

Струи и сверхкритический аккреционный диск объекта SS433

С.Н. Фабрика

Специальная астрофизическая обсерватория РАН

fabrika@sao.ru

Аннотация. В обзоре описаны результаты наблюдений и исследований уникального объекта SS433, полученные после 23-х лет изучения этой массивной двойной системы. Принципиальным отличием SS433 от других известных рентгеновских двойных является постоянный сверхкритический режим аккреции газа на релятивистскую звезду (наиболее вероятно, черную дыру), в результате чего формируется сверхкритический аккреционный диск и коллимированные релятивистские струи. Свойства струй во многом определяются их взаимодействием с ветром диска. Прецессия диска и струй, а также затмения в двойной системе делают SS433 уникальной лабораторией для исследования механизма микроквазаров. Описаны основные идеи и результаты исследований формирования струй в сверхкритическом диске SS433. Практически все фотометрические и спектральные свойства SS433 определяются аккреционным диском и его ориентацией, но сам диск не наблюдается, находясь под фотосферой плотного ветра. Описаны наблюдательные проявления ветра, потоков перетекающего в системе газа, а также вероятные свойства вещества, теряемого системой в экваториальной плоскости. О структуре центральных областей, где непосредственно над плоскостью диска находятся горячие основания струй известно мало. Из рентгеновских, УФ и оптических наблюдений вырисовывается модель, в которой основания струй окружены коконами горячего газа, переизлучающего излучение внутренних областей канала. Прямые исследования канала в сверхкритическом диске SS433 недоступны, но подобный объект, в случае такой ориентации, когда ось диска близка к лучу зрения, вероятно, оказался бы ультраярким рентгеновским источником, подобным тем, что наблюдаются во внешних галактиках.

Содержание

Введение	3
Параметры SS433	5
Струи SS433	7
Оптические струи	10
Спектральные линии струй	10
Кинематическая модель и прецессия струй	11
Как движутся движущиеся линии	17
Геометрические и кинематические параметры струй	19
Радиоструи и W50	23
Уникальность радиоструй SS433	23
Переменность радиопотока	27
Вспышки	29
Зона поярчания радиоизлучения струй	32
Экваториальный ветер	36
W50	38
Протяженные струи струй	40
Рентгеновские струи	44
Ранние наблюдения	44
Локализация рентгеновского источника	46
Данные ASCA. Линии и спектр струй	47
Данные ASCA. Экваториальный ветер струй	49
Данные Chandra. Узкие многотемпературные струи	51
Неоднородность струй и рентгеновская переменность	57
Строение и формирование струй	59
Состояние газа в оптических струях	59
Зоны выметания и расширения	64
Нагрев струй	67
Выброс газа в струях	70

Ускорение, коллимация, фрагментация	75
Сверхкритический аккреционный диск и компоненты	
по данным фотометрии	82
Кривая блеска SS433: прецессионная, орбитальная и нутационная переменности .	82
Кривая блеска в активных и пассивных состояниях	88
Нутационные часы и время прохождения вещества через диск	89
Истечение в плоскости диска и газовые потоки	94
Резкие ослабления блеска	96
Распределение энергии в спектре и параметры компонентов	97
Поляризация оптического и УФ излучения	100
Сверхкритический диск по данным спектроскопии	102
"Стационарный" спектр SS433	102
Кривая лучевых скоростей He II и функция масс	103
Отношение масс компонентов	106
Газовый поток и структура диска по линиям He II и H β	109
Прецессионная модуляция стационарных линий	113
Переменность линий поглощения. Профиль скорости ветра из диска	114
Структура экваториального истечения SS433	118
Схема потоков газа в SS433	122
SS433 и микроквазары	124
Микроквазары	124
Сверхкритические транзиенты	129
"Face-on SS433" и ультраяркие рентгеновские источники в галактиках	132
Список литературы	142

Введение

Хорошо известный уникальный объект SS433 был выделен в обзоре звезд с эмиссией $H\alpha$ Stephenson and Sanduleak (1977), содержащем 455 объектов плоскости Галактики. SS433 оказался переменным нетепловым радиоисточником (Feldman et al., 1978; Seaquest et al. 1978) и переменным рентгеновским источником (Marshall et al., 1978). В первых целевых спектрах этого объекта (Ciatti et al., 1978; Mammano and Vittone, 1978; Clark and Murdin, 1978) были обнаружены яркие и переменные линии непонятного происхождения. В. Margon с коллегами (Margon, 1979; Margon et al., 1979ab) удалось отождествить эти эмиссии с линиями водорода и нейтрального гелия, которые были смещены на десятки тысяч км/с в красную и голубую сторону по паре линий на каждый переход. Наблюдаемые огромные смещения линий не могли возникнуть за счет Зеемановского расщепления линий (Liebert et al., 1979), было очевидно, что смещенные линии возникали за счет эффекта Доплера в движущемся газе. Выяснилось, что смещенные линии водорода и HeI возникают в двух противоположно направленных струях газа (Fabian and Rees, 1979; Milgrom, 1979a; Margon et al., 1979c), эти струи периодически меняют свое положение в пространстве ("прецессируют"), что приводит к "движению" линий по спектру. Так начались интенсивные исследования SS433, двойной системы с уникальными свойствами.

Основным отличительным свойством SS433, выделяющим его среди других двойных звезд с релятивистским объектом, является то, что в SS433 реализуется непрерывный (не транзиентный) режим сверхкритической аккреции газа на релятивистскую звезду. При этом формируется сверхкритический аккреционный диск и узкие струи газа, распространяющиеся из внутренних областей диска перпендикулярно к его плоскости с релятивистской скоростью 79000 км/с. Второй компонент системы, звезда-донор, очевидно, переполняет свою критическую полость Роша, что обеспечивает мощный, $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, и примерно непрерывный темп перетекания газа в область релятивистской звезды. Фактически, ответ на вопрос о причине уникальности SS433 среди других массивных рентгеновских двойных звезд (с черной дырой или нейтронной звездой) заключается в выявлении причин столь высокого темпа

переноса массы в SS433 (van den Heuvel, 1981; Shklovskii, 1981).

