

аннигиляционного излучения позитронов и зоны центра Галактики.

Поверхностная яркость аннигиляционного излучения высока в центральной зоне Галактики размером 5–10 градусов и мала вне этой зоны. Поток из центральной области составляет  $\sim 10^{-3}$  фотонов за 1 с на  $1 \text{ см}^2$ . Неопределенность данного значения связана почти исключительно с неопределенностью в предполагаемом распределении поверхностной яркости. Считая расстояние до области аннигиляции равным 8,5 кпк и учитывая, что доля аннигиляций через формирование позитрония близка к единице, получим, что наблюдаемый поток соответствует  $\sim 2 \times 10^{43}$  аннигиляциям позитронов в 1 с. Соответствующая светимость равна  $L_{e^+} \sim 1,6 \times 10^{37} \text{ эрг с}^{-1}$  (число аннигиляций в 1 с, умноженное на энергию покоя позитрона). Это накладывает серьезные энергетические ограничения на механизм производства позитронов. При начальном лоренц-факторе позитрона  $\gamma$  минимальные затраты энергии составят  $\gamma L_{e^+}$ . Если же позитроны порождаются более энергичными (или массивными) частицами, то минимальная мощность, необходимая для создания нужного числа позитронов, может быть оценена как

$$\frac{E_0}{m_e c^2} L_{e^+},$$

где  $E_0$  — начальная энергия частиц. Например, при рождении позитронов космическими лучами (через образование  $\pi^+$ -мезонов) минимальные энергетические затраты составляют  $\approx 3 \times 273 \times L_{e^+} \approx 10^{40} \text{ эрг с}^{-1}$ . Здесь мы учли, что одновременно с  $\pi^+$ -мезонами, образуются еще и  $\pi^-$ - и  $\pi^0$ -мезоны. Распад  $\pi^0$ -мезонов должен приводить к гамма-излучению на энергиях 50–100 МэВ со светимостью порядка  $3 \times 10^{39} \text{ эрг с}^{-1}$ . Все эти оценки, конечно, получены в предположении стационарности аннигиляционного излучения.

Анализ данных, накопленных в первых сериях наблюдений, показывает, что вклад дисковой компоненты меньше, чем поток из центральной зоны галактики [6,7]. Отношение светимостей — модельно зависящая величина, существенно зависящая от предполагаемых свойств отдельных компонент, например толщины дисковой компоненты.

Центр линии совпадает с энергией покоя электронов (позитронов) с высокой точностью:

$$\frac{E}{m_e c^2} = 0,99991 \pm 0,00015.$$

Следовательно, средняя лучевая скорость среды относительно Земли не превышает  $\sim 44 \text{ км с}^{-1}$ . Из наблюдаемой ширины аннигиляционной линии следуют также ограничения на характерную скорость хаотических движений среды. Собственная ширина линии в покоящейся среде зависит от температуры и степени ионизации среды (см. рис. 4) и может быть достаточно малой ( $\sim 1 - 1,5 \text{ кэВ}$ ). С учетом этого консервативный верхний предел на разброс лучевых скоростей составляет  $\sim 800 \text{ км с}^{-1}$ .

Сочетание наблюдаемой ширины линии ( $2,37 \pm 0,25 \text{ кэВ}$ ) и доли позитрония ( $F_{PS} = 0,96 \pm 0,04$ ) можно объяснить аннигиляцией в "теплой" фазе межзвездной среды с характерной температурой порядка 8000 К и степенью ионизации среды порядка 0,1. Аннигиляция в однофазной холодной ( $T \leq 10^3 \text{ К}$ ) или горячей ( $T \geq 10^5 \text{ К}$ ) средах не совместима с измерениями. Но

нельзя исключить также возможность комбинации из нескольких фаз, различающихся температурой и степенью ионизации. При этом предел на долю аннигиляций в очень горячей ( $T \geq 10^6 \text{ К}$ ) фазе составляет менее 8 %.

Приведенные выше значения характеристик аннигиляционного излучения свидетельствуют против моделей происхождения позитронов, связанных со сверхновыми второго типа и массивными звездами, так как подобные объекты встречаются почти исключительно только в диске, а не в балдже Галактики. По аналогичной причине (и по энергетическим соображениям) маловероятна и гипотеза о рождении позитронов в результате взаимодействия космических лучей с веществом. Данные обсерватории ИНТЕГРАЛ более совместимы с источниками позитронов, тяготеющими к балджу, в частности, сверхновыми типа Ia, маломассивными двойными или аннигиляцией темной материи. Каждый из этих механизмов имеет свои достоинства и недостатки. Одна из важнейших целей продолжающихся сейчас наблюдений обсерватории ИНТЕГРАЛ — это получение более жестких ограничений на распределение поверхностной яркости и вариации формы спектра аннигиляционного излучения вдоль плоскости Галактики и поперек нее. Это позволит значительно сузить класс физических процессов, дающих доминирующий вклад в производство позитронов в Галактике.

