённой истории звездообразования в удалённых галактиках.

4. Функции светимости рентгеновских двойных

Уникально высокое угловое разрешение обсерватории Chandra позволяет построить функции светимости рентгеновских двойных в галактиках, а её чувствительность позволяет исследовать объекты со светимостью вплоть до $\sim 10^{35} - 10^{36}$ эрг с^{-1} . Наблюдения большого числа близких галактик, расположенных на расстояниях до $\sim 30 - 50$ Мпк, показали, что функции светимости компактных источников в разных галактиках имеют приблизительно одинаковую форму, различаясь лишь нормировкой. Формы функции светимости в старых и молодых галактиках различаются, а нормировка пропорциональна темпу звездообразования и звёздной массе соответственно. Такое позволяет в первом приближении говорить о существовании универсальных функций светимости массивных и маломассивных рентгеновских двойных. Усреднённые функции светимости изображены на рис. 3.

Из рисунка 3 видно, что функции светимости массивных и маломассивных двойных радикально различаются по форме. Такое различие связано с разным механизмом перетекания вещества в рентгеновских двойных этих двух типов. В большинстве массивных рентгеновских двойных компактный объект аккрецирует вещество из звёздного ветра от массивной звезды-донора. В этом случае функция рентгеновской светимости двойных главным образом определяется их распределением по массам звезды-донора [21], что приводит к формированию

степенного распределения [1, 2]:

$$\frac{dN_{\text{HMXB}}}{dL_X} \propto \text{SFR } L_X^{-1,6}. \quad (6)$$

В случае маломассивных двойных главным механизмом переноса массы является перетекание вещества звезды донора через внутреннюю точку Лагранжа двойной системы и функция светимости таких систем определяется главным образом распределением орбитальных параметров двойных систем. Это приводит к формированию функции светимости сложной формы с двумя изломами при $\log L_X \sim 38,5$ и $\log L_X \sim 37,0 - 37,5$. Первый излом, который расположен вблизи эддингтоновской светимости для нейтронной звезды, по всей вероятности, связан с существованием предельной светимости аккрецирующей нейтронной звезды. Компактный объект в системах с более высокой светимостью является чёрной дырой, число которых в популяции заметно меньше. Природа второго излома на функции светимости пока окончательно не выяснена. Одно из возможных объяснений предложено в работе [22]. Проанализировав выборку маломассивных двойных в нашей Галактике, авторы [22] обратили внимание на то, что доноры в системах с более низкой светимостью, $\log L_X \leq 37,0 - 37,5$, преимущественно являются звёздами главной последовательности, а в более ярких источниках — звёздами-гигантами. Сравнительно малое время жизни последних и может приводить к укрупнению функции светимости.

5. Ультрарякие рентгеновские источники

Удивительным является тот факт, что функция светимости массивных рентгеновских двойных продолжается до значений $\log L_X \sim 40,0 - 40,5$ без изменения наклона (см. рис. 3). В частности, в отличие от функций светимости маломассивных рентгеновских двойных, эта функция не имеет заметных особенностей при значениях светимости, соответствующих эддингтоновскому пределу для нейтронной звезды ($\log L_X \sim 38,3$) и чёрной дыры ($\log L_X \sim 39,0 - 39,5$). С другой стороны, функция светимости обрывается при $\log L_X \approx 40,0 - 40,5$ (рис. 4), что соответствует эддингтоновскому пределу для объекта массой $\sim (50 - 100) M_\odot$.

Как хорошо известно, в ходе стандартной звёздной эволюции при солнечном обилии элементов максимальная масса чёрной дыры ограничена величиной $\approx (10 - 15) M_\odot$, а формирование более массивных чёрных дыр с массой $\sim 100 M_\odot$ и более возможно лишь при нулевом содержании металлов [23]. Принципиально возможно, что наиболее яркие источники связаны с аккрецией на такие чёрные дыры промежуточной массы, возникшие в результате эволюции звёзд так называемого населения III — первых звёзд во Вселенной, образовавшихся при больших красных смещениях в веществе с первичным обилием элементов при практически полном отсутствии металлов. Относительная частота таких систем должна быть значительно меньше, чем обычных массивных рентгеновских двойных с нейтронными звёздами и чёрными дырами звёздной массы, поэтому на функции светимости должен возникнуть скачок при переходе к чёрным дырам с промежуточной массой [1]. Однако функция светимости описывается степенным законом с одним и тем же наклоном во всём наблюдаемом интервале светимостей, вплоть до $\log L_X \sim 40$ (см. рис. 3, 4). Поэтому, вероятнее всего, системы, для ко-