Интересно, что до сих пор не найдено никаких явных наблюдательных свидетельств наличия в системе SS433 ни собственно аккреционного диска, ни "нормальной" или "оптической" звезды. Тем не менее исследователи не имеют никаких сомнений в присутствии этих двух тел в SS433. Связано это не только с имеющимся опытом исследований десятков тесных двойных рентгеновских систем с нейтронными звездами или черными дырами в качестве релятивистской звезды системы. Существует множество косвенных свидетельств и проявлений этих двух объектов. Все основные свойства SS433 хорошо описываются в рамках современных представлений о сверхкритическом режиме дисковой аккреции, впервые обсужденном Shakura and Sunyaev (1973).

Это тесная двойная, массивная, затменная система, орбитальный период равен $P_{or} = 13.1$ дня (Crampton et al., 1980; Cherepashchuk, 1981). Хорошо наблюдаются затмения обоих тел в оптическом и ближнем ИК диапазонах и затмения оснований релятивистских струй в рентгеновском диапазоне. Источник струй (аккреционный диск или объект в центре диска) существенно ярче второго компонента — звезды-донора. Аккреционный диск SS433 прецессирует, меняет свою ориентацию в пространстве с периодом $P_{pr} = 162$ дня, струи повторяют прецессионное движение. Фактически в системе SS433 мы наблюдаем только плотный ветер, истекающий из аккреционного диска, две яркие области в центральной части диска, в местах выхода релятивистских струй. С наблюдательной точки зрения звезда в SS433 проявляется только как объект, который периодически затмевает аккреционный диск и газовые потоки, формирующие диск, отражает излучение ярких центральных областей, и возмущает ветер диска. Прецессия аккреционного диска кардинально меняет фотометрические свойства (орбитальную кривую блеска) и заметно меняет спектральные свойства системы. В дальнейшем мы будем пользоваться термином "аккреционный диск", понимая под этим не только собственно диск, который там должен существовать, но и ветер диска, а также термин "оптическая" или "нормальная" звезда, несмотря на то, что об этой звезде известно очень мало.

В этом обзоре мы опишем основные свойства релятивистских струй и аккреционного диска — машины, генерирующей струи SS433 — известные на данный момент (начало 2002 г.), причем, главным образом, касаясь результатов наблюдений и их интерпретаций. Спектральные и фотометрические исследования SS433 как двойной системы будут также описаны, так как их результаты необходимы для понимания природы диска и струй. Основная масса наблюдательных данных по SS433 была получена в первые годы исследований, во время "бума SS433". Основные идеи и модели, объясняющие поведение SS433, также были высказаны в первые годы исследований. Во многом эти идеи получали подтверждение в последующих наблюдениях. Поэтому известные опубликованные обзоры по SS433 весьма ценны и сейчас. Мы отсылаем читателя к этим обзорам не только за данными об истории исследований SS433, объекта, сыгравшего и играющего сейчас принципиальную роль в современной астрофизике, но и по существу этих обзоров. Это обзор Margon (1984), подводящий итог пятилетнему исследованию объекта, обзор результатов фотометрических исследований Cherepashchuk (1989), обзоры моделей SS433 и теоретических представлений Milgrom (1981), Pettersson (1981) и Katz (1986), а также обзорам Clark (1985), Zwitter et al. (1989), Vermeulen (1996). Результаты новых наблюдений, особенно рентгеновских обсерваторий и радиоинтерферометрии, а также численных экспериментов, конечно, внесли фундаментальный вклад в понимание SS433.

Здесь во Введении мы перечислим весьма кратко основные параметры SS433 (многие из которых будут детально обсуждаться ниже) для того, чтобы дальнейшие главы обзора можно было читать независимо.

Параметры SS433

SS433, это же переменная звезда V1343 Aquilae, расположен на расстоянии 5 кпк, примерно в галактической плоскости ($l = 39.7^\circ, b = -2.2^\circ$). Это относительно яркая красная звезда, $V = 14.0$, $(U - B) = 0.8$, $(B - V) = 2.1$, $(V - R) = 2.2$ (Goranskii et al., 1998a). Карту сравнения SS433 и результаты фотометрии окружающих звезд можно найти в (Leibowitz and Mendelson, 1982). SS433 испытывает сильное поглощение, $A_V \approx 8^m$, истинная светимость объ-

екта при предположении изотропного излучения составляет $L_{bol} \sim 10^{40}$ эрг/с (Cherepashchuk et al., 1982; Dolan et al., 1997). Это одна из самых ярких звезд Галактики, максимум излучения SS433 приходится на ультрафиолетовый диапазон. В инфракрасном диапазоне имеется избыток в полосах L и K, в которых средний блеск объекта равен соответственно 7^m0 и 8^m0 (Giles et al., 1980; Kodaira et al., 1985). Избыток связан со свободно-свободным излучением газа в непосредственной окрестности системы. В рентгеновском диапазоне светимость SS433 около $\sim 10^{36}$ эрг/с (Brinkmann et al., 1991; Kotani et al., 1996; Marshall et al., 2002). Рентгеновское излучение в диапазоне 1–10 кэВ в основном определяется горячим ($\sim 10^8$ К) газом струй, появляющимся над фотосферой аккреционного диска.

В оптическом спектре SS433 кроме эмиссионных линий обеих струй, перемеющимися в соответствии с прецессионным и нутационным периодами, наблюдаются очень яркие и переменные "стационарные" линии водорода, HeI, HeII, CIII, NIII, а также более слабые эмиссии FeII (Murdin et al., 1980; Crampton and Hutchings, 1981). Последние, наряду с линиями HII и HeI, в определенных фазы прецессии показывают явные профили типа P Cyg. Все эти линии формируются как в ветре, истекающем из аккреционного диска, так и в газовых потоках в системе. Линии нормальной звезды не были обнаружены (Gies et al., 2002 a) вплоть до последнего момента, несмотря на неоднократные попытки исследователей, однако, самые последние данные (Gies et al., 2002 b) показывают, что звезда-донор в SS433 является проэволюционировавшим сверхгигантом типа A.