## Список литературы

1. Johnson W N (III), Harnden F R (Jr), Haymes R C *Astrophys. J.* **172** L1 (1972)
2. Leventhal M, MacCallum C J, Stang P D *Astrophys. J.* **225** L11 (1978)
3. Vedrenne G et al. *Astron. Astrophys.* **411** L63 (2003)
4. Churazov E et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 1377 (2005)
5. Churazov E et al. *Astrophys. J.* **471** 673 (1996)
6. Teegarden B J et al. *Astrophys. J.* **621** 296 (2005)
7. Knödlseeder J et al. *Astron. Astrophys.* **441** 513 (2005)
8. Bussard R W, Ramaty R, Drachman R J *Astrophys. J.* **228** 928 (1979)
9. Kernoghan A A et al. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **29** 2089 (1996)
10. Gould R J *Astrophys. J.* **344** 232 (1989)
11. Bhatia A K, Drachman R J, Temkin A *Phys. Rev. A* **16** 1719 (1977)
12. Swartz W E, Nisbet J S, Green A E S *J. Geophys. Res.* **76** 8425 (1971)
13. Iwata K, Greaves R G, Surko C M *Phys. Rev. A* **55** 3586 (1997)
14. McKee C F, Ostriker J P *Astrophys. J.* **218** 148 (1977)
15. Каплан С А, Пикельнер С Б *Физика межзвездной среды* (М.: Наука, 1979)
16. Crannell C J et al. *Astrophys. J.* **210** 582 (1976)
17. Jean P et al. *Astron. Astrophys.* **445** 579 (2006)

PACS numbers: **97.80.** – d, **98.70.** – f, 98.70.Qy

## Ультраяркие рентгеновские источники в галактиках — микроквазары или черные дыры промежуточных масс

С.Н. Фабрика, П.К. Аболмасов, С.В. Карпов, О.Н. Шолухова, К.К. Гош

### 1. Новый класс рентгеновских источников

Ультраяркие рентгеновские источники (ultra-luminose X-ray sources, ULXs) во внешних галактиках выделены в астрофизике как новый класс объектов в 2000 г. Очень яркие рентгеновские источники обнаруживались в галак-

тиках ранее [1]. Однако только после наблюдений рентгеновской обсерватории CHANDRA с пространственным разрешением  $\approx 1''$  стало ясно, что мы имеем дело с новым классом объектов. Эти объекты — не активные ядра галактик и не проецирующиеся на галактику далекие квазары. В нашем докладе мы кратко описываем удивительные свойства этих объектов, основные предложенные модели ULXs, а также идеи, которые могли бы помочь понять природу ULXs, используя методы наблюдений. Это, в частности, исследования газовых туманностей, окружающих эти объекты, которые проводятся на 6-метровом телескопе Специальной астрофизической обсерватории (САО) РАН, а также предсказания специфических рентгеновских спектров ULXs.

Основное свойство ULXs — это огромные рентгеновские светимости,  $10^{39} - 10^{42}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  в диапазоне 0,5–100 кэВ. В нашей Галактике наблюдаемые максимальные светимости аккрецирующих черных дыр в двойных системах достигают  $\sim 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , если иметь в виду "постоянное" энерговыделение, а не пик вспышки. При этом измеренные массы черных дыр находятся в диапазоне 4–15 масс Солнца. Светимость всей галактики типа нашей или M 31 составляет  $(0,5 - 1) \times 10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  (диапазон 2–20 кэВ). Критическая светимость аккрецирующей черной дыры, или эддингтоновская светимость, при которой сила давления излучения уравнивается с силой притяжения газа черной дырой, составляет  $\approx 10^{38}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  в расчете на одну массу Солнца или  $\approx 10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  для "стандартной" черной дыры. Отсюда следует, что если излучение ULXs изотропно, то массы таких черных дыр достигают 10000 масс Солнца.

Рентгеновское излучение ULXs сильно переменнo — шкала переменности от нескольких десятков секунд до нескольких лет. Явных периодичностей не обнаружено, однако зарегистрированы квазипериодические осцилляции [2] на временах  $\sim 20$  с. Ультрарякие рентгеновские источники — далекие объекты, регистрируемые в галактиках от 3 и более Мпк, поэтому исследования быстрой переменности блеска ULXs ограничены пока чувствительностью рентгеновских обсерваторий. Рентгеновские спектры ULXs не содержат ярких спектральных особенностей, континуальные спектры в среднем неплохо описываются степенным законом  $f_E \propto E^{-\alpha}$ , где  $\alpha = 0,5 - 2$  или так называемым спектром "многоцветного диска" (MCD), который представляет собой спектр интегрального излучения стандартного аккреционного диска Шакуры–Сюняева [3] с температурой внутреннего края диска  $T_{\text{in}} \sim 1 - 3$  кэВ. В этом приближении спектры ULXs вполне подобны спектрам "классических" черных дыр звездных масс, однако разнообразие спектров ULXs велико.

Принципиальным свойством ULXs является то, что они обнаруживаются в областях звездообразования — в ядерных областях или в спиральных ветвях галактик соответственно в спиральных или взаимодействующих галактиках. Исследование рентгеновских функций светимости галактик [4] только начинаются, однако уже известно, что количество рентгеновских источников в галактиках пропорционально темпу звездообразования. Частота встречаемости ULXs (яркий конец функций светимости) также определяется темпом звездообразования. Весьма грубая оценка частоты встречаемости ULXs [5]: один объект на  $\sim 20$  спиральных галактик.