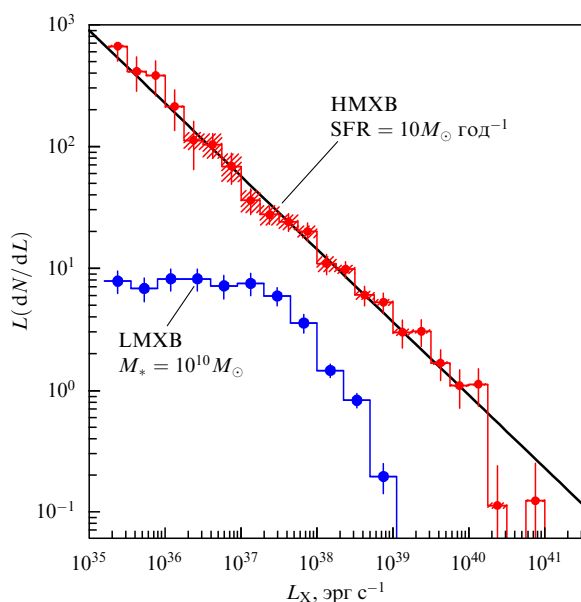


Рис. 3. Функции светимости компактных рентгеновских источников в звездообразующих (т.е. молодых, помеченных как HMXB) и эллиптических (старых, помеченных как LMXB) галактиках. В звездообразующих галактиках доминирующими в популяции компактных источников являются массивные рентгеновские двойные, в то время как в старых галактиках доминируют маломассивные рентгеновские двойные. Функции светимости нормированы на темп звездообразования $\text{SFR} = 10 M_\odot \text{год}^{-1}$ и звёздную массу $M_* = 10^{10} M_\odot$ соответственно. (По данным работ [2, 6].)

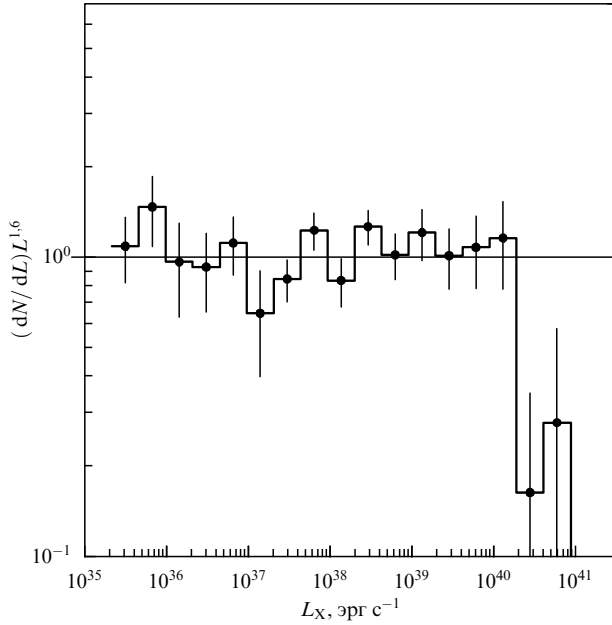


Рис. 4. Детальная форма функции светимости компактных рентгеновских источников в звездообразующих галактиках. Изображено отношение функции светимости к степенному закону с наклоном 1,6. Нормировка произвольная. (По данным работы [2].)

торых $\log L_X \lesssim 40$, всё-таки являются "обычными" чёрными дырами звёздной массы, представляя собой "хвост" распределения по массам и темпам аккреции. Заметим, что превышение эддингтоновского предела светимости в несколько раз вполне допускается в стандартных моделях аккреции [1, 24, 25]. Обрыв функции светимости на $\log L_X \geq 40,5$ (см. рис. 4) может соответствовать переходу к другой популяции рентгеновских источников. Немногочисленные известные источники с более высокими светимостями, $\log L_X \geq 40,5$, могут быть более экзотическими объектами, например чёрными дырами промежуточной массы — продуктами эволюции первичных звёзд.

В заключение подчеркнём, что, хотя такая картина и кажется вполне вероятной, сколь-нибудь существенных фактов, её подтверждающих, пока нет. Несмотря на интенсивные исследования ультраярких источников во всех доступных диапазонах спектра, их загадка до сих пор остаётся нерешённой [25].

6. Существование предельной светимости источников в популяции и линейность соотношения L_X – SFR

Отметим парадоксальный, на первый взгляд, факт: существование линейной связи между суммарной рентгеновской светимостью массивных двойных и темпом звездообразования является прямым следствием наличия обрыва на функции светимости [26]. Это связано с особенностями распределения плотности вероятности для суммы светимостей объектов, распределённых в соответствии с соотношением (6).

Если измеряемая величина является суммой светимостей конечного числа дискретных источников (в отличие, например, от светимости, измеряемой в случае газа):

$$L_{\text{tot}} = \sum_{k=1}^{k=N} L_k, \quad (7)$$

то интуитивно очевидное соотношение

$$\langle L_{\text{tot}} \rangle = \int_0^{+\infty} L \frac{dN}{dL} dL \propto \text{SFR} \quad (8)$$

не описывает результата измерения светимости произвольно выбранной галактики. Наиболее вероятное значение светимости случайно выбранной галактики предсказывается максимумом функции распределения вероятности $p(L_{\text{tot}})$ (так называемая мода распределения вероятности), тогда как математическое ожидание, определённое уравнением (8), описывает результат усреднения светимостей большого числа галактик. Очевидно, что для симметричного распределения, например гауссова, эти две величины совпадают. Однако распределение $p(L_{\text{tot}})$ определяется формой функции светимости и может быть сильно асимметричным.