Излучение SS433 весьма переменное во всех изученных диапазонах спектра. Кроме спорадической переменности (вспышек), наблюдаются активные и спокойные состояния. В спокойных состояниях в оптике, ИК и рентгеновском диапазонах наблюдается переменность с орбитальным и прецессионным периодами. В активных состояниях, которые длятся от 30 до 90 дней, средний блеск объекта повышается примерно в 1.5 раза, на этом фоне наблюдаются мощные вспышки с характерным временем часы – дни (Irsamambetova, 1997), при этом SS433 "краснеет", т. е. усиливается обмен и истечение газа из системы. Особенно наглядно активные периоды видны в радиоданных, где

имеются длинные ряды наблюдений (Bonsignori-Facondi et al., 1986; Fiedler et al., 1987).

Струи SS433

Самое удивительное явление в SS433 — это струи. В зависимости от расстояния от источника, или от температуры струй, механизма излучения и, соответственно, методов наблюдений мы будем различать рентгеновские струи ($\sim 10^{10-13}$ см), оптические струи ($\sim 10^{14-15}$ см), радиоструи ($\gtrsim 10^{15}$ см), наблюдаются также протяженные рентгеновские струи ($> 10^{17}$ см). Однако, это деление несколько условно, например, радиоизлучение струй наблюдается практически на всем протяжении оптических струй.

В оптических спектрах струи проявляются как "движущиеся" эмиссионные линии водорода и He I. Линии перемещаются по спектру из-за изменения наклона струй к лучу зрения в связи с прецессией. Струи удивительно узкие, их раствор в том месте, где излучаются линии водорода (расстояние соответствует 1–3 дням полета), равен $1^\circ 0 - 1^\circ 5$ (Borisov and Fabrika, 1987). В оптических струях движутся облака газа (Davidson and McCray, 1980) с нормальной "астрофизической" температурой ~ 10000 К. Для поддержания излучения газа в оптических струях необходим источник постоянного нагрева газа. Рентгеновские струи (Marshall et al., 2002) короткие (всего несколько сотен секунд полета), в них излучаются линии высокоионизованных тяжелых элементов. Рентгеновское излучение струй формируется в горячем газе ($T \sim 10^8$ К), охлаждающемся по мере распространения струи за счет расширения и излучения. Раствор рентгеновских струй равен $\approx 1^\circ 2$. Газ струй SS433 летит по строго баллистическим траекториям. Поток кинетической энергии или кинетическая светимость струй огромна, $L_k \sim 10^{39}$ эрг/с (Panferov and Fabrika, 1997; Marshall et al., 2002).

В радиодиапазоне на масштабах несколько угловых секунд наблюдается знаменитая картина прецессирующих струй (Hjellming and Johnston, 1981). Радиопоток от струй около 1 Дж, светимость 10^{30-31} эрг/с, механизм излучения синхротронный. На "масштабах VLBI" также хорошо видны струи (Vermeulen et al., 1987) вплоть до предела разрешения около 2 mas (Paragi et

al., 1999; 2000), где во внутренней области ~ 20 а.е. уже сильны эффекты самопоглощения радиоизлучения. Струи SS433 возбуждают радиотуманность W50, весьма похожую на остаток сверхновой. W50 вытянута в направлении оси прецессии струй ($P.A. \approx 100^\circ$) с SS433 в центре, туманность простирается по обе стороны в этих направлениях до 50-70 пк. В этих же направлениях распространяются протяженные рентгеновские струи (Brinkmann et al., 1996), которые заканчиваются оптическими волокнами (Zealey et al., 1980).

"Кинематическая модель" SS433 (Abell and Margon, 1979), очень хорошо предсказывает положение струй в пространстве и положения линий по спектру. Это геометрическая модель прецессии струй, ниже она будет рассмотрена подробнее. Несмотря на некоторые нестабильности прецессионного периода, за большой промежуток времени эта модель полностью подтвердилась (Eikenberry et al., 2001). Кроме прецессионного движения струи совершают так называемые нутационные колебания малой амплитуды с периодом 6.28 дня, который равен половине синодического орбитального периода. Нутационные качания струй (аккреционного диска) вызваны периодическими приливными возмущениями диска гравитационным полем истекающей звезды (Katz et al., 1982), либо возмущениями аккреционного потока. При этом наиболее успешным сценарием прецессии в SS433 является вынужденная прецессия звезды-донора, ось вращения которой не совмещена с осью орбиты, и плавающий или "ведомый" аккреционный диск (Shakura, 1972; van den Heuvel et al., 1980; Whitmire and Matese, 1980; Katz, 1980).

Кроме результатов наблюдений струй SS433 и наблюдательных проявлений аккреционного диска и SS433 как двойной системы, в обзоре будет описано современное состояние понимания физических процессов, играющих роль в струях, а также при их формировании и коллимации. Сейчас было бы преувеличением сказать, что "загадка SS433" разрешена; во многих проблемах, особенно касающихся формирования струй и внутренней структуры центрального объекта, самые интересные работы, вероятно, еще впереди. Однако, прогресс в понимании SS433, уже достигнутый, удивляет не меньше, чем сам SS433. Этот объект оказал огромное влияние на астрофизику, как в понимании критических стадий эволюции тесных двойных систем, так и по-

нимании струй, выбрасываемых из молодых звезд, активных ядер галактик и микроквазаров (Mirabel and Rodriguez, 1999). Последние являются самыми близкими родственниками SS433. Главным, но далеко не единственным, отличием SS433 от микроквазаров или некоторых рентгеновских новых, у которых возможны сверхкритические эпизоды аккреции в момент вспышки, является постоянный существенно сверхкритический режим аккреции на релятивистскую звезду. SS433 до сих пор единственный объект звездной массы, в котором мы можем непосредственно наблюдать работающий сверхкритический аккреционный диск, процесс выброса и распространения струй. Более того, этот диск (а также все газовые потоки в системе, ветер из диска и струи) постоянно разворачивается с периодом прецессии, затмевается с орбитальным периодом, это настоящий подарок для исследователей, уникальная лаборатория. Две струи SS433 должны быть тождественны друг другу, но часто выглядят весьма по-разному. Меняя свою ориентацию струи также предоставляют замечательные возможности для исследований поведения газа на релятивистских скоростях и собственно релятивистских эффектов.