Очевидно, что ULXs связаны с молодым звездным населением, т. е. с массивными звездами. Возможно, по этой причине ULXs часто (или всегда) окружены газовыми туманностями. Туманности вокруг этих объектов имеют размер от 10 до нескольких сотен парсек. Иногда ULXs оказываются в области молодых звездных скоплений. Скопления подсвечивают туманности размером до 300–400 пк, т. е. в данном случае крупные туманности генетически связаны со скоплениями, в которых появился объект ULX. В квадратах ошибок этих рентгеновских источников обнаруживаются молодые (т. е. массивные, яркие и горячие) звезды не ярче 20–22-й звездной величины, и спектроскопия этих звезд затруднена.

Сейчас рассматриваются две модели ULXs. Согласно первой модели URLs представляют собой сверхкритические аккреционные диски (SCAD) в двойных системах с черными дырами звездных масс  $\sim 10M_{\odot}$ , наблюдаемые близко к оси диска [5, 6]. Черные дыры в двойных системах, формирующие релятивистские струи, называют микроквазарами [7]. В таком случае реальная светимость ULXs может быть значительно меньше, мы наблюдаем рентгеновское излучение, которое геометрически коллимируется в канале SCAD, а также усиливается за счет релятивистских эффектов. Во второй модели предполагается, что URLs представляют собой черные дыры "промежуточных" масс, массы которых находятся между значениями масс звезд и сверхмассивных черных дыр в ядрах галактик ( $100 - 10000M_{\odot}$ ), со стандартными аккреционными дисками [8, 9]. Предполагая массу черной дыры большой, мы расширяем диапазон разрешенных светимостей. ИМВН называют пропущенным астрофизикой классом объектов. В наиболее успешных сценариях Вселенной на красных смещениях  $z = 20 - 25$  формируются сверхмассивные звезды с массами более 100 солнечных ("население III"). Эти звезды должны оставлять после себя черные дыры, которые после формирования галактик будут захватываться в гало галактик. Такие черные дыры могут аккрецировать межзвездный газ или захватывать звезды на тесные орбиты и, вероятно, могут проявлять себя как ULXs [10]. Реальные оценки показывают, что для энерговыделения, наблюдаемого в ULXs, темп аккреции газа на черную дыру должен составлять  $\sim 10^{-6}M_{\odot}$  в год. Для аккреции межзвездного газа условия, в которых находится ИМВН, должны быть весьма специфическими. Если ИМВН захватила звезду-донор, то это должна быть массивная звезда. Любое из этих условий резко уменьшает частоту встречаемости ИМВН в качестве ULXs.

Здесь мы приведем аргументы в пользу первой модели ULXs. Тем более, что такие источники в галактиках фактически были предсказаны [5] на основе исследования галактического объекта SS 433. Это уникальный объект, единственный известный в Галактике, — массивная тесная двойная система с черной дырой  $\sim 10M_{\odot}$ , находящейся в постоянном существенно сверхкритическом режиме аккреции газа ([7, 11, 12]). Стадия истечения в "тепловой шкале времени", в которой находится звезда-донор в SS 433 очень коротка,  $10^4 - 10^5$  лет, это вполне объясняет редкость таких объектов. Ориентация системы SS 433 такова, что наблюдатель не может "заглянуть" в канал сверхкритического диска. В работе [5] обсуждались наблюдательные проявления объектов типа SS 433 (точнее, самого SS 433) ориентированных

так, что луч зрения был близок к оси диска и релятивистских струй, и был сделан вывод, что такие объекты могут составить новый класс внегалактических рентгеновских источников. Мы продолжаем развивать идею о том, что ULXs являются сверхкритическими аккреционными дисками типа SS 433, наблюдаемыми при определенной ориентации. Далее мы опишем два критических эксперимента. 1. Наблюдения туманностей вокруг ULXs и сравнение их с туманностью вокруг SS 433. В отличие от звезд протяженные туманности оказываются довольно яркими объектами на мегапарсековых расстояниях; анализ эмиссионных линий туманностей позволяет довольно надежно диагностировать источник ионизации газа. 2. Исследование возможных свойств канала в сверхкритическом диске позволит предсказать рентгеновский спектр ULXs.