Рассмотрим следующий пример. Наиболее вероятное значение светимости самого яркого источника \tilde{L}_{max} определяется соотношением

$$N(L > \tilde{L}_{\text{max}}) = \int_{\tilde{L}_{\text{max}}}^{+\infty} \frac{dN}{dL} dL \sim 1. \quad (9)$$

Для степенной функции светимости с наклоном α и обрывом на L_{cut} получаем

$$\begin{aligned} \tilde{L}_{\text{max}} &\propto \text{SFR}^{1/(\alpha-1)} \text{ при малых SFR,} \\ \tilde{L}_{\text{max}} &= L_{\text{cut}} \text{ при больших SFR.} \end{aligned} \quad (10)$$

Как и следовало ожидать, светимость наиболее яркого источника возрастает с увеличением темпа звездообразования (чем больше источников в выборке, тем выше вероятность наличия в ней ярких источников, расположенных в хвосте функции распределения). Однако светимость не может превысить предельной светимости L_{cut} , поэтому при больших значениях SFR возрастание \tilde{L}_{max} прекращается. Эти два режима разделены пороговым значением темпа звездообразования, которое определяется соотношением $N(L \sim L_{\text{cut}}) \sim 1$, — при выполнении последнего соотношения ожидается наличие нескольких источников со светимостями, близкими к максимально возможной величине L_{cut} .

Наиболее вероятное значение полной светимости \tilde{L}_{tot} можно вычислить, интегрируя функцию светимости от L_{min} до \tilde{L}_{max} :

$$\tilde{L}_{\text{tot}} \approx \int_{L_{\text{min}}}^{\tilde{L}_{\text{max}}} \frac{dN}{dL} L dL. \quad (11)$$

В случае $1 < \alpha < 2$ и $L_{\text{min}} \ll \tilde{L}_{\text{max}}$ получаем

$$\tilde{L}_{\text{tot}} \propto \begin{cases} \text{SFR}^{1/(\alpha-1)} & \text{при малых SFR,} \\ \text{SFR} & \text{при больших SFR.} \end{cases} \quad (12)$$

При наклоне функции светимости $1 < \alpha < 2$ полная светимость галактики определяется ярчайшими источниками в галактике, светимость которых при малых темпах звездообразования возрастает нелинейно (см. соотношение (12)). Это приводит к нелинейному поведению \tilde{L}_{tot} , которое продолжается до тех пор, пока не будет достиг-

нута максимально возможная светимость L_{cut} . Дальнейшее увеличение темпа звездообразования приводит к линейному возрастанию числа ярчайших источников в галактике, но не к увеличению их светимости. Соответственно зависимость L_X от SFR становится линейной. Отметим, что нелинейный режим характеризуется большой асимметричной дисперсией. Эта задача подробно рассмотрена в работе [26].

Для параметров функции светимости массивных двойных при малых темпах звездообразования следует ожидать выполнения соотношения $L_X \propto \text{SFR}^{1,7}$, а переход к линейному режиму происходит при $\text{SFR} \sim 10 M_\odot \text{ год}^{-1}$. Однако на рис. 1 такой нелинейной зависимости при малых SFR практически не видно. Это связано с тем, что при малых темпах звездообразования на рис. 1 преобладают близкие галактики, выборка которых не является случайной. Эти галактики были выбраны для наблюдений, потому что они по какой-либо причине представлялись интересными "рентгеновским" астрономам (например, ввиду наличия в них ярких рентгеновских источников), т.е. сказался так называемый эффект наблюдателя (observer bias). В других, более объективных, выборках галактик нелинейная зависимость L_X от SFR хорошо видна, например, в работах [1, 26]. Выборка галактик в глубоких обзорах обсерватории Chandra объективна (выбраны все звездообразующие галактики в некотором поле), но во всех них $\text{SFR} \geq 10 M_\odot \text{ год}^{-1}$, что соответствует линейному режиму зависимости L_X от SFR.

Важно отметить, что согласие нормировок соотношения L_X —SFR для близких галактик, отобранных из архива направленных наблюдений, и галактик из глубоких обзоров Chandra, во-первых, говорит о том, что "эффект наблюдателя" не приводит к заметному смещению общей нормировки в этом соотношении. Во-вторых, линейная зависимость L_X от SFR при $\text{SFR} \geq 10 M_\odot$ в год свидетельствует о том, что функция светимости рентгеновских двойных имеет обрыв при $\log L_X \leq 40-41$. В третьих, это доказывает, что максимальная светимость ультраярких источников при красных смещениях $z \sim 1$ и темпах звездообразования $\text{SFR} \sim 100 M_\odot$ в год не превышала заметно светимостей, наблюдаемых в локальной Вселенной, т.е. при тех условиях не существовало значительной популяции экзотических объектов, сравнимой по численности с "обычными" массивными рентгеновскими двойными.

