

ОГРАНИЧЕНИЯ НА КОЛЛИМИРОВАННОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ SS 433 ПО ОТРАЖЕНИЮ НА МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ

© 2019 г. И. И. Хабибуллин^{1,2*}, С. Ю. Сазонов²

¹Институт астрофизики общества им. Макса Планка, Гархинг, Германия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Поступила в редакцию 14.11.2018 г.; после доработки 18.02.2019 г.; принята к публикации 18.02.2019 г.

Рассчитан рентгеновский сигнал, который должен возникать из-за отражения предполагаемого коллимированного рентгеновского излучения Галактического сверхкритического аккретора SS 433 на молекулярных облаках в его окрестности. Распределение молекулярного газа в интересующей области было построено по данным обзора Boston University-Five College Radio Astronomy Observatory Galactic Ring Survey в эмиссионной линии $^{13}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$, а направление коллимированного излучения предполагалось совпадающим с направлением непрерывно запускаемых системой релятивистских струй. Исследованы все доступные наблюдения обсерватории Chandra, покрывающие области, возможно, содержащие отраженный сигнал, и получены оценки сверху на изотропный эквивалент светимости SS 433 на энергиях выше 4 кэВ. Проявлений предсказанного сигнала в исследованных областях не найдено, вплоть до поверхностной яркости на уровне $\sim 10^{-11}$ эрг/с/см²/кв. градус в диапазоне 4–8 кэВ. Это соответствует ограничению на изотропный эквивалент светимости SS 433 $L_{X,2-10} \lesssim 8 \times 10^{38}$ эрг/с в диапазоне 2–10 кэВ, при условии, что рассмотренные облака действительно попадают в конус облучения коллимированного излучения. Это, однако, может быть не так, ввиду сохраняющейся значительной неопределенности в расстояниях вдоль луча зрения до SS 433 d_{SS433} (4.5–5.5 кпк) и до рассмотренных облаков. Для угла полураствора конуса коллимации, большего или сравнимого с амплитудой прецессии струй ($\approx 21^\circ$), приведенный выше строгий верхний предел соответствует $d_{SS433} < 5$ кпк при условии, что кинематические оценки расстояния до рассмотренных облаков достаточно точны (в пределах ~ 100 пк относительно принятых значений). При отказе от последнего предположения получается более консервативное ограничение $L_{X,2-10} \lesssim 10^{40}$ эрг/с для $d_{SS433} = 4.65\text{--}4.85$ кпк и хуже для d_{SS433} вне этого диапазона. Мы заключаем, что принадлежность SS 433 к ультраярким рентгеновским источникам в случае его наблюдения “лицом” маловероятна, если только его рентгеновское излучение не является сильно коллимированным. Требуется лучшее покрытие интересующей области рентгеновскими наблюдениями, чтобы исключить зависимость от попадания индивидуальных облаков в предполагаемый конус облучения SS 433.

Ключевые слова: черные дыры, аккреция, релятивистские струи, SS433.

DOI: 10.1134/S0320010819050036

1. ВВЕДЕНИЕ

Аккреция вещества на нейтронную звезду или черную дыру в двойной системе сопровождается выделением большого количества гравитационной энергии в малой области вблизи компактного объекта, на расстоянии порядка нескольких $R_{in} = 3R_S = \frac{6GM}{c^2} \sim 10^6 m$ см, где $m = M/M_\odot$ — масса компактного объекта в единицах солнечной массы M_\odot , c — скорость света, G — гравитационная постоянная. При условии, что высвобождаемая таким образом энергия эффективно пре-

образуется в тепловое излучение аккрецируемого вещества, возникающая сила давления излучения начинает оказывать сильное влияние на динамику аккреционного потока, если темп аккреции становится близким или превышает критическое значение, эддингтоновский предел $\dot{M}_{Edd} = 3 \times 10^{-8} m M_\odot \text{ год}^{-1}$. Уже в самых ранних работах по теории аккреции (Шакура и Сюняев, 1973; Абрамович, Кальвани и Нобили, 1980) было высказано предположение, подтвержденное результатами недавних численных симуляций (Кавашима и др., 2012; Осуга и Минешай, 2014), что в подобной ситуации характер аккреционного течения сильно

*Электронный адрес: khabibullin@iki.rssi.ru

меняется, начиная с т.н. радиуса сферизации $R_{sp} \sim \dot{m}R_{in}$, $\dot{m} = \dot{M}/\dot{M}_{Edd}$, внутри которого оно принимает форму геометрически и оптически толстого диска (Шакура и Сюняев, 1973).

Основными предсказаниями такой картины являются, во-первых, то, что рентгеновское излучение системы должно оказываться коллимированным вдоль оси толстого диска, и, во-вторых, что должен происходить запуск мощных оттоков вещества, уносящих значительное количество массы и энергии, обеспечивая тем самым саморегуляцию процесса аккреции (Шакура и Сюняев, 1973). Хотя это означает, что “подпитка” самых внутренних областей остается близкой к критическому значению, так что полная светимость источника не может сильно превысить эддингтоновский предел (например, Поутанен и др., 2007), сильная коллимация этого излучения все-таки может приводить к очень высокой видимой светимости источника в случае его наблюдения вдоль оси диска (например, Кинг и др., 2001).

На данный момент считается, что именно такая ситуация реализуется в т.н. ультраярких рентгеновских источниках (УРИ) — внегалактических рентгеновских источниках, не связанных с активностью ядра галактики и имеющих видимую рентгеновскую светимость выше эддингтоновского предела для черной дыры массой $10 M_{\odot}$, т.е. $\approx 1.4 \times 10^{39}$ эрг/с, в некоторых экстремальных случаях достигая значений выше 10^{41} эрг/с (см. обзор Каарет, Фенг и Робертс, 2017). Несмотря на то что некоторые из этих источников оказались аккрецирующими нейтронными звездами (Бачетти и др., 2014; Фюрст и др., 2016; Исраэль и др., 2017; Карпано и др., 2018), а некоторые могут содержать черные дыры промежуточной ($10^3 - 10^5 M_{\odot}$) массы (см. Кабальеро-Гарсия и др., 2018, и соответствующие ссылки), модель сверхкритической аккреции на черную дыру звездной массы, по видимому, хорошо согласуется с большинством наблюдательных данных как в плане свойств индивидуальных источников (например, Уолтон и др., 2014; Фабрика и др., 2015), так и их популяционных свойств (Кинг и др., 2001; Гильфанов, Гримм, Сюняев, 2004; Раппапорт, Подсиадловски и Пфаль, 2005; Минео, Гильфанов и Сюняев, 2012; Сазонов и Хабибуллин, 2017а). Однако реальные значения темпа аккреции и степени коллимации излучения по-прежнему остаются плохо определенными, что оставляет открытым вопрос о величине их полной (т.е. проинтегрированной по всем направлениям) светимости. Знание этой величины важно, в частности, из-за того, что именно УРИ вносят основной вклад в полное рентгеновское излучение, производимое нормальными звездообразующими галактиками в местном объеме Вселенной (Минео,

Гильфанов и Сюняев, 2012; Сазонов и Хабибуллин, 2017а). Экстраполяция наблюдаемых свойств популяции УРИ позволяет предполагать, что аналоги таких источников на красных смещениях $z \sim 10$ могли играть значительную роль в раннем нагреве Вселенной до эпохи реионизации (см., например, Сазонов и Хабибуллин, 2017b, и ссылки в ней).

Если бы в нашей Галактике были известны надежно установленные представители класса УРИ, можно было бы провести детальные исследования реализующейся в них картины аккреции и их влияния на окружающую среду, но, к сожалению, ни один такой источник не известен. Тем не менее в течение длительного времени высказываются предположения (Фабрика и Мещеряков, 2001; Бегельман, Кинг и Прингл, 2006; Поутанен и др., 2007), что очень необычный Галактический микроквazar SS 433 может относиться к этому классу, поскольку темп потери массы звездой-донором оценивается на уровне, постоянно превышающем критическое значение для любой разумной массы релятивистского компактного объекта (Черепашук, Постнов и Белинский, 2018) на несколько порядков величины (Фабрика, 2004). То, что видимая рентгеновская светимость SS 433 в действительности довольно мала, $L_X \sim 10^{36}$ эрг/с (Котани и др., 1996; Маршалл, Канитарес и Шульдц, 2002; Бринкманн, Котани и Кавай, 2005), т.е. на три порядка меньше, чем для канонических УРИ, обычно объясняется тем, что двойная система ориентирована ребром по отношению к лучу зрения (наклонение орбиты $i = 78^\circ$, Фабрика (2004)), так что излучение наиболее внутренних областей диска блокируется геометрически толстыми внешними областями диска и оттекающим от него ветром. Поэтому большая часть рентгеновской светимости источника в действительности обеспечивается парой умеренно-релятивистских барионных струй и, возможно, некоторой долей рассеянного излучения из центральной области. О функционировании центральной “машины” свидетельствуют (i) высокая кинетическая светимость, $\sim 10^{39}$ эрг/с, сосредоточенная в струях (см., например, Хабибуллин, Медведев и Сазонов, 2016; Медведев и др., 2018), (ii) возможные признаки рассеяния его невидимого напрямую излучения в жесткой части наблюдаемого спектра (Медведев и Фабрика, 2010), и (iii) высокая ультрафиолетовая светимость источника (Долан и др., 1997).

Для наблюдателей, видящих SS 433 “лицом”, источник мог бы выглядеть как канонический УРИ или ультраяркий сверхмягкий рентгеновский источник (Уркхарт и Соррия, 2016; Хабибуллин и Сазонов, 2016). Предполагая, что УРИ-подобное излучение SS 433 коллимировано вдоль оси аккреционного диска, направление которой, вероятно, совпадает с направлением релятивистских струй,

нетрудно предсказать геометрию области, облучаемой таким излучением. Принимая во внимание замечательную стабильность системы в течение более чем 40 лет доступных наблюдений (например, Черепашук и др., 2018), а также высокую проникающую способность рентгеновского излучения на энергиях выше 3 кэВ, размер этой области облучения вполне может превышать десятки парсек. Более того, SS 433 располагается внутри радиотуманности W 50, которая, как считается, является остатком вспышки сверхновой возраста $\sim 10^4$ лет, деформированной и “возрожденной” воздействием релятивистских струй (Гудолл, Алуани-Биби, Бланделл, 2011). Это указывает на то, что период активности источника, возможно, длится уже тысячи лет, так что область облучения может достигать длины \sim кпк. Благодаря очень точному определению направления струй в трехмерном пространстве и тому, что расстояние до системы измерено с точностью $\sim 10\%$, оказывается возможным связать ожидаемую область засветки УРИ-подобным излучением SS 433 с конкретными областями Галактики в окрестности этого объекта.

В частности, можно ожидать, что некоторая доля коллимированного жесткого ($\gtrsim 3$ кэВ) рентгеновского излучения SS 433 отражается на атомарном и молекулярном газе, повсеместно распределенном в Галактической плоскости. Подобный эффект подробно изучен как с теоретической, так и с наблюдательной точки зрения, в том числе в применении к отражению происходивших в прошлом вспышек источника Sgr A* на молекулярных облаках в области Галактического центра (например, Чуразов и др., 2017с), а также при оценке вклада рассеянного излучения рентгеновских двойных в излучение рентгеновского хребта Галактики (Моларо, Хатри и Сюняев, 2014). В оптически тонком режиме (справедливом вплоть до колонковой плотности рассеивающего газа $N_H \sim 10^{23}$ см $^{-2}$) сигнал отраженного излучения выше 3 кэВ пропорционален потоку падающего излучения и полной массе отражающего газа (ниже 3 кэВ это не так из-за большей роли фотопоглощения), что может быть использовано для определения светимости облучающего источника. В недавней работе нами была применена подобная методика для расчета отражения излучения SS 433 на основе имеющихся данных по распределению атомарного и молекулярного газа в интересующей области Галактики (Хабибуллин и Сазонов, 2016).