Всего по SS433 опубликовано 614 статей, зарегистрированных в ADS (<http://adsabs.harvard.edu>) на январь 2002 г., и кроме этих работ, еще в 199 статьях ссылка на объект встречается в абстракте статьи. Последнее означает, что исследуются объекты или явления, непосредственно связанные с SS433. В год открытия в 1978 г. было опубликовано 5 статей и сообщений, в последующие 3 года 1979 – 1981 гг. был максимум публикаций, в среднем по 75 статей в год. Далее количество публикаций непрерывно снижалось, что вполне естественно. В 1982 – 1989 гг. в среднем публиковалось по 27 статей в год, в 1990 – 2001 гг. в среднем по 14 статей. Весьма примечательно, что начиная с 1996 г. интенсивность исследований SS433 вновь начала расти. Это связано не только с новыми наблюдениями в рентгеновском диапазоне (обсерватории ASCA, ROSAT, CHANDRA) и с новыми возможностями наблюдений со сверхдлинными базами в радио, но также с открытием нового класса объектов — микроквазаров. Последнее полностью подтверждается динамикой публикаций работ, где название SS433 встречается только в абстракте статьи. Количество таких статей имело широкий максимум в 1981 – 1986 гг.

(когда частота прямых исследований объекта непрерывно снижалась), но и еще более мощный максимум в 1996 – 1999 гг. В данном обзоре, естественно, невозможно отразить результаты исследований более чем 800 публикаций по SS433, хотя значительное большинство из них внесли заметный вклад в процесс исследования. Многие работы вдохновляли и инициировали следующие исследования, некоторые поворотные моменты в истории SS433 имели почти детективные сюжеты. Главная цель обзора — дать современное представление об SS433.

Оптические струи

Спектральные линии струй

Наиболее яркие линии в оптическом диапазоне, которые излучаются в струях SS433, это линии водорода, а именно две линии $H\alpha^{\pm}$, "+" формируется в удаляющейся струе, "-" — в приближающейся. Средняя эквивалентная ширина линий $H\alpha$ составляет несколько десятков Å, и линии струй сильно переменны. Линии более высоких членов Бальмеровской серии в струях, как правило, не исследовались, т. к. в голубой области SS433 слаб. В голубом диапазоне (существенно более богатом линиями, чем красный) часто просто трудно разобраться из-за блендирования линий струй, а также многих "стационарных" линий. На Рис. 1 показаны голубые спектры SS433, полученные на 6-м телескопе Goranskii et al. (1986) 1 и 2 июня 1986 г. в рамках одной из кооперативных программ наблюдений SS433. Обозначены только наиболее сильные стационарные и движущиеся линии, более слабые линии, в основном, принадлежат HeI. Среди стационарных линий только линии водорода, HeI и FeII показывают профиль типа P Cyg. Спектроскопия в голубом диапазоне, как правило, используется для исследований SS433 как двойной системы.

Движущиеся линии $H\alpha^{\pm}$ примерно на порядок менее интенсивны, чем стационарная линия $H\alpha$. Среди движущихся линий хорошо заметны линии HeI из наиболее сильных переходов, линии HeI $^{\pm}$ примерно на порядок слабее линии $H\alpha^{\pm}$, что говорит об отсутствии сильных химических аномалий в газе SS433. Линия HeII $\lambda 4686$ в струях не зарегистрирована, хотя, скорее всего,

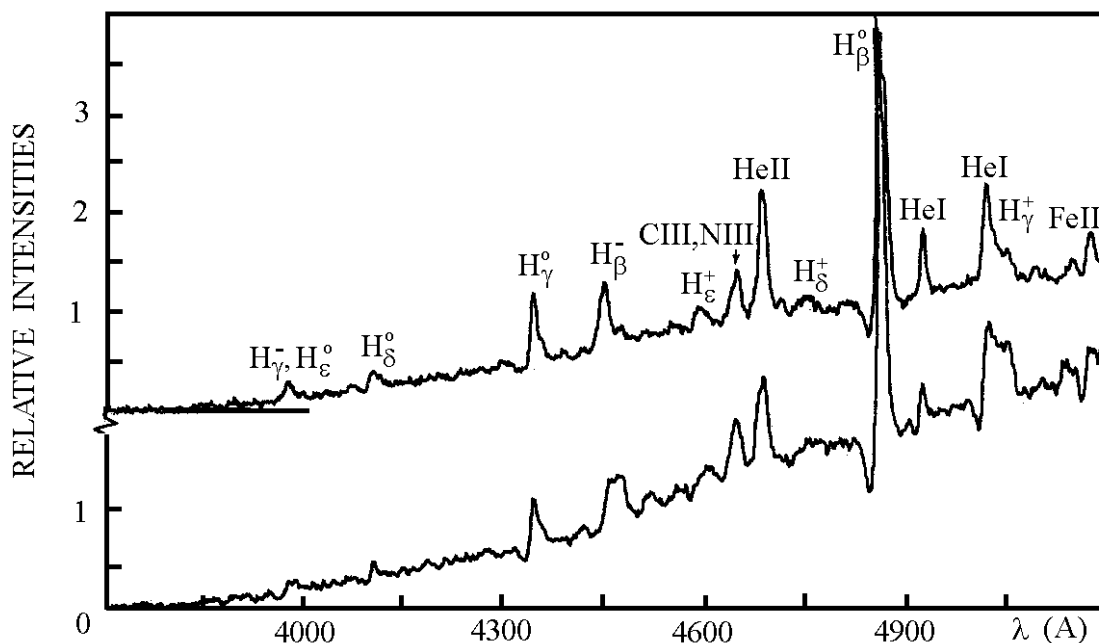


Рис. 1: Голубые спектры SS433, полученные 1 июня (верхний) и 2 июня (нижний) 1986 г. Заметно небольшое смещение движущихся линий за 1 день, а также усиление абсорбционных компонент у стационарных линий.