## 2. Туманности, окружающие ULXs и SS 433

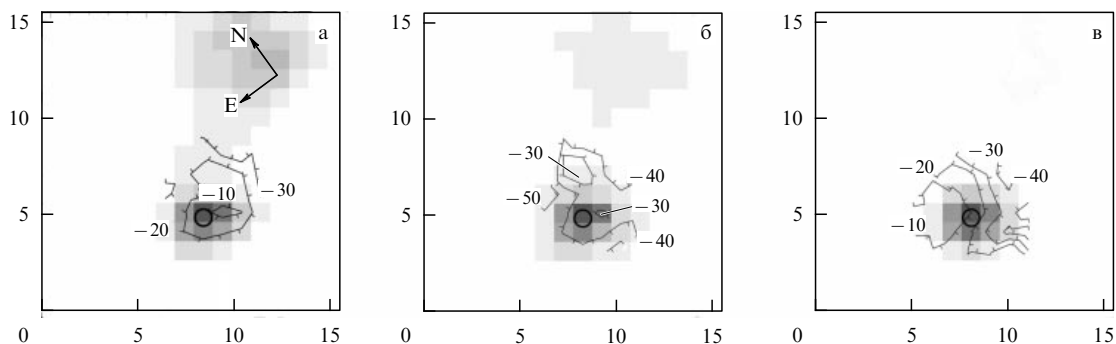
Объект SS 433 окружен вытянутой радиотуманностью W 50, которая образована воздействием струй SS 433 на межзвездную среду [13]. Излучение туманности синхротронное, релятивистские электроны возникают при торможении струй. В местах торможения струй ( $\sim \pm 50$  пк от центра) наблюдаются яркие оптические волокна, излучающие в линиях водорода и запрещенных линиях серы, азота, кислорода. Структура волокон расширяется со скоростью около  $50 \text{ км с}^{-1}$ . Изученные нами туманности

вокруг ULXs имеют примерно такие же размеры, такие же светимости в линиях и примерно такую же полную энергетику,  $10^{51} - 10^{52}$  эрг [14].

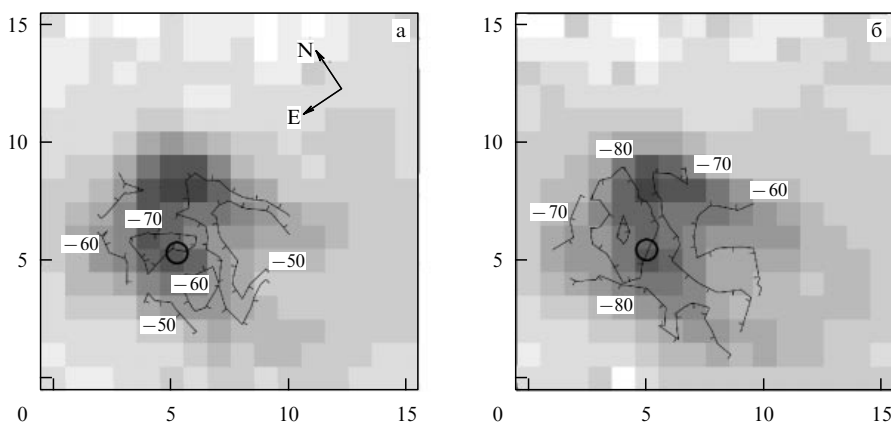
На рисунке 1 мы приводим карты туманности MF 16, окружающей ULX в галактике NGC 6946, полученные в наблюдениях на 6-метровом телескопе БТА СО РАН. Использовался мультиспектральный панорамный спектрограф (MPFS [15]), один пиксел на картах соответствует  $1''$  дуги. В линиях [OIII] обнаружен градиент скорости вдоль туманности в направлении восток–запад. В последующих более детальных наблюдениях [16] со спектрографом SCORPIO [17] было обнаружено, что изменение скорости вдоль туманности (ее размер около 20 пк) достигает  $100 \text{ км с}^{-1}$ .

На рисунке 2 показаны результаты наблюдений с помощью того же прибора туманности, окружающей ULX-1 в галактике IC 342. Мы также обнаружили градиент скорости (общее расширение туманности)  $\pm 20 \text{ км с}^{-1}$ . Эта туманность довольно слабая, так как свет от самой галактики IC 342 сильно поглощен пылью Млечного Пути.

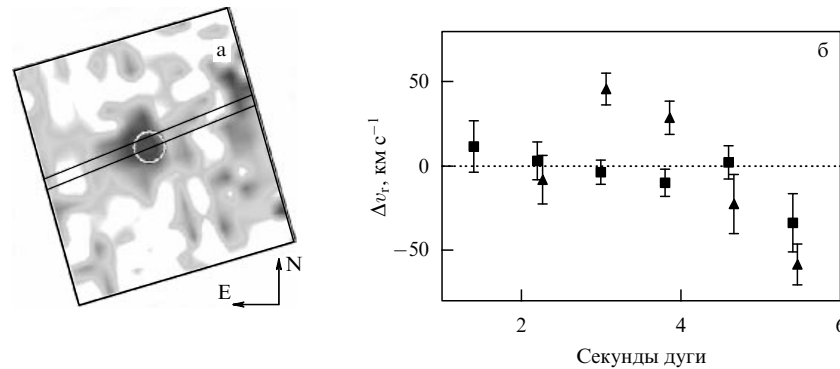
На рисунке 3 приводятся результаты наблюдения на том же приборе туманности, окружающей ULX в галактике Холмберг II. В этой туманности наблюдается яркая линия He II, в которой мы также обнаружили градиент скорости  $\pm 50 \text{ км с}^{-1}$  на масштабе  $\pm 50$  пк [18]. Скорость вдоль туманности более детально измерена в наблюдениях с щелевым спектрографом БТА.