SS 433 располагается на расстоянии ~ 200 пк от плоскости Галактики ($l, b = 39.7^\circ, -2.2^\circ$ в Галактических координатах) и на расстоянии 4.5–5.5 кпк от нас (Фабрика, 2004; Бланделл и Боулер, 2004; Маршалл и др., 2013; Панферов, 2014), а направление струй примерно перпендикулярно к

плоскости Галактики, с точкой пересечения вблизи $l \approx 39^\circ$ (Гудолл, Алуани-Биби, Бланделл, 2011; Хабибуллин и Сазонов, 2016). Поскольку распределения плотности атомарного и молекулярного газа имеют экспоненциальный профиль вдоль нормали к плоскости Галактики (Кальберла и Керп, 2009), можно ожидать, что соответствующий отраженный сигнал будет иметь максимум вблизи $b = 0^\circ$, а его протяженность вдоль Галактической плоскости будет определяться углом коллимации облучающего излучения (Хабибуллин и Сазонов, 2016).

Ввиду этого в предыдущей работе (Хабибуллин и Сазонов, 2016) мы использовали область Галактической плоскости вокруг точки пересечения ($38^\circ < l < 40^\circ, |b| < 0.25^\circ$), в которой нет ярких точечных источников, чтобы получить ограничение на отраженный сигнал по данным обсерваторий RXTE (Ревнивцев и др., 2006) и ASCA (Сугизаки и др., 2001). Из-за плохого углового разрешения первой и ограниченной области покрытия наблюдениями второй обсерватории, полученное ограничение было обеспечено по большей части отражением на относительно гладко распределенном атомарном газе, и верхний предел на проинтегрированную по направлениям светимость SS 433 в диапазоне 2–10 кэВ оказался на уровне $\sim 2 \times 10^{39}$ эрг/с. Хотя это формально не исключает того, что SS 433 является УРИ, маловероятно, что система относится к числу наиболее ярких канонических представителей этого класса.

С другой стороны, распределение молекулярного газа в Галактике существенно комковато, так что компактные ($\lesssim 10$ пк) и плотные ($\gtrsim 100$ см $^{-3}$) структуры (молекулярные облака) доминируют в общем бюджете массы (МакКи и Острайкер, 2007). В работе Хабибуллин и Сазонов (2016) мы построили выборку молекулярных облаков, которые потенциально могут быть облучены (см. таблицу 1, в которой приведены их положения и физические свойства¹) на основе каталога облаков, зарегистрированных в обзоре Boston University — Five College Radio Astronomy Observatory (BUFCRAO) Galactic Ring Survey, в котором в качестве трейсера молекулярного газа используется излучение в линии $^{13}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$ (Роман-Дюваль и др., 2009, 2010). Расстояния до этих облаков могут быть оценены, используя информацию об их скорости на основе кривой вращения Галактики, при этом вырождение между “ближним” и

¹В предыдущей статье для одного из облаков, G041.04–00.26, были приведены неверные значения параметров из-за ошибочной идентификации с другим облаком, имеющим в точности совпадающий идентификатор в оригинальных каталогах Роман-Дюваль и др. (2009) и Роман-Дюваль и др. (2010).

Таблица 1. Выборка молекулярных облаков, которые потенциально могут облучаться коллимированным излучением, построенная на основе каталогов Роман-Дюваль и др. (2009) и Роман-Дюваль и др. (2010). Облака описываются эллиптическими областями в Галактических координатах с центром (l_{MC} , b_{MC}) и полуосями (Δl , Δb). Остальные колонки дают: расстояние до облака вдоль луча зрения (d_{MC}) с соответствующей 1σ неопределенностью (δd_{MC}), характерный радиус (r), колонковую плотность (N_{H_2}), полную массу (M_{H_2}) и неопределенность в ней (δM_{H_2}), а также минимальное расстояние от облака до SS 433, поделенное на характерный масштаб 200 пк. Облака, для которых доступны данные наблюдений обсерватории Chandra, отмечены жирным шрифтом

	GRSMC name	l_{MC} deg	Δl deg	b_{MC} deg	Δb deg	d_{MC} кpc	δd_{MC} кpc	r pc	N_{H_2} 10^{22} cm^{-2}	M_{H_2} $10^4 M_{\odot}$	δM_{H_2} $10^4 M_{\odot}$	R_{\min} 200 pc
1	G039.29–00.61	39.29	0.54	–0.61	0.18	4.43	0.21	6.7	1.61	1.6	0.6	0.7
2	G039.34–00.31	39.34	0.72	–0.31	0.24	4.55	0.18	7.7	1.91	2.5	1.0	0.8
3	G041.04–00.26	41.04	0.44	–0.26	0.36	4.72	0.17	5.6	1.14	1.6	0.4	1.0
4	G036.44+00.64	36.44	0.25	0.64	0.13	4.82	0.20	6.7	3.61	3.6	1.2	1.8
5	G036.39+00.84	36.39	0.40	0.84	0.19	4.80	0.15	5.0	2.17	1.2	0.4	1.9
6	G036.54+00.34	36.54	0.23	0.34	0.41	4.85	0.14	1.6	0.67	0.04	0.02	1.7
7	G039.34–00.26	39.34	0.58	–0.26	0.99	4.93	0.46	9.0	1.92	3.4	1.1	0.9
8	G039.04–00.91	39.04	0.60	–0.91	0.55	5.10	0.42	8.2	1.97	2.9	1.1	0.7
9	G036.14+00.09	36.14	0.20	0.09	0.16	5.15	0.25	2.8	1.00	0.17	0.07	1.9
10	G036.09+00.64	36.09	0.30	0.64	0.31	5.20	0.27	9.8	2.59	5.4	1.6	2.1
11	G037.74–00.46	37.74	0.88	–0.46	0.43	5.25	0.33	8.8	1.04	1.8	0.7	1.2
12	G040.34–00.26	40.34	0.46	–0.26	0.39	5.43	0.70	10.5	2.08	5.1	1.3	1.0
13	G041.24+00.39	41.24	0.63	0.39	0.61	5.53	0.41	3.6	0.98	0.3	0.1	1.5
14	G037.69–00.86	37.69	0.62	–0.86	0.40	5.60	0.27	5.6	1.35	1.0	0.4	1.2
15	G036.89–00.41	36.89	0.42	–0.41	0.37	5.70	0.32	16.0	2.18	12.0	4.4	1.7

“дальним” решением может быть снято при помощи метода самопоглощения в линии нейтрального водорода (т.н. HI self-absorption, или HISA, Роман-Дюваль и др., 2009). Однако неопределенности в получаемых таким образом оценках обычно оказываются больше или сравнимы с ожидаемой протяженностью области облучения в плоскости Галактики. Поэтому ограничения, получаемые по отражению на этих облаках, неизбежно будут *условными* по отношению к попаданию данного конкретного облака в область облучения.

С наблюдательной точки зрения использова-

ние данных RXTE для изучения отражения на молекулярных облаках оказывается неэффективным из-за того, что их угловой размер гораздо меньше углового разрешения данных. Вследствие этого потенциальный сигнал оказывается значительно “размытым” и загрязненным излучением близких (в проекции на небо) ярких источников. Покрывание интересующей нас области наблюдения обсерватории ASCA, в основном в ходе обзора Галактической плоскости (Galactic Plane Survey, $|b| < \sim 0.4^\circ$), весьма ограничено, так что всего несколько облаков из нашей выборки дей-

ствительно попадают в область покрытия. Помимо этого, более чувствительные случайные наблюдения обсерваторий ASCA, Chandra и XMM-Newton доступны для некоторых из облаков, но в этом случае нужно принимать во внимание реальную морфологию предсказываемого сигнала, поскольку его характерный пространственный размер сопоставим с размером поля зрения этих обсерваторий.

В настоящей работе мы сначала предсказываем морфологию ожидаемого отраженного излучения от индивидуальных облаков, используя некоторые упрощающие предположения о их расположении относительно SS 433 и принимая во внимание реальную морфологию облаков, которая восстанавливается при помощи данных в молекулярной линии излучения, отфильтрованных в пространстве скоростей. Далее описывается, как эти предсказания меняются, если относительное расположение облаков и SS 433 отличается от наиболее простых предположений. Наконец, делается сравнение предсказаний с данными наблюдений обсерватории Chandra и получаются ограничения на изотропный эквивалент светимости предполагаемого коллимированного излучения SS 433, видимого при наблюдении системы “лицом”.

2. ОЖИДАЕМЫЙ СИГНАЛ РЕНТГЕНОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ

2.1. Рентгеновское отражение

Взаимодействие рентгеновского излучения с холодным атомарным и молекулярным газом подробно исследовано как с теоретической (Сюняев и Чуразов, 1996), так и с наблюдательной (Чуразов и др., 2017а,с) точек зрения, и тщательно разработанная методология была развита и применена для широкого набора астрофизических ситуаций. В применении к свойствам отраженного излучения основными процессами выступают фотопоглощение преимущественно нейтральными атомами металлов, комптоновское рассеяние на электронах в атомах и молекулах водорода, а также следующее за фотоионизацией флуоресцентное излучение (Сюняев и Чуразов, 1996).

Рассматриваемая задача допускает несколько полезных упрощений. Во-первых, интенсивность падающего рентгеновского излучения слишком мала для изменения теплового, ионизационного или химического состояния облучаемого газа при любом разумном значении видимой светимости SS 433 (Хабибуллин и Сазонов, 2016). Следовательно, интенсивность производимого отраженного излучения должна зависеть практически линейно от интенсивности облучающего излучения.

Во-вторых, для структур, характеризующихся колонковой плотностью $N_H \lesssim 10^{23} \text{ см}^{-2}$, влияние

фотопоглощения остается небольшим для фотонов с энергией выше $\gtrsim 3 \text{ кэВ}$, их оптическая толщина по комптоновскому рассеянию также не превышает 0.1. Вследствие этого проведение расчетов в оптически тонком пределе должно быть достаточно точным, принимая во внимание неопределенности, присутствующие в других аспектах рассматриваемой задачи (например, в относительном расположении первичного источника излучения и отражающего газа или его металличности). Поэтому отраженный сигнал также линейно зависит от массы облучаемого газа.

Наконец, геометрия проблемы (в частности, то, что предполагаемая ось коллимированного излучения практически перпендикулярна плоскости Галактики, где расположены интересующие нас облака) предполагает, что в большинстве случаев должно иметь место рассеяние на 90° . По этой причине эффективность отражения может быть описана одним не зависящим от энергии альбедо, которое определяется, в основном, сечением рассеяния на связанных электронах в атомах и молекулах водорода (включающим вклады рэлеевского, рамановского и комптоновского рассеяния), которое в данном случае оказывается приблизительно равно томсоновскому сечению по рассеянию на свободных электронах ($\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ см}^2$ в пренебрежении релятивистскими поправками, Сюняев и Чуразов, 1996).

Аналогичным образом можно учесть вклад атомов гелия и флуоресцентных линий, что приводит к эффективному сечению (в расчете на один атом водорода) в диапазоне 4–8 кэВ, равному $\sigma_{\text{eff}} = 1.7\sigma_T$ для обилия тяжелых элементов, близкого к солнечному (Чуразов и др., 2017с). Этот спектральный диапазон, практически не подверженный влиянию фотопоглощения и содержащий наиболее яркую флуоресцентную линию, т.е. линию железа с энергией 6.4 кэВ, как оказалось, наилучшим образом подходит для исследования рентгеновского отражения по данным наблюдений обсерваторий Chandra и XMM-Newton (Чуразов и др., 2017а). Это было использовано нами в данной работе.

С учетом всего вышесказанного, светимость излучения в диапазоне 4–8 кэВ, отраженного от объекта с H_2 массой $M_{H_2} = 10^4 M_4 M_\odot$, расположенного на расстоянии $R = 200 R_{200} \text{ пк}$ от облуча-

²Интересно, что это также означает, что отраженное излучение должно иметь высокую степень поляризации, что может быть использовано для подтверждения данного сценария происхождения наблюдаемого излучения, в противоположность, например, облучению космическими лучами или источником, расположенным внутри облака (Чуразов, Сюняев, Сазонов, 2002; Чуразов и др., 2017b).