7. Следствия для теории эволюции двойных

Наблюдения популяций рентгеновских двойных во внешних галактиках открывают возможность экспериментальной проверки предположений, лежащих в основе теории формирования и эволюции двойных. Очевидно, что одним из наиболее прямых способов такой проверки является сравнение наблюдаемого числа рентгеновских двойных и их функции светимости с предсказаниями расчётов методом популяционного синтеза.

С другой стороны, можно сформулировать несколько простых следствий из экспериментальных результатов, представленных выше. При известной связи между числом массивных рентгеновских двойных и темпом звездообразования оценим долю компактных объектов, проходящих через фазу рентгеновской активности за счёт аккреции вещества в массивной двойной системе. Из наших наблюдений известно, что число рентгеновских

двойных со светимостью, превышающей $10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$,

$$N_{\text{НМХВ}}(> 10^{35} \text{ эрг с}) \approx 135 \text{ SFR}. \quad (13)$$

С другой стороны, их число можно выразить через темп образования компактных объектов \dot{N}_{co} и среднее время жизни рентгеновского источника $\bar{\tau}_X$:

$$N_{\text{НМХВ}} \sim \dot{N}_{\text{co}} \sum_k f_{X,k} \tau_{X,k} \sim \dot{N}_{\text{co}} f_X \bar{\tau}_X. \quad (14)$$

Темп образования компактных объектов примерно равен темпу образования массивных звёзд: $\dot{N}_{\text{co}} \approx \dot{N}_*(M > 8 M_\odot)$. Предполагая, что начальная функция масс звёзд описывается функцией Солпитера, получаем

$$\dot{N}_*(M > 8 M_\odot) \approx 7,4 \times 10^{-3} \text{ SFR}. \quad (15)$$

Суммирование в уравнении (14) производится по разным типам двойных, например по системам со сверхгигантами, системам типа Be/X и др. Величина $f_{X,k}$ представляет собой долю образовавшихся в галактике компактных объектов, которые стали рентгеновскими источниками за счёт аккреции в системах данного типа; $\tau_{X,k}$ соответственно является продолжительностью их рентгеновской фазы. Величина $f_X = \sum_k f_{X,k}$ равна полной доле компактных объектов, ставших рентгеновскими источниками, а $\bar{\tau}_X$ — средняя продолжительность их рентгеновской фазы.

Из теории эволюции двойных известно, что для систем со сверхгигантами $\tau_X \sim 10^4$ лет, а для Be/X-систем $\tau_X \sim 10^5$ лет. Из наблюдений нашей Галактики и галактик Магеллановы Облака мы знаем, что большинство массивных рентгеновских двойных с небольшой светимостью, которые вносят основной вклад в число источников в соотношении (13), являются Be/X-системами [27]. Если это верно для звездообразующих галактик в целом, то характерным значением является $\bar{\tau}_X \sim 10^5$ лет, таким образом,

$$f_X \sim 0,18 \left(\frac{\bar{\tau}_X [\text{год}]}{10^5} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Величина f_X представляет собой долю компактных объектов, которые становятся рентгеновскими источниками за счёт аккреции в массивных двойных системах в течение около 100 млн лет после формирования. Так как при подсчёте числа рентгеновских двойных в соотношении (13) мы использовали низкий порог светимости, доминирующий вклад в это число вносят Be/X-системы, в которых компактный объект является нейтронной звездой. Поэтому f_X характеризует эффективность формирования рентгеновских двойных с нейтронными звёздами.

Для того чтобы оценить эффективность формирования ярких источников, связанных с аккрецией на чёрные дыры, повторим вычисления, приведённые выше, для порога светимости $10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$, заметно превышающего эддингтоновский предел светимости для нейтронной звезды. При этом в выражении (15) увеличим порог массы до $25 M_\odot$, т.е. до минимального значения начальной массы звезды, соответствующего формированию чёрной дыры. Также учтём, что ярчайшие источники, по всей видимости, содержат доноры-сверхгиганты, для

которых характерная продолжительность рентгеновской фазы составляет $\sim 10^4$ лет. В результате получим следующее соотношение:

$$f_X^{\text{ULX}} \sim 3,5 \times 10^{-2} \left(\frac{\bar{\tau}_X [\text{год}]}{10^4} \right)^{-1}. \quad (17)$$

Таким образом, порядка нескольких процентов всех чёрных дыр, образующихся в галактике, становятся яркими рентгеновскими источниками, обеспечивая популяцию ультраярких рентгеновских источников со светимостью $\geq 10^{39}$ эрг с^{-1} . Отметим, что при выводе соотношений (16) и (17) мы предполагали, что начальная функция масс звёзд описывается функцией Солпитера, хотя хорошо известно, что в области малых масс, $M \leq M_\odot$, начальная функция является более полой. Это было сделано для того, чтобы обеспечить согласованность с определением темпа звездообразования, который по общепринятому соглашению также нормируется на начальную функцию масс Солпитера [7].