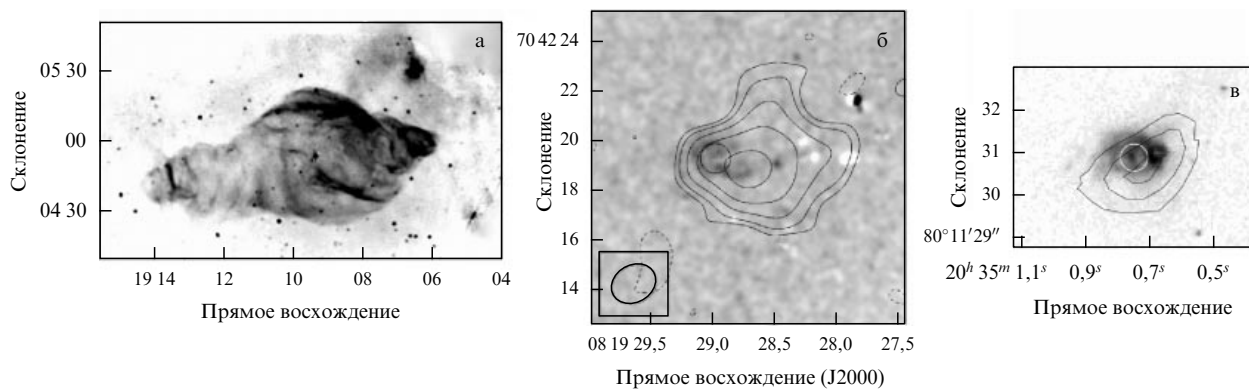
**Рис. 1.** Результаты панорамной спектроскопии туманности MF 16, окружающей ULX в галактике NGC 6946. Приведены карты размером  $15 \times 15''$  в линиях  $H\alpha$  (а), [SII]  $\lambda 6717, 6734$  (б) и [OIII]  $\lambda 4959, 5007$  (в). Кругом отмечено положение рентгеновского источника по данным обсерватории CHANDRA. Показаны линии равных лучевых скоростей (единица измерения  $[\text{км с}^{-1}]$ ). Штрихи на линиях указывают направление увеличения абсолютной величины лучевой скорости.



**Рис. 2.** Результаты панорамной спектроскопии туманности, окружающей ULX-1 в галактике IC 342. Приведены карты в линиях  $H\alpha$  (а) и [SII]  $\lambda 6717, 6734$  (б). Остальные обозначения те же, что и на рис. 1.



**Рис. 3.** Результаты панорамной спектроскопии туманности, окружающей ULX в галактике Холмберг II. (а) Карта в линии HeII  $\lambda$  4686, двумя прямыми показано положение щелей спектрографа при щелевой спектроскопии. (б) Разность лучевых скоростей в этой линии и в линии [OIII], измеренная вдоль туманности [18]: квадратики соответствуют верхней щели, треугольники — нижней.



**Рис. 4.** Три туманности в одинаковом линейном масштабе. (а) Изображение туманности W50 [13] с SS 433 в центре, полученное на радиотелескопе VLA; (б) изображение туманности вокруг ULX в галактике Холмберг II, полученное на космическом телескопе HST в линии HeII с радиоизотопами с телескопа VLA [24]; (в) туманность MF 16 в линиях H $\alpha$ + [SII], окружающая ULX в галактике NGC 6946, по данным HST с радиоизотопами с телескопа VLA [26]. Кружки показывают область рентгеновских источников по данным CHANDRA.

Во всех трех наблюдавшихся нами туманностях отношения интенсивностей диагностических линий свидетельствуют об ударной ионизации газа (ударные волны). Получены еще два вывода, которые имеют прямое отношение к физике центрального источника.

1. Градиенты скоростей газа  $50\text{--}100\text{ км с}^{-1}$  на масштабах  $20\text{--}100\text{ пк}$  свидетельствуют о том, что туманности динамически возмущены. ИМВН не может возмущать газ на таких масштабах, радиус захвата Бонди не более  $0,1\text{ пк}$ . Эти туманности не могут быть остатками сверхновых, они слишком велики и энергичны (не соответствуют стандартным зависимостям для остатков). Весьма вероятно, что эти туманности подпитываются центральным объектом через выброс газовых струй, как в случае SS 433.

2. Для объяснения светимости в линиях высокого возбуждения и линейчатого спектра необходим дополнительный источник жесткого УФ-излучения. Светимость этого источника такая же огромная ( $\sim 10^{40}\text{ эрг с}^{-1}$ ), как и рентгеновская светимость.

Мы приводим на рис. 4 изображения трех туманностей в одинаковом линейном масштабе. При высоком пространственном разрешении космического телескопа видно, что туманности в галактиках Холмберг II и NGC 6946 на изображениях в спектральных линиях содержат кольцеобразные структуры. В обоих случаях радиоисточники смещены в сторону наиболее яркой

кольцеобразной структуры, причем радиоисточники пространственно неразрешенные. По нашим данным [14, 18] в обоих случаях именно эта часть туманности, совпадающая с радиоисточником, движется в сторону наблюдателя. При некотором воображении можно заключить, что эти две туманности вокруг ULXs подобны туманности W 50 вокруг SS 433, однако при ориентации главной оси, близкой ( $i = 10^\circ\text{--}30^\circ$ ) к лучу зрения. Нам необходимо продолжать наблюдения, чтобы получить более надежную выборку туманностей вокруг ULXs.