ющего источника, дается выражением

$$L_{sc,4-8} = \frac{\sigma_{\text{eff}}}{4\pi R^2} \frac{M_{H_2}}{\mu_p m_p} L_{4-8} \approx \quad (1)$$

$$\approx 2 \times 10^{33} \frac{L_{39}}{R_{200}^2} M_4 \text{ эрг/с},$$

где $L_{4-8} = 10^{39} L_{39}$ эрг/с — изотропный эквивалент видимой объектом светимости облучающего источника, а $\mu_p = 1.4$ — средний молекулярный вес на атом водорода.

Соответствующий поток отраженного излучения в диапазоне 4–8 кэВ (на расстоянии $d_{MC} = 5d_5$ кпк) может быть выражен как

$$f_{H_2,4-8} = 6.7 \times 10^{-13} \frac{L_{39}}{d_5^2 R_{200}^2} M_4 \text{ эрг/с/см}^2. \quad (2)$$

Небольшое отличие уравнений (1) и (2) от уравнений (13) и (21) в Хабибуллин и Сазонов (2016) связано с тем, что здесь рассматривается более узкий энергетический диапазон, для которого вклад флуоресцентной линии приводит к увеличению эффективного сечения рассеяния (см. Чуразов и др., 2017с).

2.2. Распределение молекулярного газа

В отличие от атомарного газа молекулярный газ сконцентрирован в плотных облаках, размер которых ($\lesssim 15$ рс) в большинстве случаев меньше размера потенциальной области облучения (~ 100 рс). В связи с этим ожидаемый в данном случае отраженный сигнал решаемым образом зависит от относительного расположения облучающего источника и облаков (см. Хабибуллин и Сазонов, 2016, где приведены иллюстрация и подробное обсуждение). К сожалению, это относительное расположение не может быть уверенно найдено из-за значительных неопределенностей в расстояниях вдоль луча зрения как до SS 433, так и до молекулярных облаков, которые оказываются сравнимыми с ожидаемым размером области облучения в плоскости Галактики. На данный момент оценки расстояния до SS 433 варьируются от 4.5 до 5.5 кпк (Бланделл и Боулер, 2004; Маршалл и др., 2013; Панферов, 2014).

Кроме того, эти облака характеризуются широким разнообразием морфологической формы и внутренней структуры. Типичный угловой размер облаков (~ 10 угловых минут) сравним с размером поля зрения обсерваторий Chandra и XMM-Newton, так что их реальная морфология должна учитываться для того, чтобы корректно предсказывать распределение протяженного отраженного сигнала по области наблюдения.

Для этого нужно использовать оригинальные данные обзора BU-FCRAO Galactic Ring Survey³ в интересующей нас области, т.е. для Галактической долготы в диапазоне от $l = 36^\circ$ до $l = 42^\circ$, Галактической широты от $b = -1^\circ$ до $b = 1^\circ$ и лучевой скорости V_{lsr} от 60 до 80 км/с (см. детальное описание в Хабибуллин и Сазонов, 2016). Эти данные представляют собой измерения поправленной за фоновый уровень антенной температуры излучения в линии ^{13}CO , приводимые на координатной сетке в пространстве координата-координата-скорость (т.н. position-position-velocity, или PPV, пространство) (Ратборн и др., 2009). Мы поменяли разбиение оригинальных кубов данных на в два раза более грубое по всем координатам, так что размер пикселя равен $\delta l = \delta b = 44$ угловых секунд вдоль Галактической долготы и широты, и $\delta V_{lsr} = 0.425$ км/с вдоль координаты V_{lsr} . Поскольку нас интересует полный отраженный сигнал от облаков с характерным размером ~ 10 угловых минут и дисперсией скоростей $\Delta V_{lsr} \sim$ несколько км/с (см. табл. 1 и Хабибуллин и Сазонов, 2016, где приведены ΔV_{lsr}), то подобное разбиение полностью подходит для наших целей.

Из оригинального куба данных были выбраны элементы объема, которые попадают в PPV области, соответствующие молекулярным облакам в нашей выборке. Такие области являются трехмерными эллипсоидами в PPV пространстве с центром в (l_{MC}, b_{MC}) и $V_{LSR,MC}$ (см. табл. 1). Большие оси эллипсоидов равны Δl и Δb вдоль Галактических координат и ΔV_{LSR} вдоль координаты лучевой скорости. В дополнение к этому были оставлены только элементы объема, для которых отношение сигнал-шум выше 3, чтобы уменьшить возможное влияние вычитания фона на определяемую массу.

После поправки на эффективность основного лепестка $T_{mb} = T_a/0.48$ (Роман-Дюваль и др., 2010, например) для каждого элемента объема может быть рассчитана проинтегрированная интенсивность в линии $I_{mb} = T_{mb} \delta V$ (в единицах К на км/с). Соответствующая колонковая плотность молекулярного газа внутри элемента объема находится стандартным образом (Ратборн и др., 2009):

$$N_{H_2} = 4.92 \times 10^{20} \text{ см}^{-2} I_{mb}. \quad (3)$$

Соответствующая масса молекулярного газа равна

$$m_{H_2} = 2m_p N_{H_2} \delta x \delta y, \quad (4)$$

³https://www.bu.edu/galacticring/new_data.html

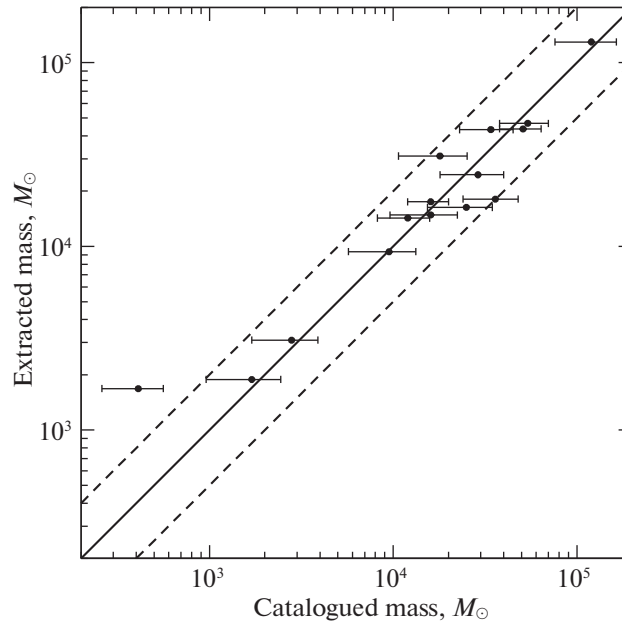


Рис. 1. Соответствие между массами молекулярных облаков, приведенными в каталоге Роман-Дюваль и др. (2010) (также представлены в табл. 1 с соответствующими неопределенностями), и массами молекулярного газа, полученными по оригинальным кубам данных при помощи процедуры, описанной в Части 2.2. Штриховые линии соответствуют отличию между этими массами в 2 раза. Для всех облаков, за исключением наименее массивного, согласие оказывается лучше, чем этот множитель.

где $\delta x \approx d_{MC} \delta l$ и $\delta y \approx d_{MC} \delta b$, а d_{MC} — расстояние до молекулярного облака. При $d_{MC} \approx 5$ кпк $\delta x = \delta y \approx 1.07$ пк, и из уравнений (4) и (3), получается:

$$m_{H_2} = 7.93 M_{\odot} \times T_a \left(\frac{d_{MC}}{5 \text{ кпк}} \right)^2. \quad (5)$$

После поправки, учитывающей реальную температуру возбуждения, измеряемую для каждого облака, мы проверили, что получающиеся в итоге массы индивидуальных облаков согласуются с массами, приведенными в каталоге Роман-Дюваль и др. (2010) (см. рис. 1). Единственным исключением является наименее массивное облако G036.54+00.34, которое, однако, не представляет интереса в данной работе, поскольку оно не попадает в область наблюдения обсерваторий Chandra или XMM-Newton.

2.3. Моделирование

Как отмечалось выше, ключевым аспектом при облучении молекулярных облаков является их расположение относительно источника коллимированного излучения. Мы смоделировали пространственное расположение молекулярного газа, выделенного из оригинального куба данных (как было описано в предыдущей части), вычисляя расстояние вдоль луча зрения для каждого элемента объема по его лучевой скорости, согласно стандартным формулам расчета кинематического расстояния, которые даются уравнениями (7) и (8)

в Хабибуллин и Сазонов (2016). В результате был получен набор элементов объема с их трехмерными координатами и содержащейся в них массой молекулярного газа. Ожидаемый сигнал рентгеновского отражения затем был получен путем сложения сигналов от индивидуальных элементов объема, рассчитываемых согласно уравнениям (1) и (2).

Поскольку интересующее нас облучающее излучение коллимировано, необходимо также моделировать попадание каждого отдельного облака в область облучения. Геометрия этой области с учетом возможной прецессии конуса излучения была в общем случае подробно описана в работе Хабибуллин и Сазонов (2016). Трехмерное направление оси прецессии может быть полностью установлено благодаря пространственно-разрешенной прецессионной картине радиоизлучения на масштабах порядка угловой секунды (Бланделл и Боулер, 2004; Миллер-Джонс и др., 2008) и обнаружению доплеровским образом смещенных линий в спектре рентгеновского излучения SS 433 на масштабе порядка угловой секунды (Мильяри, Фендер и Мендес, 2002; Хабибуллин и Сазонов, 2017). Как следствие, положение и геометрия области облучения полностью определяются двумя параметрами: углом полураствора конуса коллимированного излучения Θ_r и положением облучающего источника вдоль луча зрения, т.е. расстоянием до SS 433 d_{SS433} .

Здесь в основном рассматривается ситуация, когда угол коллимации близок к максимальному

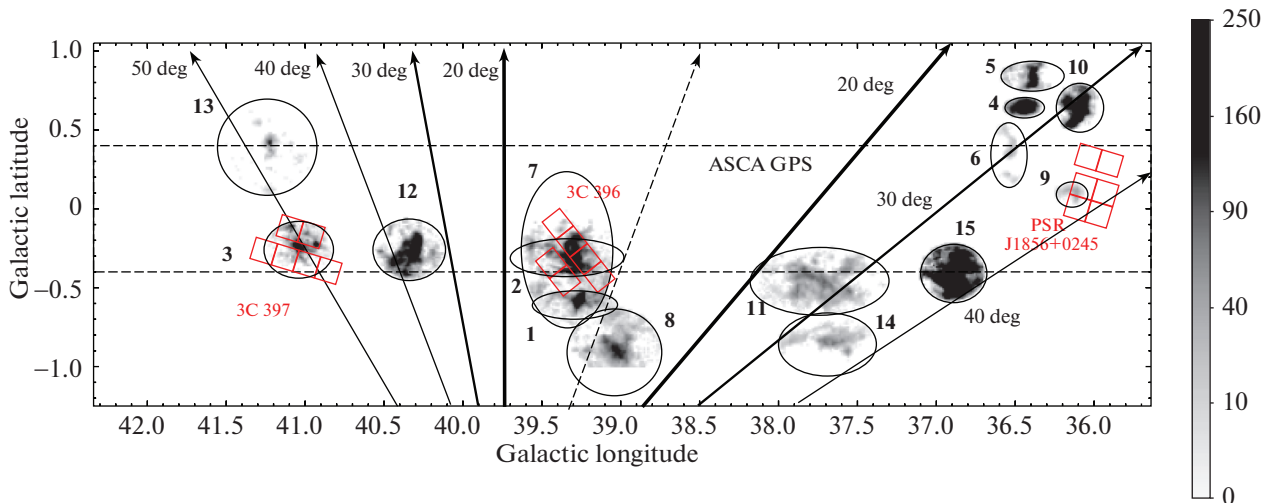


Рис. 2. Спроецированная масса молекулярного газа (в расчете на пиксель размером $44'' \times 44''$ в единицах M_{\odot}), связанного с облаками, которые потенциально могут облучаться коллимированным излучением SS 433 (см. табл. 1). Границы облаков показаны черными эллипсами. Красным показаны области наблюдений обсерватории Chandra, которые используются в данной работе. Также показана граница области покрытия обзора Галактической плоскости обсерватории ASCA ($|b| < \sim 0.4^{\circ}$, Сугизаки и др., 2001) и проекции конусов (сплошные линии) с осью, совпадающей с осью прецессии релятивистских струй (толстая штриховая линия) для разных значений полуугла раствора (как указано в подписи к каждой линии).