Очевидно, что должно выполняться соотношение

$$f_X \leq f_{\text{bin}}(m_2 \geq 5M_\odot), \quad (18)$$

где $f_{\text{bin}}(m_2 \geq 5M_\odot)$ — доля двойных систем, в которых масса компаньона превышает $5M_\odot$. Это позволяет получить ограничения на распределение масс звёзд-доноров в массивных двойных системах. Во-первых, можно сразу исключить, что их распределение описывается функцией масс Солпитера, независимой от массы первичной звезды. Действительно, в этом случае доля двойных систем с массой компаньона более $5M_\odot$ составила бы $f(m > 5M_\odot) \approx 5,5 \times 10^{-3}$, т.е. была бы в ~ 40 раз меньше, чем значение $f_X \sim 0,2$, определённое соотношением (16). Рассматривая степенные распределения масс с произвольным наклоном, $\psi(m) \propto m^{-\gamma}$, и предполагая $f_X = 0,2$, из соотношения (18) получаем ограничения на наклон функции масс: $\gamma < 0,3$, т.е. существенно более пологое распределение, чем определяемое функциями масс Крупы или Солпитера, имеющими при больших массах наклон $\approx 2,35$. Соотношение (18) также совместимо с плоским распределением отношения масс компонентов двойной системы [2].

В заключение отметим, что аналогичные рассуждения, применённые к маломассивным рентгеновским двойным, приводят к чрезвычайно низкой эффективности образования таких объектов: $f_{X, \text{LMXB}} \sim 10^{-6}$ [2]. Это должно быть в основном связано с разрушением значительной доли маломассивных двойных систем при взрыве сверхновой звезды в процессе формирования компактного объекта.

8. Вклад звездообразующих галактик в космический рентгеновский фон.

Эволюция отношения L_X/SFR

Глубокие обзоры с рентгеновских спутников показали, что около 80–90 % яркости космического рентгеновского фона обеспечивается излучением сверхмассивных чёрных дыр, аккрецирующих в активных ядрах галактик и квазарах [28]. Хотя при чувствительности, достигнутой в самых глубоких обзорах обсерватории Chandra, $F_X \approx 10^{-17}$ эрг $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$, звездообразующие галактики составляют менее $\approx 1/4$ всех источников, экстраполяция кривых подсчётов источников показывает, что в обзорах,

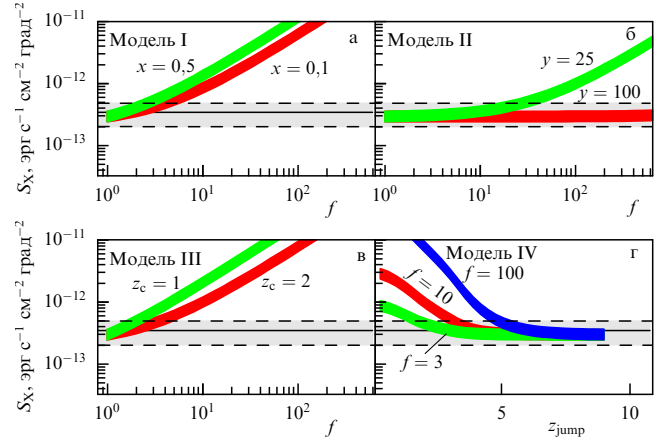


Рис. 5. Рентгеновский поток от звездообразующих галактик. Горизонтальной сплошной прямой показан уровень неразрешённого фона, затемнённая область, ограниченная штриховыми прямыми, показывает интервал ошибок на уровне вероятности 68 %. Разные кривые соответствуют различным предположениям об эволюции отношения $c_X = L_X/\text{SFR}$ с красным смещением: скачок $c_X \rightarrow f c_X$ при $\text{SFR} \leq x$ (а), $\text{SFR} \geq y$ (б), $z \geq z_c$ (в), $z \geq z_{\text{jump}}$ (г). (Из работы [29].)

в 2–5 раз более глубоких, звездообразующие галактики станут доминирующим классом объектов [28]. Поэтому их излучение должно вносить заметный вклад в яркость космического рентгеновского фона, сравнимый с его пока неразрешённой частью.