### 3. Структура канала в SS 433, рентгеновские светимости и спектры ULXs

Опишем кратко основные параметры SS 433 [7] и возможную структуру канала сверхкритического диска в этой системе. Основное отличие SS 433 от других известных рентгеновских двойных — это постоянный и существенно сверхкритический темп аккреции газа на черную дыру ( $\sim 10M_\odot$ ). Это приводит к появлению сверхкритического аккреционного диска и релятивистских струй. В отличие от струй других микроквazarов, выбрасывающих релятивистские струи только во вспышках, струи SS 433 — перманентные и "тяжелые", состоящие из обычного газа. Скорость струй практически неизменна —  $0,26$  скорости света.

Систему SS433 мы наблюдаем примерно в плоскости аккреционного диска, т.е. мы не можем видеть дно или внутренние стенки канала. Наблюдается очень яркий УФ-источник  $L \sim 10^{40}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  с температурой  $T = (5-7) \times 10^4$  К [19, 20], который находится примерно в месте появления релятивистских струй из-под фотосферы ветра аккреционного диска. Темп расхода массы в этом ветре  $\dot{M}_w \sim 10^{-5} M_\odot$  в год. Оптические струи SS433 ( $\sim 10^{15}$  см) состоят из плотных небольших газовых облаков. Как оптические, так и рентгеновские струи очень хорошо коллимированы ( $\sim 1^\circ$ ). Наблюдаемое рентгеновское излучение формируется в охлаждающихся рентгеновских струях ( $\sim 10^{12}$  см), рентгеновская светимость в  $\sim 10^4$  раз меньше, чем УФ-светимость объекта. Однако "кинетическая светимость" струй очень велика,  $L_k \sim 10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ .

Струи SS433 формируются в канале сверхкритического диска. Вероятнее всего, во внутренних частях — это канал в толстом аккреционном диске, а во внешних частях канал продолжается уже в плотном ветре диска. На рисунке 5 показана схема канала. Черным квадратом показана область в несколько сотен радиусов Шварцшильда, которая сейчас доступна для численного моделирования. Двумерные гидродинамические расчеты сверхкритических дисков с учетом излучения [21, 22] показывают, что формируется широкий канал с полным раствором  $\theta_f \approx 40^\circ - 50^\circ$ , который начинается непосредственно от центра. Стенки канала динамические. Вне канала во внутренних частях диска важную роль играет конвекция.

Если мы примем светимость в канале по порядку величины, равной полной светимости SS433 [5, 23], и раствор канала, получаемый при численном моделировании, то мы найдем "наблюдаемую" рентгеновскую светимость канала SS433  $L_X \sim 10^{41}$  эрг  $\text{с}^{-1}$  и ожидае-

мую частоту встречаемости таких объектов  $\sim 0,1$  на галактику типа нашей.

С другой стороны, критическая светимость черной дыры с массой  $10 M_\odot$  составляет  $L_{\text{edd}} \sim 10^{39}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ . При очень высоком сверхкритическом темпе аккреции в SS433,  $\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}} \sim 10^3$ , светимость возрастает за счет геометрии внутренних частей диска [3] в  $(1 + \ln(\dot{M}/\dot{M}_{\text{cr}})) \sim 10$  раз. Второй фактор (релятивистское повышение яркости) увеличивает наблюдаемую светимость не очень сильно, так как скорость струй в SS433  $\beta = V_j/c = 0,26$ , он составляет  $1/(1-\beta)^{2+\alpha} \sim 2,5$ , где  $\alpha$  — спектральный индекс рентгеновского излучения. Третий фактор (коллимация излучения каналом) тоже геометрический, для раствора канала  $\theta_f \approx 40^\circ - 50^\circ$  он составляет  $\Omega_f/2\pi \sim 10$ . Мы видим, что можно ожидать наблюдаемую (кажущуюся) светимость сверхкритического диска  $L_X \sim 2 \times 10^{41}$  эрг  $\text{с}^{-1}$ , что хорошо согласуется со светимостями ULXs.

В работе [23] мы развили упрощенную модель канала (MCF, "многоцветный канал"), чтобы оценить выходящий рентгеновский спектр. Чтобы найти температуру на стенках канала рассматривались два предельных случая температуры газа в непрозрачном ветре за стенками: преобладание газового давления ( $T(r) \propto r^{-1}$ ) и преобладание давления излучения ( $T(r) \propto r^{-1/2}$ ). Из наблюдений известны температура внешней фотосферы канала и глубина дна канала (уровень фотосферы на дне рассчитывается из известного расхода массы в струях). Температура самых глубоких стенок канала, которые еще можно наблюдать, оценена в интервале  $1 \times 10^6 - 1,7 \times 10^7$  К.

На рисунке 6 мы приводим энергетические спектры модели MCF, рассчитанные с разными отношениями давления излучения к давлению газа  $\xi = aT_0^3/3k_B n_0$  в наиболее глубоких частях стенок канала. Температура этих частей принята  $T_0 = 1$  кэВ. Здесь же приведен спектр модели многотемпературного диска MCD ( $T_{\text{inn}} = 1$  кэВ), которая наиболее успешно объясняет рентгеновские спектры ULXs в жесткой области. Наша модель MCF также вполне может объяснять спектры ULXs.