это проблема сигнал/шум в спектрах (Vermeulen et al., 1993a). По нашим оценкам из опыта спектроскопии SS433 на 6-м телескопе интенсивность этой линии в струях не превышает 1% от интенсивности континуума.

Практически все данные о переменности оптических струй, геометрической и кинематической структуре струй, получены из исследований линий $H\alpha^\pm$. На Рис. 2 приведены фрагменты двух спектров SS433, содержащие линию $H\alpha^-$ (Vermeulen et al., 1993a) и стационарные линии $H\alpha$ и $HeI \lambda 5876$. Спектры получены на 1.2-м телескопе Calar Alto 21 мая 1987 г. также во время кооперативных наблюдений, на них заметен эффект быстрой переменности линий струй. За время меньше 3-х часов в струе появились новые порции газа, излучающего в линии $H\alpha$.

Кинематическая модель и прецессия струй

Изменения лучевых скоростей струй с фазой периода прецессии, полученные по линиям $H\alpha^\pm$ (Ciatti et al., 1981) за первые два года изучения SS433, показаны на Рис. 3. Показаны средние кривые лучевых скоростей, разброс данных

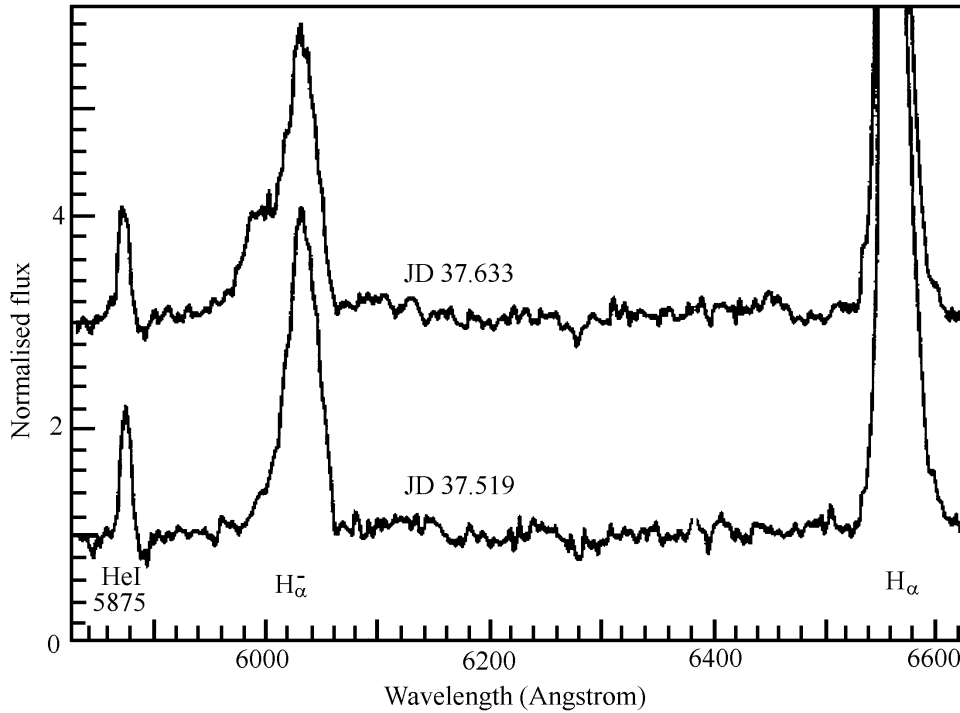


Рис. 2: Фрагменты двух спектров SS433 (Vermeulen et al., 1993a), на которых видны быстрые изменения в профиле линии $H\alpha$ приближающейся струи.

вокруг них вызван нутационной переменностью. Дважды за период прецессии струи оказываются лежащими в картинной плоскости, т. е. лучевые скорости обеих струй совпадают, и наблюдаются два пересечения (crossovers) движущихся линий, соответственно, дважды линии струй расходятся. Момент максимального раздвижения струй в голубую и красную сторону — минимальный наклон струй и оси аккреционного диска к лучу зрения — соответствует фазе прецессии $\psi = 0$, еще он называется моментом " T_3 ". Два кроссовера принято обозначать моментами " T_1 " и " T_2 ", их фазы прецессии равны 0.34 и 0.66. Очевидно, что фазы экстремумов и пересечений кривых лучевых скоростей (Рис. 3) определяются не физическими процессами, а только ориентацией SS433 относительно наблюдателя, этот, тривиальный, вообще говоря, факт, тем не менее, иногда забывается при интерпретации сложных явлений, наблюдаемых в SS433.

За прецессионный цикл линии двух струй меняются местами, поэтому струя, которая большую часть периода прецессии удаляется от нас, обозначается знаком "+", противоположная струя обозначается как "-". В моменты