Эту долю можно вычислить теоретически, если известны удельная рентгеновская светимость при звездообразовании $c_X(z) = L_X/\text{SFR}$ и темп образования звёзд во Вселенной при разных красных смещениях $\dot{\rho}_*(z)$:

$$S_{\text{tot}} = \frac{1}{4\pi} \frac{c}{H_0} \int_0^{z_{\text{max}}} \frac{dz}{(1+z)^2 E(z)} \dot{\rho}_*(z) c_X(z), \quad (19)$$

где $E(z) = \sqrt{\Omega_m(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$. Такие вычисления, сделанные в работе [29], показали, что вклад звездообразующих галактик в космический рентгеновский фон в мягком рентгеновском диапазоне 1–2 кэВ составляет $\sim 8–12\%$. Результат для более жёсткого диапазона (2–8 кэВ) лежит в интервале от нескольких процентов до $\sim 20\%$, в зависимости от предположений о форме спектра ультраярких источников при энергиях $\sim 20–30$ кэВ, которая в настоящее время неизвестна. Таким образом, вклад звездообразующих галактик, по крайней мере в мягком рентгеновском диапазоне, близок к яркости неразрешённого космического рентгеновского фона.

Очевидно, что этот факт можно использовать для ограничения возможной эволюции удельной рентгеновской светимости при звездообразовании L_X/SFR с красным смещением. Действительно, если бы галактики, расположенные на больших красных смещениях, имели более высокое значение L_X/SFR , то их суммарная яркость превысила бы яркость неразрешённого фона, что невозможно. Это проиллюстрировано на рис. 5, где показан вклад звездообразующих галактик в яркость фона при разных предположениях о зависимости отношения L_X/SFR от красного смещения или темпа звездообразования. Из рисунка видно, что даже относительно небольшое, примерно в два раза, увеличение значения L_X/SFR при $z \approx 2$ или при малых SFR приведёт к тому, что предсказываемый вклад звездообразующих галактик в яркость космического рентгеновского фона пре-

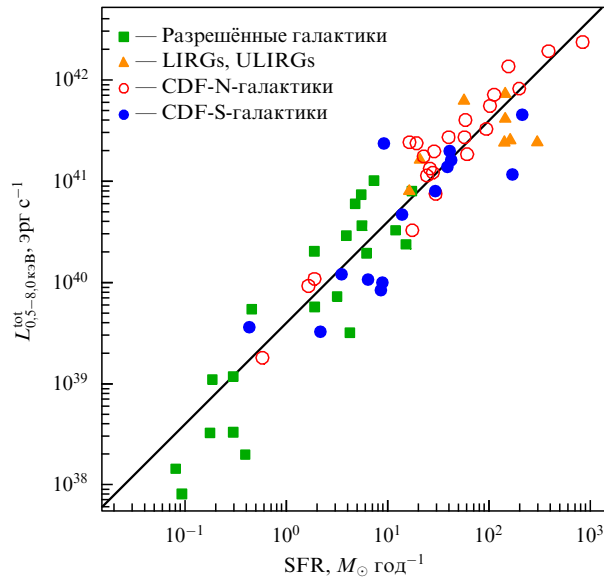


Рис. 6. Зависимость *полной* рентгеновской светимости звездообразующих галактик от темпа звездообразования. Разными символами изображены близкие галактики, разрешаемые обсерваторией Chandra (квадраты), яркие и ультраяркие инфракрасные галактики (треугольники) и звездообразующие галактики в Северном (светлые кружки) и Южном (тёмные кружки) глубоких полях обсерватории Chandra (Chandra Deep Field North (CDF-N), Chandra Deep Field South (CDF-S)). Последние расположены на красных смещениях $z \approx 0,1-1,3$. Сплошной прямой показана аппроксимация данных для близких галактик линейным законом. (Из работы [13].)

высит его неразрешённую часть. Таким образом, в этом интервале красных смещений удельная рентгеновская светимость звездообразования не превышала значения в локальной Вселенной более чем в ~ 2 раза. Этот вывод хорошо согласуется с выводом о свойствах ультраярких источников при $z \sim 1-2$, сделанным в разделе 6. С другой стороны, такие соображения не накладывают заметных ограничений на поведение L_X/SFR при больших значениях темпа звездообразования или больших красных смещениях, $z \geq 5$. Отметим, что режим высоких темпов звездообразования достаточно хорошо ограничен прямыми измерениями соотношения $L_X - \text{SFR}$ (рис. 6).

9. Измерение темпа звездообразования по рентгеновскому излучению галактики

Помимо рентгеновских двойных, вклад в полную светимость галактики в рентгеновском диапазоне вносит горячий ионизованный газ с температурой в несколько миллионов градусов. Рентгеновские двойные и газ определяют рентгеновскую светимость галактики при отсутствии в ней активного ядра. Как показали наблюдения близких галактик обсерваторией Chandra, газ обеспечивает около 1/4 наблюдаемого рентгеновского излучения звездообразующей галактики в диапазоне энергий 0,5–8,0 кэВ, а его светимость пропорциональна темпу звездообразования, так же как и светимость массивных рентгеновских двойных [30]. Очевидно, что в далёких галактиках, расположенных на расстояниях более чем 100 Мпк, отделить излучение компактных источников от диффузного излучения газа невозможно, поэтому в наблюдениях будет регистрироваться полная рентгеновская светимость галактики. Как и следовало ожидать,