Скорость струй SS433 ( $0,26c$ ) и ее удивительная стабильность позволяют предположить, что при ускорении струй в канале важную роль играет эффект запирания линий [25]. На внутренних стенках канала может излучаться абсорбционный спектр с Lc- и Kc-скачками водородо- и гелиоподобных ионов. Модель MCF предсказывает очень сложный абсорбционный спектр, состоящий из бленд K $\alpha$ /Kc и L $\alpha$ /Lc наиболее обильных тяжелых элементов.

На рисунке 6 также приведены расчетные профили линии OVIII, переходы L $\alpha$  и Lc. На этом же рисунке приведен наблюдаемый спектр ULX в галактике NGC 4736, полученный в рентгеновской обсерватории XMM-Newton; разными линиями показаны два одно-временных спектра с двух спектрометров. Приведены невязки, полученные после деления наблюдаемого спектра на модельный степенной спектр, содержащий абсорбционную особенность с энергией 1,03 кэВ. Спектральное разрешение современных рентгеновских обсерваторий (и малые потоки от ULXs) не позволяют детально исследовать абсорбционные спектры.

Модель канала сверхкритического аккреционного диска предсказывает очень сложный рентгеновский спектр поглощения в ULX, состоящий из бленд пере-

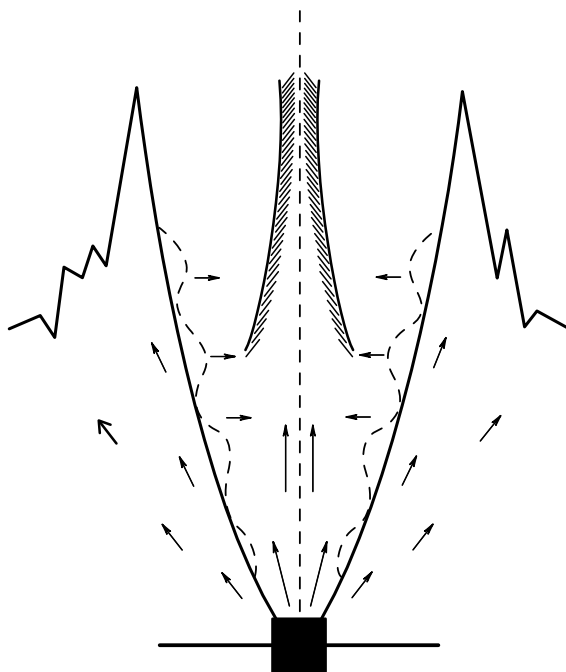
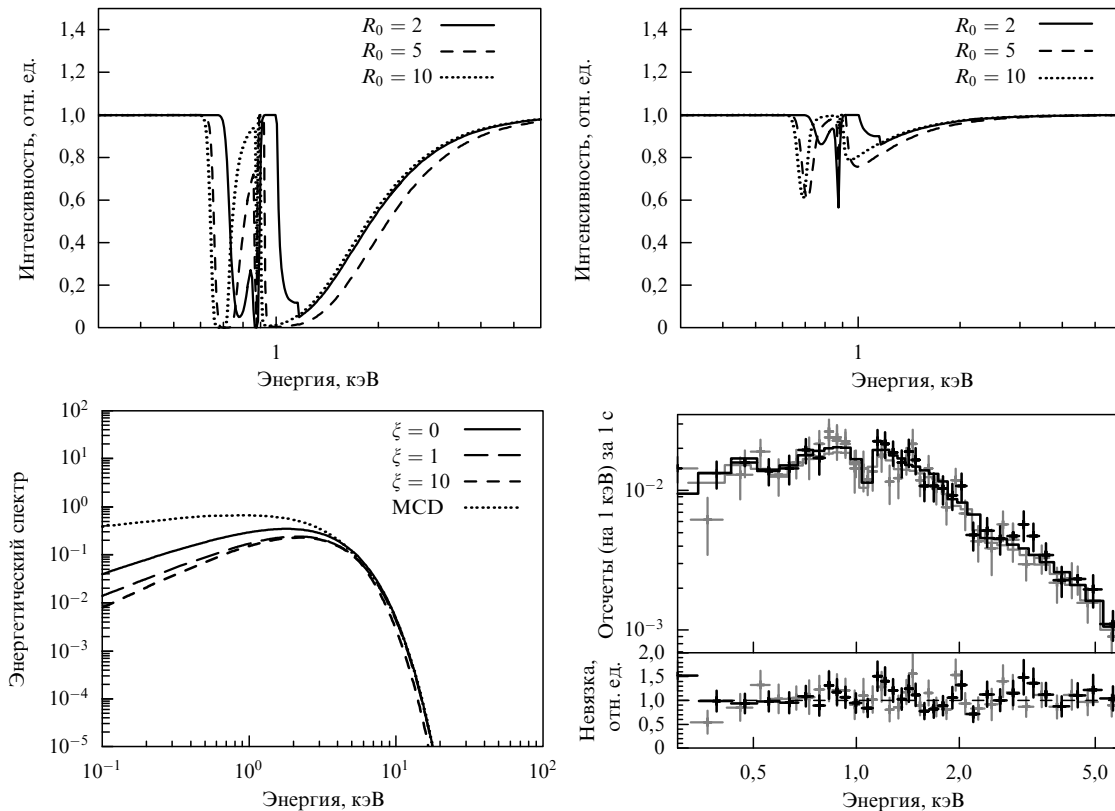


Рис. 5. Схема канала в сверхкритическом аккреционном диске SS433. Жирной кривой обрисована фотосфера канала. Показан медленный ветер диска ( $\sim 1000$  км  $\text{с}^{-1}$ ) и быстрый ветер канала, который на выходе коллимируется в струю.