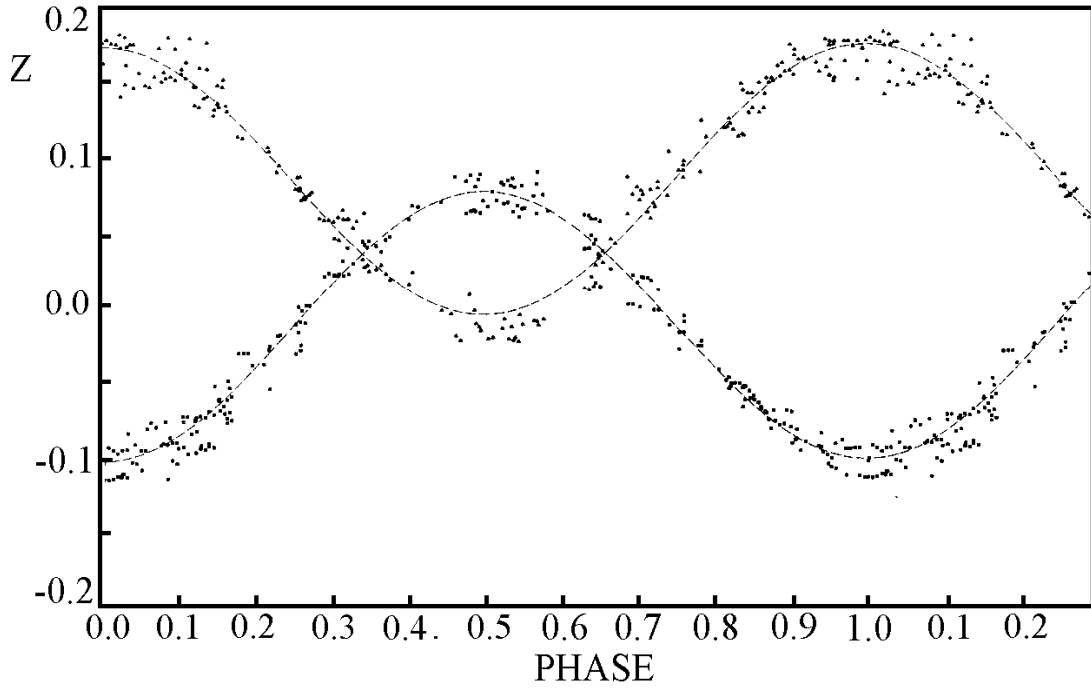


Рис. 3: Прецессионные кривые лучевых скоростей смещенных линий от удаляющейся (нижняя кривая) и приближающейся струй (верхняя кривая), полученные по результатам спектроскопии в первые 2 года исследования SS433 (Ciatti et al., 1981). Разброс данных вокруг кривых в основном вызван нутационной переменностью.

$T_{1,2}$ лучевые скорости линий струй совпадают, но не равны нулю. Это хорошо известный поперечный эффект Доплера или замедления времени, который так явно наблюдается (среди макроскопических объектов) только в SS433. Доплеровское смещение спектральной линии описывается известной формулой $\lambda = \lambda_0 \gamma (1 - \beta \cos \eta)$, где λ и λ_0 — смещенная и лабораторная длины волн, η — угол между струей и лучом зрения, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — фактор Лоренца, а скорость, в данном случае струй V_j , выражена в единицах скорости света $\beta = V_j/c$. В моменты пересечений лучевые скорости обеих струй равны $V_r^\pm/c = \gamma - 1$. Таким образом, в SS433 непосредственно измеряется скорость распространения струй, а, следовательно, и геометрические параметры струй, угол наклона системы, расстояние до объекта (по радиоизображениям прецессирующих струй).

Поведение движущихся линий описывает кинематическая модель прецессии струй SS433 (Abell and Margon, 1979). На Рис. 4 показана геометрическая схема прецессии струй. Приняты следующие обозначения: угол между струей

и осью прецессии (угол прецессии) θ , угол между осью прецессии (осью орбиты) и лучем зрения i , период прецессии P_{pr} , фаза прецессии ψ . Угол между приближающейся струей и лучом зрения η , $\cos \eta = \sin i \cos \theta + \sin \theta \cos i \cos \psi$, в момент $\psi = 0$ этот угол минимален. Лучевые скорости обеих струй $V_r^\pm/c = z^\pm$ или положения линий на спектре могут быть рассчитаны по формуле

$$1 + z^\pm = \gamma(1 \pm \beta \sin \theta \sin i \cos \psi \pm \beta \cos \theta \cos i),$$

где знаки $+$ и $-$ соответствуют удаляющейся и приближающейся струям. Эта кинематическая модель проверялась и уточнялась после 4 лет (Anderson et al., 1983), после 10 лет (Margon, Anderson, 1989) и после 20 лет (Eikenberry et al., 2001) спектроскопии струй SS433. В последней статье использованы 433 значения z^+ и 482 значения z^- . Для того, чтобы избежать неопределенности, связанной с 6.3-дневным периодом нутации струй, данные сглаживались с более широким временным фильтром. Таким образом кинематическая модель позволяет изучать прецессионное движение, возможные длинно-масштабные отклонения и вековые изменения в прецессионных часах SS433. Средние значения параметров прецессии SS433 найдены Eikenberry et al. (2001) с высокой точностью: $\beta = 0.2647 \pm 0.0008$, $\theta = 20^\circ 92' \pm 0^\circ 08'$, $i = 78^\circ 05' \pm 0^\circ 05'$, $P_{pr} = 162^{\text{d}}375 \pm 0^{\text{d}}011$, дата, соответствующая моменту T_1 , равна $JD = 2443563^{\text{d}}23 \pm 0^{\text{d}}011$. Момент максимального раздвижения линий по спектру T_3 или фаза прецессии $\psi = 0$ соответственно приходится на дату $JD = 2443507^{\text{d}}47$. Это результат минимизации 5-параметрической модели. Реальные кинематические параметры могут несколько отличаться, например, простое усреднение скорости струй дает величину $\beta = 0.254 \pm 0.0011$, что на 3200 км/с меньше, чем в кинематической модели.

Следует отметить, что для нахождения реальной прецессионной траектории мы не должны сглаживать нутационную переменность. Нутационные отклонения вызваны приливными возмущениями аккреционного диска гравитационным полем звезды-донора (Katz et al., 1982; Collins and Newsom, 1986). Эти возмущения приводят к периодическим уменьшениям угла между плоскостью диска и плоскостью орбиты. Поэтому реальная поверхность образующей прецессионного конуса проходит ближе к внешним экстремумам