значению, которое определяется тем, что коллимированное излучение не наблюдается на Земле, несмотря на прецессию конуса излучения с амплитудой $\Theta_p = 21^{\circ}$ и нутации с амплитудой $\Theta_n \sim 5^{\circ}$. Это означает $\Theta_{r,\max} \sim i - \Theta_p - \Theta_n \sim 50^{\circ}$ (Фабрика, 2004). Очевидно, что в этом случае зависимость ожидаемого сигнала от расстояния до SS 433 минимальна. Кроме того, мы провели подобные расчеты для меньших значений угла коллимации, в частности, для тех облаков, для которых доступны рентгеновские данные.

Для моделирования зависимости от расстояния до облучающего источника мы провели расчеты на сетке расстояний в диапазоне от 4.5 до 5.5 кпк, предполагая, что восстановленное трехмерное распределение молекулярного газа точно (в реальности это, конечно, не так, см. неопределенности в расстояниях до облаков в табл. 1 и Часть 3.2 в Хабибуллин и Сазонов (2016)). Таким образом, данный диапазон расстояний должен рассматриваться как совокупный диапазон неопределенности в относительном расположении облаков и SS 433.

На рис. 3 показана предсказываемая поверхностная яркость отраженного излучения при видимой светимости источника в диапазоне 4–8 кэВ, равной $L_{4-8} = 10^{39}$ эрг/с и угле коллимации 50° для трех значений расстояния до него — 4.5, 5.0 и 5.5 кпк. Естественным образом, облака, расположенные ближе к источнику, оказываются наиболее яркими в отраженном излучении. Отметим, что мы не принимали во внимание т.н. “рабочий цикл” облучения, т.е. долю времени, в течение которого

заданное направление оказывается внутри прецессирующего конуса облучения (Хабибуллин и Сазонов, 2016), так как соответствующий поправочный фактор практически не может быть ограничен. Поэтому для заданной видимой светимости источника излучения сигнал отражения может быть на самом деле несколько ниже, чем предсказывается здесь.

Предсказанная картина полностью совместима с простыми оценками, приведенными в табл. 2 в Хабибуллин и Сазонов (2016), которые были основаны на средних характеристиках облаков. Типичные ожидаемые значения поверхностной яркости отраженного излучения для указанного выше характерного уровня видимой светимости источника оказываются выше \sim несколько $\times 10^{-11}$ эрг/с/см²/кв. градус, достигая значений $\sim 10^{-10}$ эрг/с/см²/кв. градус в наиболее ярких областях. Важно отметить, что уровень рентгеновского фона в интересующей нас области измеряется на уровне $\sim 2 \times 10^{-11}$ эрг/с/см²/кв. градус, причем космический (т.е. внегалактический) рентгеновский фон (КРФ) и излучение Галактического рентгеновского хребта (ГРХ) вносят в него примерно равный вклад (Сугизаки и др., 2001).

Следовательно, с одной стороны, предсказываемый сигнал должен быть доступен для обнаружения при видимой светимости источника на уровне 10^{39} эрг/с. С другой стороны, ясно, что верхний предел на искомый сигнал будет в первую очередь определяться точностью вычитания фона. К сожалению, в реальности фоновый темп счета оказывается даже выше из-за несовершенства вычитания

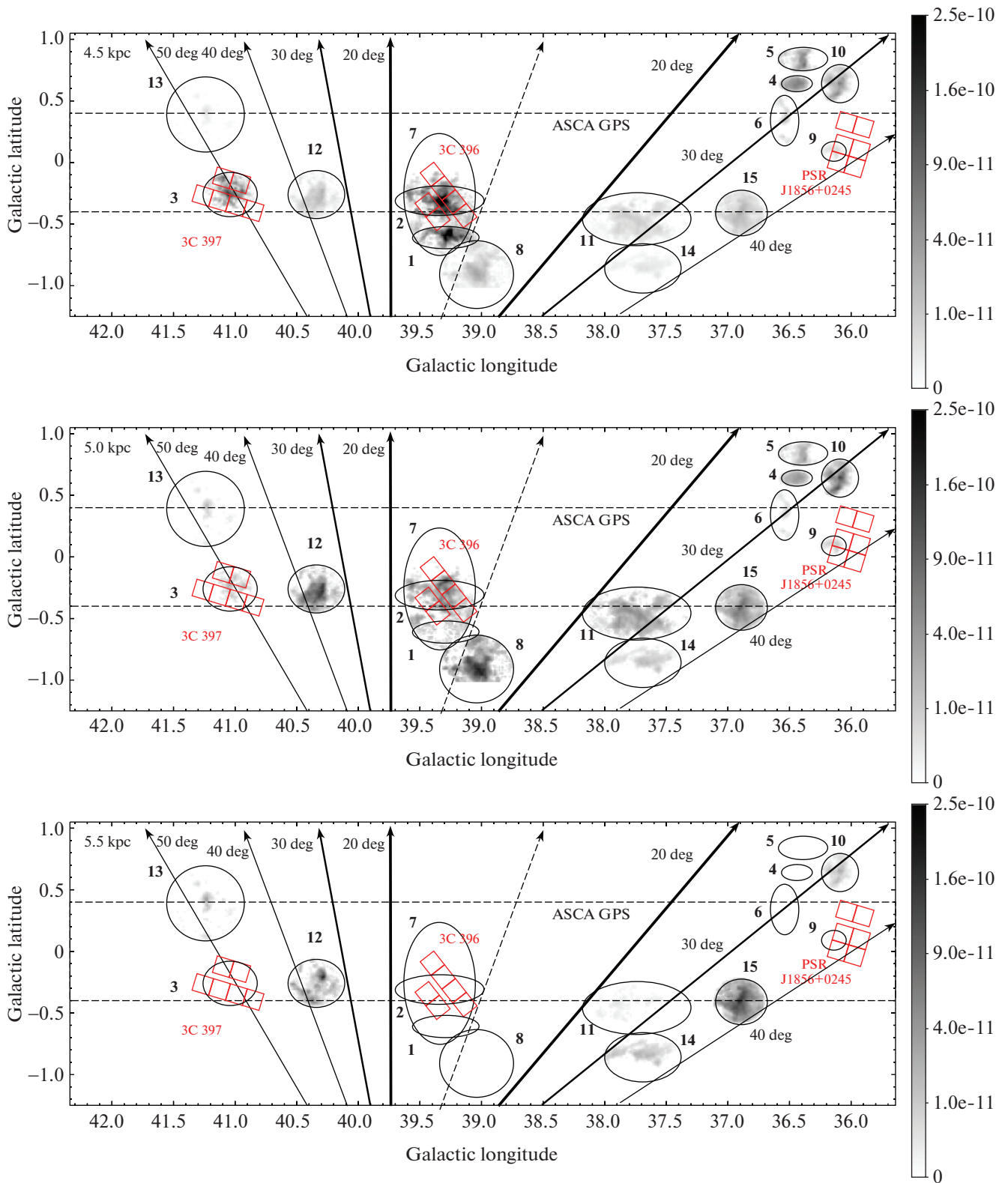


Рис. 3. Ожидаемая поверхностная яркость (в единицах эрг/с/см²/кв. градус) отраженного излучения в диапазоне энергий 4–8 кэВ при светимости SS 433 10^{39} эрг/с и угле коллимации 50 градусов. Расстояние до SS 433 предполагалось равным 4.5, 5 и 5.5 кпк для верхней, средней и нижней панели соответственно. Наложенные регионы те же, что и на рис. 2.

фона частиц, и именно точность определения этой компоненты фона задает реальную чувствительность к слабому протяженному излучению, каким является сигнал рентгеновского отражения, который мы ищем.

3. РЕНТГЕНОВСКИЕ ДАННЫЕ

3.1. Набор данных

Мы провели поиск всех доступных наблюдений в архиве данных обсерватории Chandra, в области покрытия которых может быть найдено отраженное излучение, предсказанное в Части 2. Были найдены три наблюдения: с идентификаторами (ObsID) 1042, 1988, 12557. Мишенями этих наблюдений были соответственно остатки вспышек сверхновых 3С 397 и 3С 396, а также пульсар PSR J1856+0245.

Соответствующие молекулярные облака — это G039.34-00.31 и G039.34-00.26 (облака 2 и 7 в табл. 1) для ObsID 1988, G041.04-00.26 (облако 3) для ObsID 1042, и G036.14+00.09 (облако 9) для ObsID 12557. Все они отмечены жирным шрифтом в табл. 1. Реальное распределение предсказываемого отраженного излучения по полю зрения телескопа показано на рис. 3 для трех разных значений расстояния до SS 433 (4.5, 5 и 5.5 кпк). Легко видеть значительные вариации по покрытым наблюдениями областям, что демонстрирует важность тщательного моделирования ожидаемой морфологии излучения.

3.2. Подготовка и анализ данных

Первичная обработка данных проводилась с использованием последних калибровочных данных и в соответствии с процедурой, описанной в Вихлинин и др. (2005). Корректировка за экспозицию, эффект виньетирования и фон частиц была выполнена при помощи процедур, использованных в работах (Чуразов и др., 2012, 2017с).

В результате были построены поправленные за плоское поле карты измеряемого темпа счета на пиксель в интересующем нас диапазоне спектра, т.е. 4–8 кэВ. Мы убедились, что полученные карты не загрязнены излучением ярких протяженных источников, таких как остатки сверхновых 3С 396 (первичная мишень наблюдения ObsID 1988) и 3С 397 (первичная мишень наблюдения ObsID 1042). В этой связи, в частности, не использовались чипы, содержащие мишень наблюдения. Помимо этого, были исключены области радиусом 12 угловых секунд вокруг известных точечных источников.

Мы рассчитали широкополосные функции отклика (RMF- и ARF-файлы), которые затем использовались для расчета переводного коэффициента между темпом счета и рентгеновским потоком для некоторой представительной спектральной

модели, а именно, степенного закона с наклоном $\Gamma = 2$ и поглощением $N_H = 10^{22} \text{ см}^{-2}$. При помощи этого переводного коэффициента карты темпа счета были конвертированы в соответствующие карты поверхностной яркости (см. верхние панели на рис. 4, 6 и 7). Просмотр этих карт не выявляет признаков сильного сигнала, который бы морфологически напоминал ожидаемый сигнал рентгеновского отражения, ни для одной из просмотренных областей (см. средние панели на рис. 4, 6 и 7).

Следует заметить, что в фоновом темпе счета Chandra в диапазоне 4–8 кэВ доминирует фон частиц. Поэтому в случае отсутствия яркого дополнительного сигнала на этих изображениях наблюдаемая на них картина подвержена сильному влиянию флуктуаций, вызванных несовершенством вычитания фона. В терминах поверхностной яркости эти флуктуации имеют амплитуду $\sim 2 \times 10^{-10} \text{ эрг/с/см}^2/\text{кв. градус}$ (при оригинальной пикселизации данных и сглаживании с 3-секундным гауссовым ядром), т.е. примерно в 10 раз выше, чем ожидаемый вклад рентгеновского фона, однако эта амплитуда сильно уменьшается после интегрирования по площадкам значительной протяженности (размером \sim нескольких угловых минут).

Определив области извлечения интересующего нас сигнала и фона таким образом, что ожидаемое на основе нашего моделирования рентгеновского отражения (см. Часть 2) отношение сигнал-шум оказывается максимальным, были извлечены спектры поверхностной яркости внутри этих областей. Для улучшения качества вычитания фона частиц анализировалась разница между спектрами, извлеченными из областей сигнала и фона.