**Рис. 6.** Ожидаемые рентгеновские спектры канала в SS 433. Континуальный спектр (в нижней левой части рисунка), рассчитанный для разных отношений давления излучения к давлению газа  $\zeta$  в наиболее глубоких частях канала. Профили бленды OVIII переходов  $L\alpha$  и  $Lc$  при разных эффективностях ускорения газа струй для оптически толстого (вверху слева) и оптически тонкого (вверху справа) случаев. Ускорение газа начинается при  $R_0 = 1$  (фотосфера дна канала) и заканчивается при  $R_0 = 2, 5, 10$ . В нижней правой части рисунка приведен наблюдаемый спектр ULX в галактике NGC 4736, полученный в рентгеновской обсерватории XMM-Newton.

ходов  $L\alpha/Lc$ ,  $K\alpha/Kc$  наиболее обильных элементов. Изменение физических параметров газа в канале — скорости, плотности, температуры, фактора заполнения (коллимации струи) — могут сильно усложнять спектр. Требуются наблюдения рентгеновских спектров с высоким отношением сигнал/шум для исследования такого спектра поглощения. Тем не менее предсказанная сложность спектра, а также зависимость профилей линий от структуры канала и от механизма ускорения и коллимации газа в канале потенциально несут в себе замечательные возможности для прямого наблюдательного исследования каналов сверхкритических аккреционных дисков и механизмов формирования релятивистских струй.

Итак, наблюдения туманностей, окружающих ULXs, прямо указывают, что ULXs — это не черные дыры промежуточных масс, а микроквазары по типу SS 433. Наблюдения рентгеновских спектров ULXs в рентгеновских обсерваториях нового поколения, которые начнут работать через несколько лет, возможно, откроют сложные спектры ULXs, формирующиеся в каналах сверхкритических аккреционных дисков.

## Список литературы

- Fabbiano G, in *The Hot Universe: Proc. of the 188th Symp. of the Intern. Astronomical Union, Kyoto, Japan, August 26–30, 1997* (Eds K Koyama, S Kitamoto, M Itoh) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998) p. 93
- Strohmayer T E, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **586** L61 (2003)
- Shakura N I, Sunyaev R A *Astron. Astrophys.* **24** 337 (1973)
- Grimm H-J, Gilfanov M, Sunyaev R *Astron. Astrophys.* **391** 923 (2002)
- Fabrika S, Meshcheryakov A, in *Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolutions: IAU Symp. 205: Proc. of the 24th General Assembly of the IAU, Manchester, United Kingdom, 15–18 August, 2000* (Eds R T Schilizzi et al.) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 2001) p. 268
- King A R et al. *Astrophys. J. Lett.* **552** L109 (2001)
- Fabrika S *Astrophys. Space Phys. Rev.* **102** 23 (2002)
- Colbert E J M, Mushotzky R F *Astrophys. J.* **519** 89 (1999)
- Miller J M, Fabian A C, Miller M C *Astrophys. J. Lett.* **614** L117 (2004)
- Madau P, Rees M J *Astrophys. J.* **551** L27 (2001)
- Margon B *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **22** 507 (1984)
- Cherepashchuk A *Space Sci. Rev.* **102** 23 (2002)
- Dubner G M et al. *Astron. J.* **116** 1842 (1998)
- Fabrika S, Abolmasov P, Sholukhova O (in preparation) (2006)
- Afanasyev V L, Dodonov S N, Moiseev A V, in *Stellar Dynamics: from Classic to Modern: Proc. of the Intern. Conf., Saint Petersburg, August 21–27, 2000* (Eds L P Ossipkov, I I Nikiforov) (Saint Petersburg: Saint Petersburg Univ., Sobolev Astron. Institute, 2001) p.103
- Abolmasov P, Fabrika S, Sholukhova O (in preparation) (2006)
- Афанасьев В Л, Моисеев А В *Письма в Астрон. журн.* **31** 214 (2005)
- Lehmann I et al. *Astron. Astrophys.* **431** 847 (2005)
- Черепашчук А М, Асланов А А, Корнилов В Г *Астрон. журн.* **59** 1157 (1982)
- Dolan J F et al. *Astron. Astrophys.* **327** 648 (1997)
- Eggum G E, Coroniti F V, Katz J I *Astrophys. J. Lett.* **298** L41 (1985)
- Okuda T et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **357** 295 (2005)
- Fabrika S, Karpov S (in preparation) (2006)
- Miller N A, Mushotzky R F, Neff S G *Astrophys. J. Lett.* **623** L109 (2005)
- Shapiro P R, Milgrom M, Rees M J *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **60** 393 (1986)
- van Dyk S D et al. *Astrophys. J. Lett.* **425** L77 (1994)