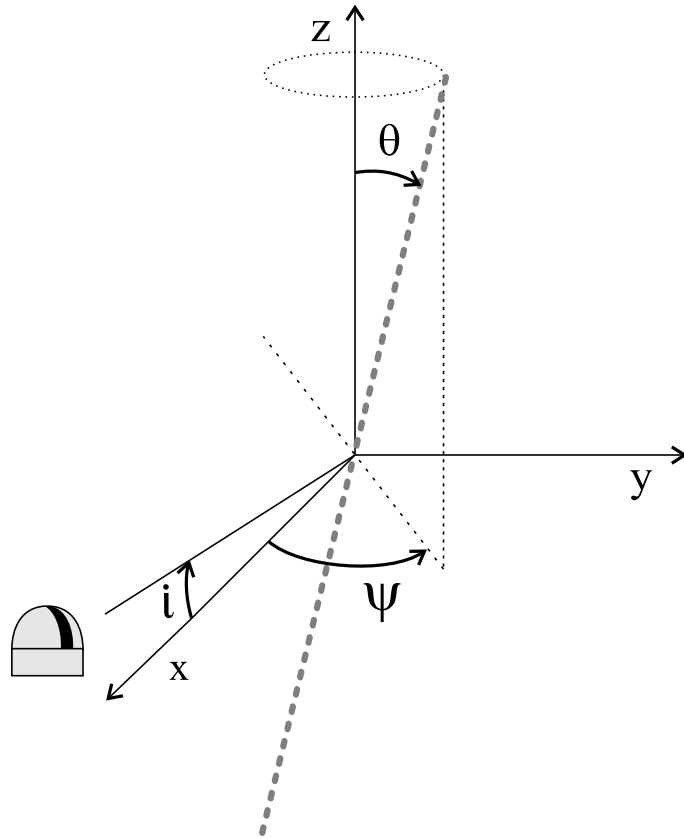


Рис. 4: Геометрическая схема прецессии струй. Ось прецессии Z , луч зрения находится в плоскости XOZ .

нутационной траектории струй. Учет этого эффекта привел бы к небольшому увеличению угла прецессии θ на величину угла нутации $\approx 3^\circ$.

На большом промежутке времени около 20 лет прецессионный период стабилен (Eikenberry et al., 2001), $\dot{P}_{pr} < 5 \cdot 10^{-5}$, несмотря на многие сообщения об изменениях этого периода в первый год–два исследований объекта (Anderson et al., 1983). Последнее связано с реальной нестабильностью прецессионного цикла на временах недели–месяцы, которые никак заметно не выделены в каких–либо фазах прецессии. Нестабильности приводят к появлению реальных (но, тем не менее, случайных) трендов изменения периода за время несколько сотен дней. Нестабильности прецессии также зарегистрированы в оптической фотометрии (Goranskii et al., 1998b). Средний блеск системы меняется с фазой прецессии примерно на 0^m5 величины (Kemp et al., 1986; Gladyshev et al., 1987), в момент T_3 , когда диск максимально раскрывается на наблюдателя (угол между осью диска и лучом зрения составляет 57°), SS433

становится ярче. Оптическая фотометрия используется как независимый метод исследования прецессионных часов.

В модели вынужденной прецессии (например, прецессии оси вращения нормальной звезды) периоды прецессии и орбитальный непосредственно связаны. Анализ изменений орбитального периода SS433 по данным моментов затмений (Fabrika et al., 1990; Goranskii et al., 1998b) на O–C диаграммах также показывает нестабильности примерно такой же относительной амплитуды и примерно на тех же временах, как и прецессионный период. Мелкомасштабные нестабильности в прецессионных и орбитальных часах могли бы быть вызваны изменениями в темпе переноса массы между компонентами системы в активных и пассивных состояниях SS433. Также как и в случае прецессионного периода, на большом промежутке времени орбитальный период стабилен (Goranskii et al., 1998b).

Выглядят нестабильности прецессионного цикла (Margon and Anderson, 1989; Baykal et al., 1993; Eikenberry et al., 2001) как случайные отклонения фазы прецессии от расчетных эфемерид с амплитудой до $\Delta\psi \approx 0.1$ (7–15 дней), и скорее всего связаны как реальными изменениями фазы, так и с вариациями угла наклона струй, и с вариациями скорости струй. Ни один из параметров θ , β , P_{pr} по-отдельности не может объяснить наблюдаемого прецессионного "шума". Статистическое поведение отклонений вполне описывается процессом белого шума в частоте или как случайные движения walk фазы прецессионного периода (Baykal et al., 1993). Прецессионный шум SS433 статистически подобен шуму в периоде (прецессии) 35 дней рентгеновского источника Her X-1.

Последние десять лет наблюдения движущихся линий практически не ведутся (или неопубликованы). Для решения проблемы этих нестабильностей необходимы ряды патрульных спектральных наблюдений. Например, было бы важно сравнить моменты появления нестабильностей с периодами активности SS433. Frasca et al. (1984) исследовали периодичности в антикоррелированных перемещениях линий обеих струй по спектру и обнаружили около десятка гармоник, среди которых периоды 80, 155 и 1500 дней. Не найдено периодичностей в абсолютной скорости движения струй. Подобный анализ

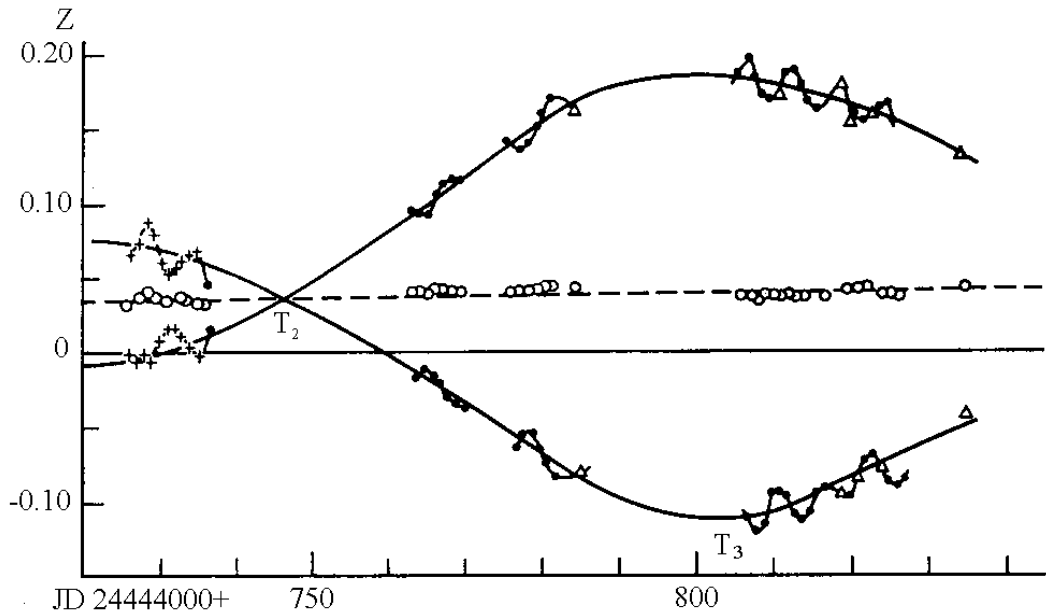


Рис. 5: Фрагменты кривых лучевых скоростей движущихся линий по данным Корулов et al. (1987), построенных по самым сильным компонентам линий $H\alpha^{\pm}$. Нутационное поведение струй полностью антисимметрично.