Очевидно, что в случае практически идентичного рентгеновского фона для областей извлечения сигнала и фона и при этом очень слабом дополнительном сигнале (т.е. интересующем нас рентгеновском отражении) получаемый в результате спектр будет близок к гауссову с нулевым средним и флуктуациями, определяемыми суммой неопределенностей вычитания рентгеновского фона и фона частиц. В такой ситуации имеет смысл говорить только о верхнем пределе на поверхностную яркость, который по сути устанавливается этими неопределенностями. Как и прежде, мы фиксируем форму спектральной модели (а именно, степенной закон с наклоном $\Gamma = 2$ и поглощением $N_H = 10^{22} \text{ см}^{-2}$) возможного дополнительного сигнала и определяем верхний предел на ее нормировку, а следовательно, на поток в диапазоне 4–8 кэВ.

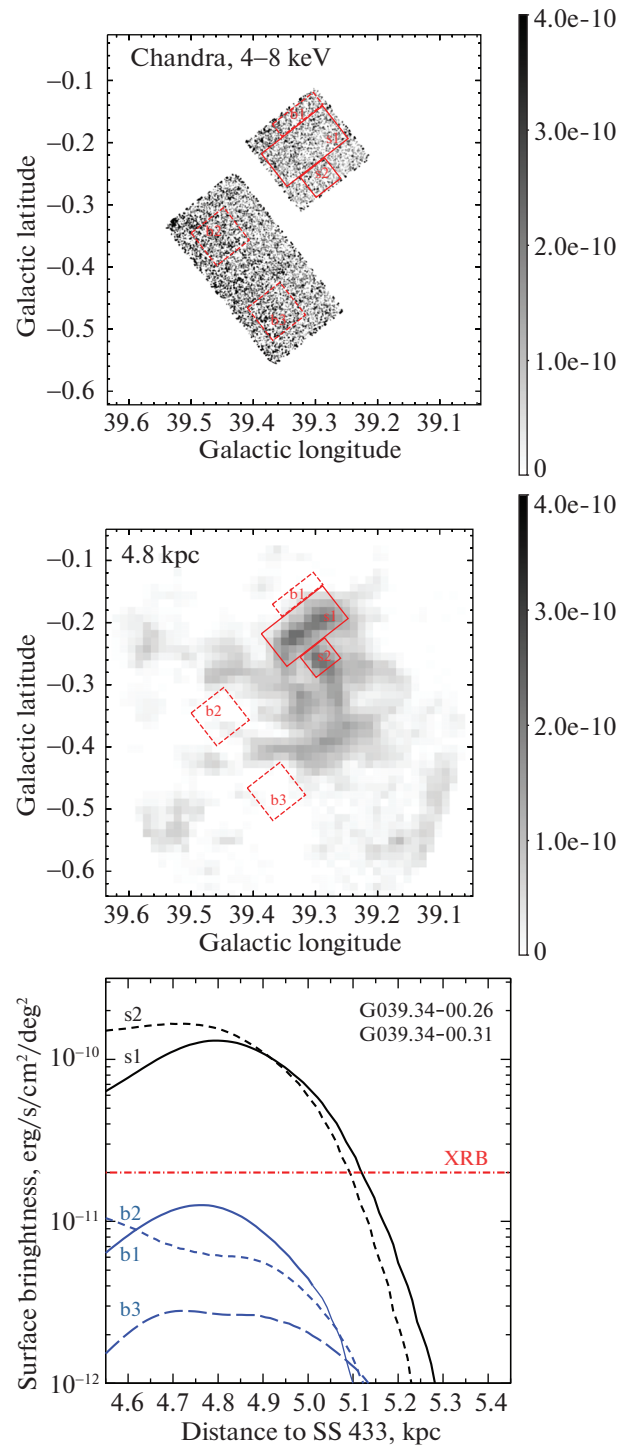


Рис. 4. Область, внутри которой ожидается отражение от облаков G039.34-00.31 и G039.34-00.26 и которая попадает в область покрытия наблюдений Chandra. *Верхняя панель.* Карта поверхностной яркости в диапазоне 4–8 кэВ (в единицах эрг/с/см²/кв. градус), построенная на основе данных Chandra после вычитания точечных источников. Сплошные прямоугольные области (отмеченные как s1 и s2) были использованы в качестве областей извлечения сигнала, штриховые области (отмеченные как b1, b2 и b3) использовались для определения уровня фона. *Средняя панель.* Ожидаемая поверхностная яркость отраженного излучения в диапазоне 4–8 кэВ (в единицах эрг/с/см²/кв. градус) в случае облучающего источника на расстоянии 4.8 кпк с видимой светимостью 10^{39} эрг/с в диапазоне 4–8 кэВ и углом коллимации 50° . *Нижняя панель.* Зависимость ожидаемой поверхностной яркости в этих областях от предполагаемого расстояния до облучающего источника: черные кривые — для областей извлечения сигнала, синие кривые — для областей определения фона (как указано в подписи к каждой из кривых). Красная штрих-пунктирная линия показывает ожидаемый уровень рентгенового фона (КРФ + излучение Галактического хребта).

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1. G039.34-00.31 & G039.34-00.26

Наблюдение Chandra ObsId 1988 проводилось в конфигурации ACIS-S с полным времени экспозиции 98 килосекунд, его первичной мишенью был остаток вспышки сверхновой 3С 396 (Олберт и др., 2003). Во избежание загрязнения протяженным излучением этого остатка сверхновой, мы полностью исключили из рассмотрения чип с первичной мишенью (чип S3). Полученная карта поверхностной яркости в диапазоне 4–8 кэВ показана на рис. 4 (верхняя панель). Видно, что значимого превышения фона на ней нет.

Как отмечалось выше, для определения верхних пределов на отраженное излучение ключевым моментом является выбор подходящих областей извлечения сигнала и фона. В данном случае два облака, G039.34-00.31 и G039.34-00.26, попадают в поле зрения (см. среднюю панель на рис. 4, где показана ожидаемая морфология отраженного излучения в случае облучающего источника, расположенного на расстоянии $d_{SS433} = 4.8$ кпк с видимой светимостью $L_X = 10^{39}$ эрг/с и максимальным углом коллимации). Ввиду этого нами были выбраны две области извлечения сигнала, $s1$ и $s2$ (см. рис. 4), внутри которых предсказываемый отраженный сигнал относится к одному из этих двух облаков в разных пропорциях в зависимости от положения облучающего источника и угла коллимации (см. нижнюю панель на рис. 4). Как можно было ожидать из расстояний вдоль луча зрения до G039.34-00.31 (4.5 ± 0.2 кпк) и G039.34-00.26 (4.9 ± 0.5 кпк), ожидаемое излучение имеет широкий пик для расстояний до облучающего источника вблизи $d_{SS433} \approx 4.8$ кпк для области $s1$ и $d_{SS433} \approx 4.65$ кпк для области $s2$.

Помимо этого, потенциальный сигнал отражения оказывается очень протяженным, занимая значительную долю всей апертуры, так что оказывается невозможным выбрать области извлечения фона, полностью свободные от него. Тем не менее мы построили три области, для которых этот вклад как минимум на порядок ниже, чем для областей извлечения сигнала (см. синие кривые на нижней панели рис. 4).

При этом для видимой светимости ниже $L_X = 10^{39}$ эрг/с ожидаемый вклад сигнала рентгеновского отражения в областях извлечения фона по крайней мере в несколько раз меньше ожидаемого уровня рентгеновского фона. Поэтому возможное завышение оцениваемого уровня фона вследствие такого загрязнения (а значит и возможное избыточное вычитание фона из областей извлечения сигнала) должно быть менее важным, чем реальная неопределенность в определении фона.

Для того чтобы оценить возможные вариации уровня фона между выбранными нами областями (наличие которых можно ожидать в особенности для части КРФ, связанной с излучением Галактического хребта, учитывая, что протяженность поля зрения на $\approx 0.5^\circ$ вдоль Галактической широты), для каждой области извлечения сигнала было проведено вычитание спектра фона, определенного в каждой из трех фоновых областей, и рассчитана поверхностная яркость остаточного излучения. Получившиеся значения оказываются совместимы между собой ($\sim 10^{-11}$ эрг/с/см²/кв. градус) в пределах соответствующих неопределенностей (\sim нескольких 10^{-12} эрг/с/см²/кв. градус), как показано на левой панели рис. 5.

Ввиду этого мы комбинируем все три значения для каждой области извлечения сигнала, что дает измеряемую поверхностную яркость $(7 \pm 3) \times 10^{-12}$ эрг/с/см²/кв. градус для области 1 и $(11 \pm 4) \times 10^{-12}$ эрг/с/см²/кв. градус для области 2. Соответствующие 1σ верхние пределы на отраженное излучение получаются равными 1.0×10^{-11} и 1.5×10^{-11} эрг/с/см²/кв. градус.

Далее можно сравнить эти верхние пределы с ожидаемой поверхностной яркостью отраженного излучения для тех же областей. Для видимой светимости облучающего источника 10^{39} эрг/с и угла коллимации 50° она составляет $\approx 10^{-10}$ эрг/с/см²/кв. градус для широкого диапазона расстояний до SS 433 от 4.6 до 5 кпк (см. левую панель рис. 5). Следовательно, полученные верхние пределы переводятся в верхний предел на светимость на уровне 2×10^{38} эрг/с для обеих областей извлечения сигнала при расстоянии до SS 433 меньше чем 5 кпк.

Такой результат, принятый как есть, по сути означал бы исключение возможной ассоциации SS 433 с УРИ по крайней мере для половины допустимого на данный момент диапазона расстояний до него, т.е. для d_{SS433} от 4.5 до 5 кпк. Такая широкая применимость полученного ограничения возникает благодаря величине предполагаемого угла коллимации. Чтобы показать, как ситуация изменится для меньших значений угла коллимации, мы также провели расчеты отраженного излучения в случае $\Theta_r = 21^\circ$ (т.е. равном амплитуде прецессии струй $\Theta_p = 21^\circ$) и $\Theta_r = 10^\circ$ (см. правую панель на рис. 5). Получающиеся верхние пределы действительно становятся слабее, но, тем не менее, мы получаем $L_X < 10^{39}$ эрг/с для всех d_{SS433} меньше 5 кпк независимо от угла коллимации.