полная рентгеновская светимость галактики пропорциональна темпу звездообразования [13]. Этот факт проиллюстрирован на рис. 6, на котором изображены как близкие галактики, разрешаемые обсерваторией Chandra, так и далёкие галактики, обнаруженные обсерваторией Chandra в глубоких обзорах Южного и Северного полей [28, 31] на красных смещениях $z \sim 0,1-1,3$. На рисунке также показана аппроксимация этих данных линейным законом. Отметим, что результаты аппроксимации для близких галактик и для галактик в глубоких полях обсерватории Chandra полностью совместимы, поэтому можно говорить о существовании общего линейного закона, связывающего рентгеновскую светимость галактики и её темп звездообразования при красных смещениях вплоть до величины, по крайней мере, $z \approx 1,3$. Разброс точек относительно линейного закона (среднее квадратичное отклонение — root mean square (rms)) составляет $\text{rms} \approx 0,4$. Как показано в работе [2], этот разброс не связан с систематическими или статистическими ошибками, а имеет физическую природу, и главным образом вызван вариациями обилия элементов и различиями в недавней истории звездообразования галактик.

Существование корреляции между полной рентгеновской светимостью и темпом звездообразования открывает принципиальную возможность измерения темпа звездообразования галактики по её рентгеновскому излучению:

$$\text{SFR} = \frac{L_X}{3,5 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}} M_{\odot} \text{ год}^{-1}. \quad (20)$$

Это соотношение откалибровано в результате прямых наблюдений в интервале красных смещений $z = 0-1,3$. Анализ вклада рентгеновских двойных в космический рентгеновский фон позволяет сделать вывод о том, что оно применимо при красных смещениях вплоть до $z \sim 2-3$ [29]. Отметим, что будущий обзор всего неба телескопом eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array) обсерватории "Спектр-Рентген-Гамма" позволит исследовать соотношение (20) на основе выборки из $\approx 10^4$ звездообразующих галактик [32].

Главным источником систематических ошибок при использовании соотношения (20) для измерения темпа звездообразования в галактиках является вклад излучения сверхмассивной чёрной дыры. Наличие активного ядра галактики с вполне умеренной светимостью $L_X \sim 10^{42} \text{ эрг с}^{-1}$ способно скомпрометировать измерение темпа звездообразования даже для интенсивно звездообразующей галактики с $\text{SFR} \sim 100 M_{\odot} \text{ год}^{-1}$. Так как излучение ярких галактик, как правило, обусловлено активностью ядра, измерение темпа звездообразования по рентгеновскому излучению возможно лишь для относительно небольшой доли ярких галактик после тщательного исследования на предмет наличия активности ядра и определения морфологического типа галактики. С другой стороны, из глубоких рентгеновских обзоров известно [28, 31], что подавляющее большинство слабых галактик, с потоком $F_X \leq 10^{-17} \text{ эрг с}^{-1}$, являются звездообразующими галактиками, расположенными на красных смещениях $z \sim 1-3$. Для этих галактик рентгеновское излучение является мощным средством диагностики звездообразования, и указанный метод может

быть применён к большому числу галактик с целью построения истории звездообразования Вселенной. Один из первых примеров успешного применения этого метода представлен в работе [33].

10. Заключение

Рентгеновское излучение подавляющего большинства галактик в наблюдаемой Вселенной обеспечивается рентгеновскими двойными — аккрецирующими нейтронными звёздами и чёрными дырами в двойных звёздных системах. Их популяции определяются полной историей звездообразования родительской галактики, в первом приближении — её массой и темпом образования новых звёзд.

Наблюдения близких галактик обсерваториями Chandra и XMM-Newton продемонстрировали, что распределения рентгеновских двойных по светимости в первом приближении описываются универсальными функциями светимости (см. рис. 3). Общее число компактных источников и их суммарная светимость в звездообразующих (молодых) и эллиптических (старых) галактиках пропорциональны темпу звездообразования и звёздной массе соответственно (см. рис. 1). Формы функций светимости компактных объектов в молодых и старых галактиках кардинально различаются, что связано с различными режимами переноса массы, преобладающими в массивных и маломассивных рентгеновских двойных. Функция светимости массивных рентгеновских двойных описывается степенным законом с наклоном $\approx 1,6$ в широком интервале светимостей, $\log L_X \sim 35-40$. В ней отсутствуют особенности при значениях светимости, соответствующих эддингтоновским пределам для нейтронной звезды и чёрной дыры звёздной массы, но есть обрыв при $\log L_X \sim 40,0-40,5$ (см. рис. 4). Форма функции светимости свидетельствует о том, что большинство ультраярких рентгеновских источников является продуктом стандартной эволюции двойных звёздных систем, представляя собой хвост распределения по массам и темпам аккреции. Значительно более редкие источники с более высокой светимостью, $\log L_X \geq 40-41$, могут быть более экзотическими объектами, например чёрными дырами с промежуточной массой — продуктом эволюции массивных звёзд населения III. Линейность соотношения L_X-SFR в широком интервале красных смещений свидетельствует о том, что функция светимости компактных рентгеновских источников при красных смещениях $z \sim 1$ и темпах звездообразования, в несколько сотен раз превышающих значения, типичные для близких галактик, несильно отличалась от локальной.