Причиной этого является то, что эти два облака лежат внутри проекции на небо прецессионного конуса SS 433, будучи при этом довольно протяженными (вместе занимая ~ 40 пк вдоль луча

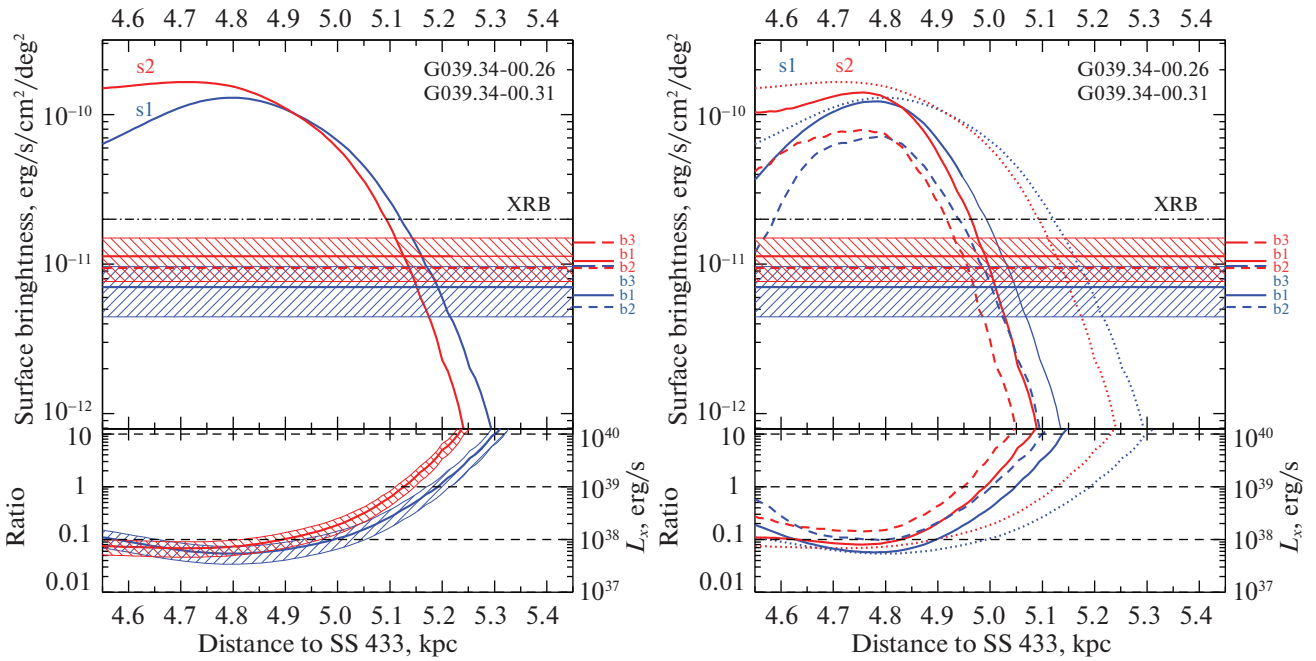


Рис. 5. *Левая панель.* Зависимость ожидаемого отраженного излучения (для $L_X = 10^{39}$ эрг/с и $\Theta_r = 50^\circ$) от положения облучающего источника вдоль луча зрения. Сплошные синие и красные кривые относятся к областям $s1$ и $s2$ соответственно (см. рис. 4). Заштрихованные регионы показывают измеренный уровень поверхностной яркости в этих областях (синим для $s1$, красным для $s2$) с 1σ неопределенностью, полученные с помощью комбинирования отдельных измерений на основе вычитания фона, определенного в трех разных областях. Уровни этих трех индивидуальных измерений помечены на правой оси (синим для $s1$, красным для $s2$) в порядке сверху-вниз в соответствии с метками $b1$ – $b3$. Уровни индивидуальных измерений вполне согласуются с комбинированными значениями. Черная штрих-пунктирная линия показывает ожидаемый уровень рентгеновского фона в рассмотренных областях. Нижняя часть графика показывает отношения предсказываемой поверхностной яркости к измеряемой (левая ось) и получаемые из этого верхние пределы на видимую светимость (правая ось). *Правая панель.* Аналогично левой панели, но для зависимости ожидаемой поверхностной яркости и соответствующих отношений в случае $\Theta_r = 21^\circ = \Theta_p$ (сплошные кривые) и $\Theta_r = 10^\circ$ (штриховые линии). Для сравнения случай $\Theta_r = 50^\circ$ (см. левую панель) показан пунктирными линиями.

зрения, см. табл. 1), так что даже для относительно небольших углов коллимации $\Theta_r \sim 10^\circ$ есть значительная вероятность, что некоторая доля их массы окажется внутри прецессирующего конуса облучения (см. подробное обсуждение в Хабибуллин и Сазонов, 2016). Конечно, в случае маленьких углов коллимации, $\Theta_r \ll \Theta_p$, необходимо делать поправку на “рабочий цикл” облучения (Хабибуллин и Сазонов, 2016), но этот эффект, вероятно, меньше неопределенностей, связанных с отсутствием точных оценок расстояний до облаков.

4.2. G041.04-00.26

Наблюдение Chandra с ObsId 1042 проводилось в ACIS-S конфигурации с полным временем экспозиции 66 килосекунд, его первичной мишенью был остаток вспышки сверхновой 3С 397 (Сафи-Харб и др., 2005). Подобно предыдущему случаю, мы полностью исключили из рассмотрения чип, содержащий мишень наблюдения (S3), для того, чтобы избежать загрязнения протяженным излучением остатка сверхновой. Полученная карта

поверхностной яркости в диапазоне 4–8 кэВ показана на рис. 6. Значимых превышений над уровнем фона на ней не видно.

По сравнению с предыдущим случаем ситуация здесь значительно проще, поскольку только одно облако потенциально может давать вклад в отраженное излучение, и этот сигнал предсказывается не очень протяженным (к сожалению, наиболее яркое пятно в ожидаемом отраженном излучении попадает в промежуток между чипами, см. рис. 6). По этой причине мы использовали по одной области извлечения сигнала и определения фона. Ожидаемая поверхностная яркость отраженного излучения в области извлечения сигнала равна $\sim 3 \times 10^{-11}$ эрг/с/см²/кв. градус при $L_X = 10^{39}$ эрг/с, $\Theta_r = 50^\circ$ и расположении облучающего источника на расстоянии $d_{SS433} = 4.7$ кпк (см. среднюю панель на рис. 6). Внутри области, выбранной для определения фона, ожидается только пренебрежимо малое количество отраженного излучения (см. нижнюю панель на рис. 6). Поскольку облако G041.04-00.26 располагается далеко ($\approx 50^\circ$) от

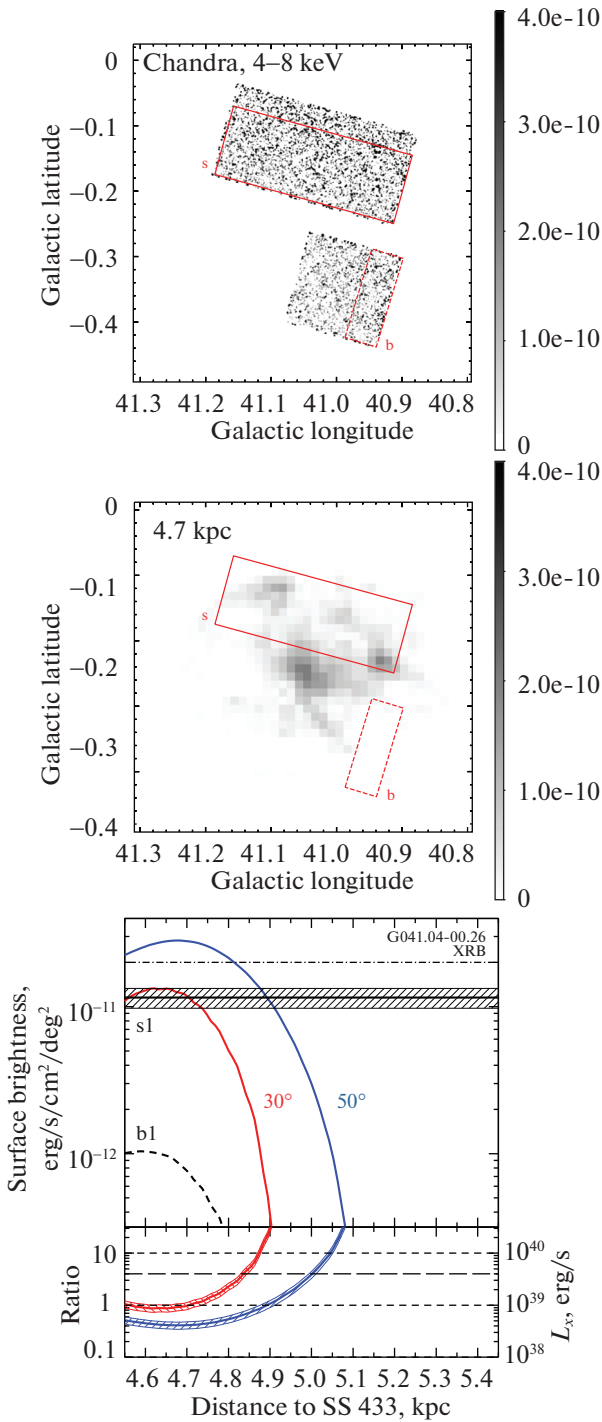


Рис. 6. Аналогично рис. 4 для области, в которой ожидается отраженное рентгеновское излучение облака G041.04-00.26. Нижняя панель показывает ожидаемую поверхностную яркость отраженного излучения внутри области извлечения сигнала для $\Theta_r = 50^\circ$ (синяя кривая) и $\Theta_r = 30^\circ$ (красная кривая), а также для области определения фона (штриховая кривая) в зависимости от предполагаемого расстояния до SS 433. Заштрихованная область показывает измеренную поверхностную яркость в области извлечения сигнала. В нижней части этой панели показаны отношения предсказываемой к измеряемой поверхностной яркости. Длинными штрихами отмечен уровень 4×10^{39} эрг/с (см. обсуждение в тексте).

оси конуса прецессии струй SS 433, оно может облучаться только в случае $\Theta_r \gtrsim 30^\circ$ (см. рис. 4 в Хабибуллин и Сазонов, 2016). Причем ожидаемая доля времени, в течение которого облако может находиться внутри конуса облучения (т.е. “рабочий цикл” облучения), оказывается $\gtrsim 0.3$ лишь для $\Theta_r \gtrsim 40^\circ$, быстро спадая до нуля при $\Theta_r \lesssim 30^\circ$ (см. рис. 2 в Хабибуллин и Сазонов, 2016). Как следствие, получаемые на основе данного облака ограничения более всего соответствуют большим углам коллимации.

Измеренная после вычитания фона поверхностная яркость в диапазоне 4–8 кэВ равна $(12 \pm 2) \times 10^{-12}$ эрг/с/см²/кв. градус, и верхний предел на отраженное рентгеновское излучение 1.4×10^{-11} эрг/с/см²/кв. градус, оказывается весьма похожим на верхние пределы, полученные нами в предыдущем случае. Это приводит к верхнему пределу на видимую светимость $\sim 5 \times 10^{38}$ эрг/с при $d_{SS433} \lesssim 4.8$ кпк и $\lesssim 3 \times 10^{39}$ эрг/с при $d_{SS433} = 4.8-5$ кпк, предполагая, что $\Theta_r = 50^\circ$ (см. нижнюю панель на рис. 6). Повторим, что поскольку данное облако расположено вдали от оси прецессии, то ограничения, получаемые в случае $\Theta_r 0^\circ$, гораздо слабее, а именно $L_X \lesssim 10^{39}$ эрг/с при $d_{SS433} \lesssim 4.7$ кпк, и $\lesssim 10^{40}$ эрг/с вплоть до $d_{SS433} = 4.85$ кпк.

Ограничения, полученные на основе данного облака, заметно слабее тех, что были получены в случае G039.34-00.31 и G039.34-00.26. Тем не менее они очень важны, так как позволяют уменьшить условность получаемых результатов, т.е. их зависимость от попадания индивидуальных облаков в конус облучения SS 433 (с учетом имеющихся неопределенностей в оценках расстояний для индивидуальных облаков).

4.3. G036.14+00.09

Наблюдение Chandra с ObsId 12557 проводилось в конфигурации ACIS-I с полным временем экспозиции 38 килосекунд, его первичной мишенью был молодой пульсар PSR J1856+0245 (Руссо и др., 2012). Этот источник не очень ярк, $\lesssim 10^{-13}$ эрг/с/см², и при этом нет проявлений связанного с ним протяженного излучения вплоть до еще более низкого уровня потока (Руссо и др., 2012), так что он может быть легко исключен при помощи стандартной процедуры для точечных источников. Это позволило нам использовать практически всю площадь всех четырех чипов для размещения областей извлечения сигнала и определения фона. Полученная карта поверхностной яркости в диапазоне 4–8 кэВ показана на рис. 7 (верхняя панель). Значимый избыток над уровнем фона здесь также не наблюдается.