Удельное число массивных рентгеновских двойных в пересчёте на единичный темп звездообразования свидетельствует о том, что значительная доля компактных объектов становится рентгеновскими источниками за счёт аккреции вещества массивной звезды-донора в первые ~ 100 млн лет после образования (см. соотношение (16)). Этим объясняется неожиданно большой ($\sim 8-10\%$) вклад аккрецирующих чёрных дыр звёздной массы в яркость космического рентгеновского фона.

Существование универсальной связи между рентгеновским излучением галактики и темпом, с которым в ней образуются массивные звёзды, открывает возможность измерения темпа звездообразования по рентгеновской светимости. Соотношение L_X-SFR имеет сравнительно небольшую дисперсию, и оно откалибровано в

широком интервале красных смещений и темпов звездообразования, что позволяет говорить о появлении нового метода определения темпа звездообразования, основанного на измерении рентгеновской светимости галактик. Этот метод независим от традиционных способов диагностики звездообразования, основанных на измерении излучения в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах спектра. Одним из его применений может оказаться измерение темпа звездообразования в далёких галактиках, при $z \sim 1-3$, которые станут доминирующей популяцией рентгеновских источников в будущих глубоких обзорах нового поколения. Это может стать эффективным методом исследования истории звездообразования во Вселенной в широком интервале красных смещений.

Список литературы

- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **339** 793 (2003)
- Mineo S, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **419** 2095 (2012)
- Verbunt F, van den Heuvel E P J, in *X-Ray Binaries* (Cambridge Astrophys. Ser., 26, Eds W H G Lewin, J van Paradijs, E P J van den Heuvel) (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) p. 457
- Postnov K A, Yungelson L R *Living Rev. Relativity* **9** 6 (2006)
- Sunyaev R A, Tinsley B M, Meier D L *Comments Mod. Phys. C Comments Astrophys.* **7** (6) 183 (1978)
- Gilfanov M *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **349** 146 (2004)
- Kennicutt R C (Jr.) *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **36** 189 (1998)
- Furlanetto S R, Peng Oh S, Briggs F H *Phys. Rep.* **433** 181 (2006)
- Gilfanov M, Grimm H-J, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **347** L57 (2004)
- Штыковский П Е, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **33** 492 (2007) [Shtykovskiy P E, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **33** 437 (2007)]
- Voss R, Gilfanov M *Astron. Astrophys.* **447** 71 (2006)
- Zhang Z, Gilfanov M, Bogdán Á *Astron. Astrophys.* **546** A36 (2012)
- Mineo S, Gilfanov M, Lehmer B, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* (2013), in press
- David L P, Jones C, Forman W *Astrophys. J.* **388** 82 (1992)
- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
- Lutovinov A et al. *Astron. Astrophys.* **444** 821 (2005)
- Hurley J R, Pols O R, Tout C A *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **315** 543 (2000)
- Shtykovskiy P, Gilfanov M *Astron. Astrophys.* **431** 597 (2005)
- Штыковский П Е, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **33** 340 (2007) [Shtykovskiy P E, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **33** 299 (2007)]
- Zaritsky D et al. *Astron. J.* **123** 855 (2002)
- Постнов К А *Письма в Астрон. журн.* **29** 424 (2003) [Postnov K A *Astron. Lett.* **29** 372 (2003)]
- Revnivtsev M, Postnov K, Kuranov A, Ritter H *Astron. Astrophys.* **526** A94 (2011)
- Zhang W, Woosley S E, Heger A *Astrophys. J.* **679** 639 (2008)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Фабрика С Н и др. *УФН* **176** 339 (2006) [Fabrika S N et al. *Phys. Usp.* **49** 324 (2006)]
- Gilfanov M, Grimm H-J, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **351** 1365 (2004)
- Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J *Astron. Astrophys.* **455** 1165 (2006)
- Lehmer B D et al. *Astrophys. J.* **752** 46 (2012)
- Dijkstra M, Gilfanov M, Loeb A, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **421** 213 (2012)
- Mineo S, Gilfanov M, Sunyaev R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **426** 1870 (2012)
- Xue Y Q et al. *Astrophys. J. Suppl.* **195** 10 (2011)
- Прокопенко И Г, Гильфанов М Р *Письма в Астрон. журн.* **35** 330 (2009) [Prokopenko I G, Gilfanov M R *Astron. Lett.* **35** 294 (2009)]
- Cowie L L, Barger A J, Hasinger G *Astrophys. J.* **748** 50 (2012)