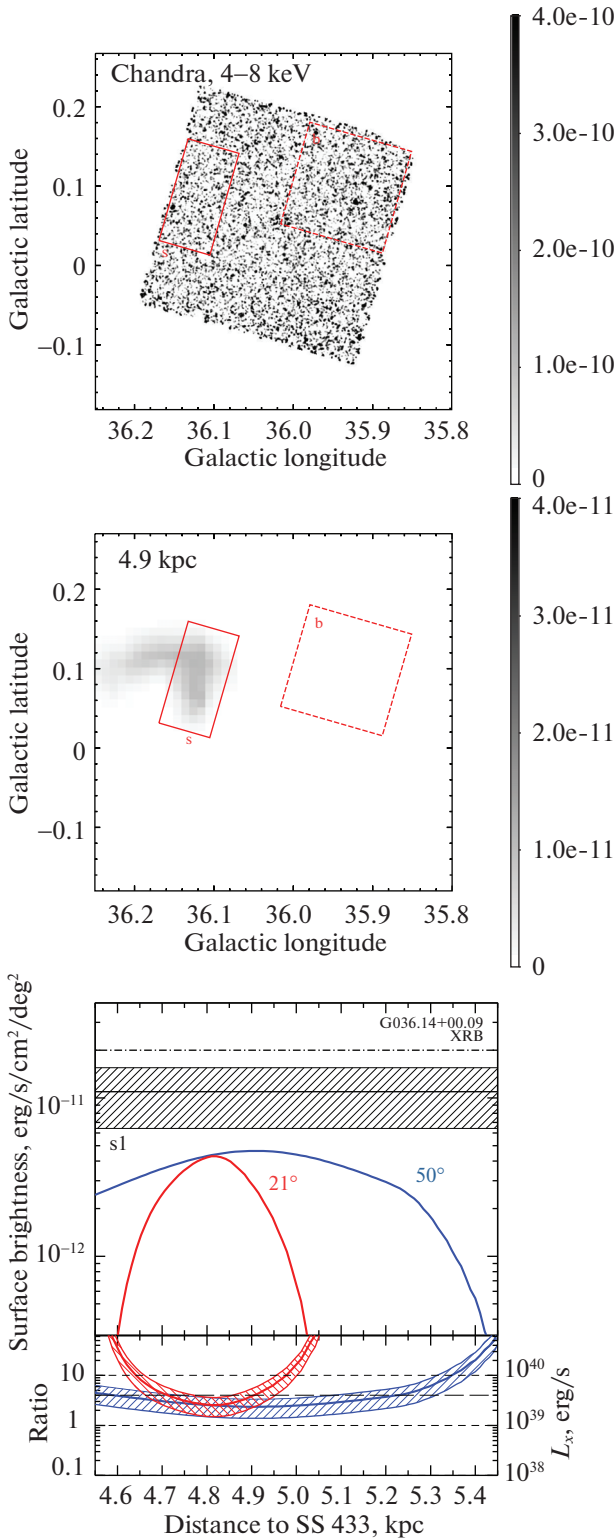


Рис. 7. Аналогично рис. 6 для области, в которой ожидается отраженное рентгеновское излучение облака G036.14+00.09. Отметим десятикратное изменение масштаба цветовой шкалы на средней панели из-за значительно меньшей массы данного облака (см. табл. 1).

Облако G036.14+00.09 — одно из наименее массивных в нашей выборке (см. табл. 1) — оно на порядок величины менее массивно, чем три облака, рассмотренные нами ранее. В результате ожидаемая для него поверхностная яркость отраженного рентгеновского излучения оказывается ниже уровня рентгеновского фона даже для $L_X = 10^{39}$ эрг/с и $\Theta_r = 50^\circ$, достигая максимальных значений при $d_{SS433} \approx 4.9$ кпк (см. среднюю панель на рис. 7). Однако, благодаря относительно большому проекционному расстоянию от него до SS 433, оно может попадать в конус облучения для относительно большого диапазона d_{SS433} , при условии, что Θ_r достаточно велико, чтобы компенсировать сравнительно большое ($\sim 35^\circ$) расстояние этого облака от оси прецессии (см. рис. 2 и 4 в Хабибуллин и Сазонов, 2016). Если $\Theta_r < 35^\circ$, то доступный диапазон d_{SS433} становится достаточно узким с центром вблизи 4.8 кпк.

Измеренная поверхностная яркость в диапазоне 4–8 кэВ равна $(11 \pm 5) \times 10^{-12}$ эрг/с/см²/кв. градус, так что верхний предел на отраженное рентгеновское излучение 1.6×10^{-11} эрг/с/см²/кв. градус вновь оказывается близок к верхним пределам, полученным в предыдущих случаях. Для $\Theta_r = 50^\circ$ получающийся верхний предел на видимую светимость равен $\sim 5 \times 10^{39}$ эрг/с для широкого диапазона расстояний, $d_{SS433} = 4.7\text{--}5.2$ кпк, в то время как он оказывается меньше 10^{40} эрг/с для всех $d_{SS433} < 5.3$ кпк (см. нижнюю панель на рис. 7). Для $\Theta_r = 21^\circ$ ограничение $L_X < 10^{40}$ эрг/с остается верно для $d_{SS433} = 4.65\text{--}4.95$ кпк, при этом наилучшее ограничение ($L_X < 3 \times 10^{39}$ эрг/с для $d_{SS433} \approx 4.8$ кпк) остается без изменения.

Таким образом, основной вклад данного облака заключается в том, что оно дает умеренный верхний предел для широкого диапазона d_{SS433} при условии, что $\Theta_r \gtrsim 35^\circ$, и в частности для $d_{SS433} > 5.1$ кпк, т.е. там, где полученные ранее ограничения были очень слабы (см. рис. 5 и 6). Для меньших Θ_r данное облако усиливает независимость полученных ограничений на L_X от неопределенностей в положении индивидуальных облаков для d_{SS433} вблизи 4.8 кпк.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предыдущей Части были получены верхние пределы на видимую светимость SS 433 в диапазоне 4–8 кэВ на основе ограничений на отраженный сигнал от индивидуальных облаков. Эти верхние пределы могут быть скомбинированы, предполагая, что оценки расстояний для всех облаков точны. Получающиеся кривые для разных значений угла коллимации показаны на рис. 8. Как

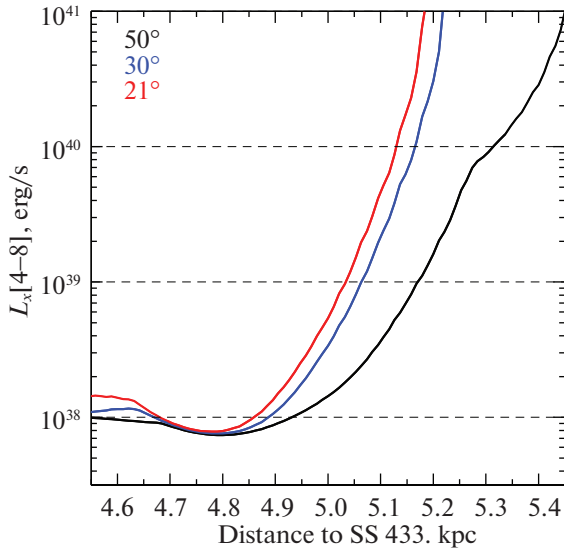


Рис. 8. Совместные верхние пределы на видимую светимость SS 433 в диапазоне 4–8 кэВ в зависимости от положения системы вдоль луча зрения на основе ограничений, полученных для индивидуальных облаков. Черная кривая соответствует углу полураствора конуса коллимированного излучения $\Theta_r = 50^\circ$, синяя кривая — $\Theta_r = 30^\circ$, красная кривая — $\Theta_r = \Theta_p = 21^\circ$.

обсуждалось выше, основной вклад дается облаками G039.34-00.31 и G039.34-00.26, которые достаточно массивны и находятся вблизи небесной проекции оси прецессии струй (см. рис. 1).

Для максимального угла коллимации $\Theta_r \approx 50^\circ$ верхний предел равен $\sim 10^{38}$ эрг/с для $d_{SS433} < 5$ кпк, после чего он быстро растет до $\sim 10^{39}$ эрг/с для $d_{SS433} \approx 5.15$ кпк и $\sim 10^{40}$ эрг/с для $d_{SS433} \approx 5.3$ кпк. Для $d_{SS433} > 5.3$ кпк рассмотренные облака, к сожалению, не позволяют получить существенных ограничений даже для самых больших значений угла коллимации. В случае меньших углов коллимации, $\Theta_r \approx \Theta_p = 21^\circ$, ситуация не меняется сильно для $d_{SS433} < 4.9$ кпк, а именно, верхний предел остается на уровне $\lesssim 2 \times 10^{38}$ эрг/с, но он увеличивается до $\sim 5 \times 10^{38}$ эрг/с для $d_{SS433} \approx 5$ кпк и $\sim 10^{40}$ эрг/с для $d_{SS433} \approx 5.15$ кпк. Таким образом, даже для умеренных значений угла коллимации получается очень сильное ограничение в широком диапазоне d_{SS433} .

В действительности, однако, неопределенности в расстояниях до индивидуальных облаков достаточно велики ($\gtrsim 100$ парсек, см. табл. 1), так что реальное расположение облаков относительно SS 433 может значительно отличаться от предполагаемого в нашем моделировании. Поэтому стоит рассмотреть, сколько облаков вносят вклад в ограничение для каждого d_{SS433} . Как можно видеть из рис. 5, 6 и 7, для $d_{SS433} = 4.75 \pm 0.1$ кпк и

$\Theta_r \gtrsim 30^\circ$ каждое из четырех рассмотренных нами облаков (расположенных на расстояниях 4.55 ± 0.18 кпк, 4.72 ± 0.17 кпк, 4.93 ± 0.46 кпк и 5.15 ± 0.25 кпк, см. табл. 1) дает ограничение на уровне не выше, чем $\sim 4 \times 10^{39}$ эрг/с (этот уровень отмечен длинными горизонтальными штрихами на нижних панелях рис. 6 и 7). В этом случае, конечно, чувствительность полученного результата к попаданию индивидуальных облаков в конус облучения существенно уменьшается.

Мы не рассматривали отдельно случай $\Theta_r \ll \Theta_p = 21^\circ$ (за исключением кривой для $\Theta_r = 10^\circ$ на рис. 5), поскольку тогда размер области облучения становится сравним с типичным размером облаков, и также требуется принимать во внимание “рабочий цикл” облучения. Как следствие, соответствующие ограничения зависят от Θ_r и других параметров очень сложным образом, не позволяя получить какие-либо строгие выводы. Для маленьких углов коллимации, по-видимому, предпочтительным остается рассмотрение отражения на атомарном газе, даже несмотря на то, что ожидаемая в этом случае поверхностная яркость отраженного излучения гораздо ниже, чем в случае молекулярных облаков.

Наконец, мы можем преобразовать полученные пределы из энергетического диапазона 4–8 кэВ в более широко используемый диапазон 2–10 кэВ. Это может быть сделано при помощи переводных коэффициентов, приведенных в приложении к статье Хабибуллин и Сазонов (2016). В частности, для степенного спектра с экспоненциальным завалом этот коэффициент варьируется от 2 до 4 при $\Gamma = 2$ и энергии завала между 3 и 10 кэВ. Следовательно, для $\Theta_r \gtrsim 21^\circ$ и $d_{SS433} < 4.9$ кпк получается предел $L_{X,2-10} < 8 \times 10^{38}$ эрг/с на видимую светимость в диапазоне 2–10 кэВ. Взятый как есть, этот результат фактически исключил бы ассоциацию SS 433 с УРИ. Однако этот результат в основном вытекает из ограничений, полученных по двум облакам, и существует значительная вероятность того, что в действительности они не попадают в конус облучения. Наиболее консервативная оценка, основанная на ограничениях по четырем облакам, оказывается $L_{X,2-10} \lesssim 10^{40}$ эрг/с, если $d_{SS433} = 4.65-4.85$ кпк. В таком случае можно заключить, что принадлежность SS 433 к ярчайшим ультраярким рентгеновским источникам при наблюдении “лицом” маловероятна (если только рентгеновское излучение системы не очень сильно коллимировано), несмотря на исключительно высокий темп переноса вещества в системе. Очевидно, требуется улучшение покрытия молекулярных облаков рентгеновскими наблюдениями для того, чтобы данный результат мог быть расширен на больший диапазон d_{SS433} , а также, чтобы устранить его зависимость

от попадания индивидуальных облаков в предполагаемый конус облучения.

Полученные ограничения могут указывать на то, что SS 433 является сверхмягким ультраярким рентгеновским источником (Уркхарт и Сория, 2016; Хабибуллин и Сазонов, 2016). Источники этого класса имеют видимую светимость около нескольких 10^{39} эрг/с, причем у них практически нет излучения выше 2 кэВ. Безусловно, рассмотренный нами сигнал отражения не позволяет ограничить светимость источника ниже 2 кэВ, поскольку альbedo отражения (суть отношение сечений рассеяния и фотопоглощения) на этих энергиях очень низко. В таком случае, однако, возможно исследовать предполагаемое влияние этого излучения на более близкую окрестность SS 433 (Панферов и Фабрика, 1993; Хабибуллин и Сазонов, 2016, 2017; Вайсберг и др., 2018).

В заключение отметим, что полученные ограничения соответствуют светимости, усредненной по значительному промежутку времени, ввиду эффекта конечности скорости распространения света. А именно, время прохождения света через типичное облако составляет ~ 50 лет, в то время как распространение излучения от SS 433 до любого из рассмотренных облаков занимает ~ 600 или более лет. Наблюдения показывают стабильность SS 433 на протяжении последних 40 лет, в течение которых доступны непосредственные наблюдения (см., например, Черепашук и др., 2018), в то время как структуры, наблюдаемые внутри туманности W 50, указывают на активность SS 433 за последние ~ 1000 лет или более (Гудолл, Алуани-Биби, Бланделл, 2011; Панферов, 2017). Помимо этого, последний временной масштаб должен быть короче, чем характерные времена эволюции системы (см., например, Павловский и др., 2017; Ван ден Хевел, Портегис Цварт и де Минк, 2017). Таким образом, полученные ограничения могут рассматриваться именно как пределы на современную видимую светимость SS 433.

Данное исследование было поддержано грантом 14-12-01315 Российского научного фонда. Мы выражаем искреннюю благодарность Е.М. Чуразову за предоставление программного пакета для подготовки, первичной обработки и анализа данных обсерватории Chandra, помощь в работе с ним и ценные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович и др. (M.A. Abramowicz, M. Calvani, and L. Nobili), *Astrophys. J.* **242**, 772 (1980).
2. Бачетти и др. (M. Bachetti, F.A. Harrison, D.J. Walton, B.W. Grefenstette, D. Chakrabarty, F. Fürst, D. Barret, A. Beloborodov, et al.), *Nature* **514**, 202 (2014).
3. Бегельман и др. (M.C. Begelman, A.R. King, and J.E. Pringle), *MNRAS* **370**, 399 (2006).
4. Бланделл, Боулер (K.M. Blundell and M.G. Bowler), *Astrophys. J.* **616**, L159 (2004).
5. Бринкманн и др. (W. Brinkmann, T. Kotani, and N. Kawai), *Astron. Astrophys.* **431**, 575 (2005).
6. Вайсберг и др. (I. Waisberg, J. Dexter, P. Olivier-Petrucci, G. Dubus, and K. Perraut), arXiv, arXiv:1811.12564 (2018).
7. Ван ден Хевел и др. (E.P.J. van den Heuvel, S.F. Portegies Zwart, and S.E. de Mink), *MNRAS* **471**, 4256 (2017).
8. Вихлинин и др. (A. Vikhlinin, M. Markevitch, S.S. Murray, C. Jones, W. Forman, and L. Van Speybroeck), *Astrophys. J.* **628**, 655 (2005).
9. Гильфанов и др. (M. Gilfanov, H.-J. Grimm, and R. Sunyaev), *NuPhS* **132**, 369 (2004).
10. Гудолл и др. (P.T. Goodall, F. Alouani-Bibi, and K.M. Blundell), *MNRAS* **414**, 2838 (2011).
11. Долан и др. (J.F. Dolan, P.T. Boyd, S. Fabrika, S. Tapia, V. Bychkov, A.A. Panferov, M.J. Nelson, et al.), *Astron. Astrophys.* **327**, 648 (1997).
12. Израэль и др. (G.L. Israel, A. Papitto, P. Esposito, L. Stella, L. Zampieri, A. Belliore, G.A. Rodríguez Castillo, et al.), *MNRAS* **466**, L48 (2017).
13. Каарет и др. (P. Kaaret, H. Feng, and T.P. Roberts), *Am. Rev. Astron. Astrophys.* **55**, 303 (2017).
14. Кабальеро-Гарсия и др. (M.D. Caballero-Garcia, S. Fabrika, A.J. Castro-Tirado, M. Bursa, M. Dovciak, A. Castellon, and V. Karas), arXiv, arXiv:1802.07149 (2018).
15. Кавашима и др. (T. Kawashima, K. Ohsuga, S. Mineshige, T. Yoshida, D. Heinzeller, and R. Matsumoto), *Astrophys. J.* **752**, 18 (2012).
16. Кальберла, Керп (P.M.W. Kalberla and J. Kerp), *Am. Rev. Astron. Astrophys.* **47**, 27 (2009).
17. Карпано и др. (S. Carpano, F. Haberl, C. Maitra, and G. Vasilopoulos), *MNRAS* **476**, L45 (2008).
18. Кинг и др. (A.R. King, M.B. Davies, M.J. Ward, G. Fabbiano, and M. Elvis), *Astrophys. J.* **552**, L109 (2001).
19. Котани и др. (T. Kotani, N. Kawai, M. Matsuoka, and W. Brinkmann), *Publ. Astron. Soc. Japan* **48**, 619 (1996).
20. МакКи, Острайкер (C.F. McKee and E.C. Ostriker), *Am. Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 565 (2007).
21. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, and N.S. Schulz), *Astrophys. J.* **564**, 941 (2002).
22. Маршалл и др. (H.L. Marshall, C.R. Canizares, T. Hillwig, A. Mioduszewski, M. Rupen, N.S. Schulz, M. Nowak, and S. Heinz), *Astrophys. J.* **775**, 75 (2013).
23. Медведев, Фабрика (A. Medvedev and S. Fabrika), *MNRAS* **402**, 479 (2010).
24. Медведев и др. (P.S. Medvedev, I.I. Khabibullin, S.Y. Sazonov, E.M. Churazov, and S.S. Tsygankov), *Aston. Lett.* **44**, 390 (2018).
25. Миллер-Джонс и др. (J.C.A. Miller-Jones, S. Migliari, R.P. Fender, T.W.J. Thompson, M. van der Klis, and M. Méndez), *Astrophys. J.* **682**, 1141 (2008).

26. Мильяри и др. (S. Migliari, R. Fender, and M. Méndez), *Science* **297**, 1673 (2002).
27. Минео и др. (S. Mineo, M. Gilfanov, and R. Sunyaev), *MNRAS* **419**, 2095 (2012).
28. Моларо и др. (M. Molaro, R. Khatri, and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **564**, A107 (2014).
29. Олберт и др. (C.M. Olbert, J.W. Keohane, K.A. Arnaud, K.K. Dyer, S.P. Reynolds, and S. Saif-Harb), *Astrophys. J.* **592**, L45 (2003).
30. Осуга, Минешай (K. Ohsuga and S. Mineshige), *SSRv*, **183**, 353 (2014).
31. Панферов, Фабрика (A.A. Panferov and S.N. Fabrika), *Astron. Lett.* **19**, 41 (1993).
32. Павловский и др. (K. Pavlovskii, N. Ivanova, K. Belczynski, and K.X. Van), *MNRAS* **465**, 2092 (2017).
33. Панферов (A. Panferov), *Astron. Astrophys.* **562**, A130 (2014).
34. Панферов (A.A. Panferov), *Astron. Astrophys.* **599**, A77 (2017).
35. Поутанен и др. (J. Poutanen, G. Lipunova, S. Fabrika, A.G. Butkevich, and P. Abolmasov), *MNRAS* **377**, 1187 (2007).
36. Рапппорт и др. (S.A. Rappaport, P. Podsiadlowski, and E. Pfahl), *MNRAS* **356**, 401 (2005).
37. Ратборн и др. (J.M. Rathborne, A.M. Johnson, J.M. Jackson, R.Y. Shah, and R. Simon), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **182**, 131 (2009).
38. Ревнивцев и др. (M. Revnivtsev, S. Sazonov, M. Gilfanov, E. Churazov, and R. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **452**, 169 (2006).
39. Роман-Дюваль и др. (J. Roman-Duval, J.M. Jackson, M. Heyer, A. Johnson, J. Rathborne, R. Shah, and R. Simon), *Astrophys. J.* **699**, 1153 (2009).
40. Роман-Дюваль и др. (J. Roman-Duval, J.M. Jackson, M. Heyer, J. Rathborne, and R. Simon), *Astrophys. J.* **723**, 492 (2010).
41. Руссо и др. (R. Rousseau, et al.), *Astron. Astrophys.* **544**, A3 (2012).
42. Сазонов, Хабибуллин (S. Sazonov and I. Khabibullin), *MNRAS* **466**, 1019 (2017).
43. Сазонов, Хабибуллин (S.Y. Sazonov and I.I. Khabibullin), *Astron. Lett.* **43**, 211 (2017).
44. Сафи-Харб и др. (S. Saif-Harb, G. Dubner, R. Petre, S.S. Holt, and P. Douchoux), *Astrophys. J.* **618**, 321 (2005).
45. Сугизаки и др. (M. Sugizaki, K. Mitsuda, H. Kaneda, K. Matsuzaki, S. Yamauchi, and K. Koyama), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **134**, 77 (2001).
46. Сюняев, Чуразов (R.A. Sunyaev and E.M. Churazov), *Astron. Lett.* **22**, 648 (1996).
47. Уолтон и др. (D.J. Walton, et al.), *Astrophys. J.* **793**, 21 (2014).
48. Уркхарт, Сория (R. Urquhart and R. Soria), *MNRAS* **456**, 1859 (2016).
49. Фабрика, Мещеряков (S. Fabrika and A. Mescheryakov), *IAU Simp.* **205**, 268 (2001).
50. Фабрика (S. Fabrika), *ASPRv* **12**, 1 (2004).
51. Фабрика и др. (S. Fabrika, Y. Ueda, A. Vinokurov, O. Sholukhova, and M. Shidatsu), *NatPh* **11**, 551 (2015).
52. Фюрст и др. (F. Fürst, et al.), *Astrophys. J.* **831**, L14 (2016).
53. Хабибуллин и др. (I. Khabibullin, P. Medvedev, and S. Sazonov), *MNRAS* **455**, 1414 (2016).
54. Хабибуллин, Сазонов (I. Khabibullin and S. Sazonov), *MNRAS* **457**, 3963 (2016).
55. Хабибуллин, Сазонов (I.I. Khabibullin and S.Y. Sazonov), *Astron. Lett.* **43**, 388 (2007).
56. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, V.F. Esipov, A.V. Dodin, V.V. Davydov, and A.A. Belinskii), *Astron. Rep.* **62**, 747 (2018).
57. Черепашук и др. (A.M. Cherepashchuk, K.A. Postnov, and A.A. Belinski), *MNRAS* **479**, 4844 (2018).
58. Чуразов и др. (E. Churazov, R. Sunyaev, and R. Sazonov), *MNRAS* **330**, 817 (2002).
59. Чуразов и др. (E. Churazov, A. Vikhlinin, I. Zhuravleva, A. Schekochihin, I. Parrish, R. Sunyaev, W. Forman, H. Böhringer, and S. Randall), *MNRAS* **421**, 1123 (2012).
60. Чуразов и др. (E. Churazov, I. Khabibullin, R. Sunyaev, and G. Ponti), *MNRAS* **465**, 45 (2017).
61. Чуразов и др. (E. Churazov, I. Khabibullin, G. Ponti, and R. Sunyaev), *MNRAS* **468**, 165 (2017).
62. Чуразов и др. (E. Churazov, I. Khabibullin, R. Sunyaev, and G. Ponti), *MNRAS* **471**, 3293 (2017).
63. Шакура, Сюняев (N.I. Shakura and R.A. Sunyaev), *Astron. Astrophys.* **24**, 337 (1973).