нуждается в продолжении и уточнении на основе дополнительных данных.

Как движутся движущиеся линии

Струи SS433 строго антисимметричны, профили линий, излучаемых в противоположных струях, как правило, зеркальны. Время прихода сигнала от двух струй должно несколько различаться. Область максимальной яркости излучения в линиях водорода отстоит от источника примерно на 1 день полета газа струй. Даже во время максимального наклона струй к лучу зрения (моменты T_3) время запаздывания излучения удаляющейся струи составляет около 0.2–0.25 дня. Поэтому явления быстрой перестройки структуры струй, типа представленных на Рис. 2 или даже еще более быстрых (менее часа, Корулов et al., 1986), часто замечались наблюдателями на одной, как правило ближней, струе. Однако, в целом разное время прихода сигнала никак не нарушает симметричного проявления струй.

Кроме регулярного нутационного движения двух струй (Рис. 5) иногда наблюдаются кратковременные (несколько дней) сбои или "подергивание"

(jutter) струй. Амплитуда подергивания доходит до 3000–5000 км/с, что эквивалентно изменению наклона струй на $2^{\circ}5' - 4^{\circ}$. Амплитуда подергиваний сравнима или несколько превосходит амплитуду нутационного движения. Ответ на вопрос о причине подергиваний, вероятно, тесно связан с природой нутационных перемещений потока аккрецирующего газа, с условиями формирования "наклона диска", точнее, с нарушением этих условий; а также со временем прохождения вещества через диск. Например, в модели плавающего (slaved) диска его мгновенный наклон в совокупности зависит от наклона оси вращения звезды, орбитальной фазы (периодический гравитационный момент, возмущающий диск), конкретной геометрии прогрева звезды ярким источником (затемнения части поверхности звезды краем диска или облаками газа), темпа аккреции (состояния активности). Иногда наблюдаются явления "пропадания" линий струй на время до нескольких дней, после которого линии струй появляются на месте, соответствующем эфемеридам (Kopylov et al., 1985; Vermeulen et al., 1993a). Не исключено, что такие "выключения" машины как-то связаны с активными периодами, во всяком случае, в обеих цитированных работах зарегистрированные выключения струй совпадали по времени с мощной фотометрической вспышкой объекта. Совершенно непонятно: связаны эти пропадания с реальным прекращением струйной активности, либо с нарушением механизма коллимации струй и тепловых неустойчивостей, благодаря которым в струях формируются облака холодного газа. Детальный анализ моментов пропадания струй мог бы пролить свет на механизм коллимации и ускорения струй.

Ответ на вопрос "как движутся движущиеся линии" (Grandi and Stone, 1982) сейчас хорошо понятен. Газ струй летит по строго баллистическим траекториям (прямым линиям), по которым он был выброшен из источника. Источник — центральная область аккреционного диска, участвует в непрерывном прецессионном и нутационном движении. Выброс газа в струях модулирован, он происходит порциями, в среднем по 1–3 порции в сутки. Эти порции можно назвать "пулями", они появляются на спектрах ("молодая струя") как фрагменты профилей линий или отдельные линии, их положение на спектре неизменно. Через день излучение этих пуль уже слабеет, и они остаются

как слабеющие "следы" ("старая струя"), которые можно регистрировать на спектре до 4-х, иногда даже 6-ти дней после появления. Чем быстрее линия перемещается по спектру (быстрее меняется угол между струей и лучом зрения), тем меньше энергии накапливается на данной длине волны. Поэтому отчетливей всего движущиеся линии и их многочисленные компоненты видны в фазах экстремумов прецессионного и нутационного периодов, когда угол наклона струй к лучу зрения меняется медленно. По прецессионным часам это фазы 0.0 (момент T_3) и 0.5. Угловая скорость нутационного движения достаточно высока, поэтому между экстремумами нутационной кривой лучевых скоростей линия практически размазывается по спектру, а в экстремумах, наоборот, значительно усиливается. Это геометрический эффект проекции (Borisov and Fabrika, 1987). Итак, вид профиля движущейся линии зависит от фазы нутации и прецессии. Как правило, это один яркий компонент (FWHM= 1000 – 1500 км/сек), сформированный за счет эффекта проекции, а также несколько слабых вторичных компонентов, находящихся в интервале несколько тысяч км/сек. Вторичные компоненты представляют собой остатки ("следы") либо предыдущего яркого компонента, либо наиболее крупных пуль.

Много интересных данных о струях SS433 было получено в кооперативных наблюдениях в мае/июне 1987 г. (Vermeulen et al., 1993a), когда в течение 20 дней было получено около 200 спектров в разных обсерваториях мира. Кроме того были проведены радиоинтерферометрические наблюдения струй (Vermeulen et al., 1993b), радиомониторинг (Vermeulen et al., 1993c), оптическая фотометрия (Aslanov et al., 1997) и рентгеновские наблюдения (Kawai et al., 1989). На Рис. 6 показан результат спектральных наблюдений движущихся линий $H\alpha^\pm$. Видно, что на фоне регулярных прецессионного и нутационного движений впрыскивание новых порций вещества (пуль) в струи происходит нестационарно.

Геометрические и кинематические параметры струй

Если пули появляются в струе относительно внезапно, за несколько часов, то ослабление излучения этих сгустков длится несколько дней и его можно

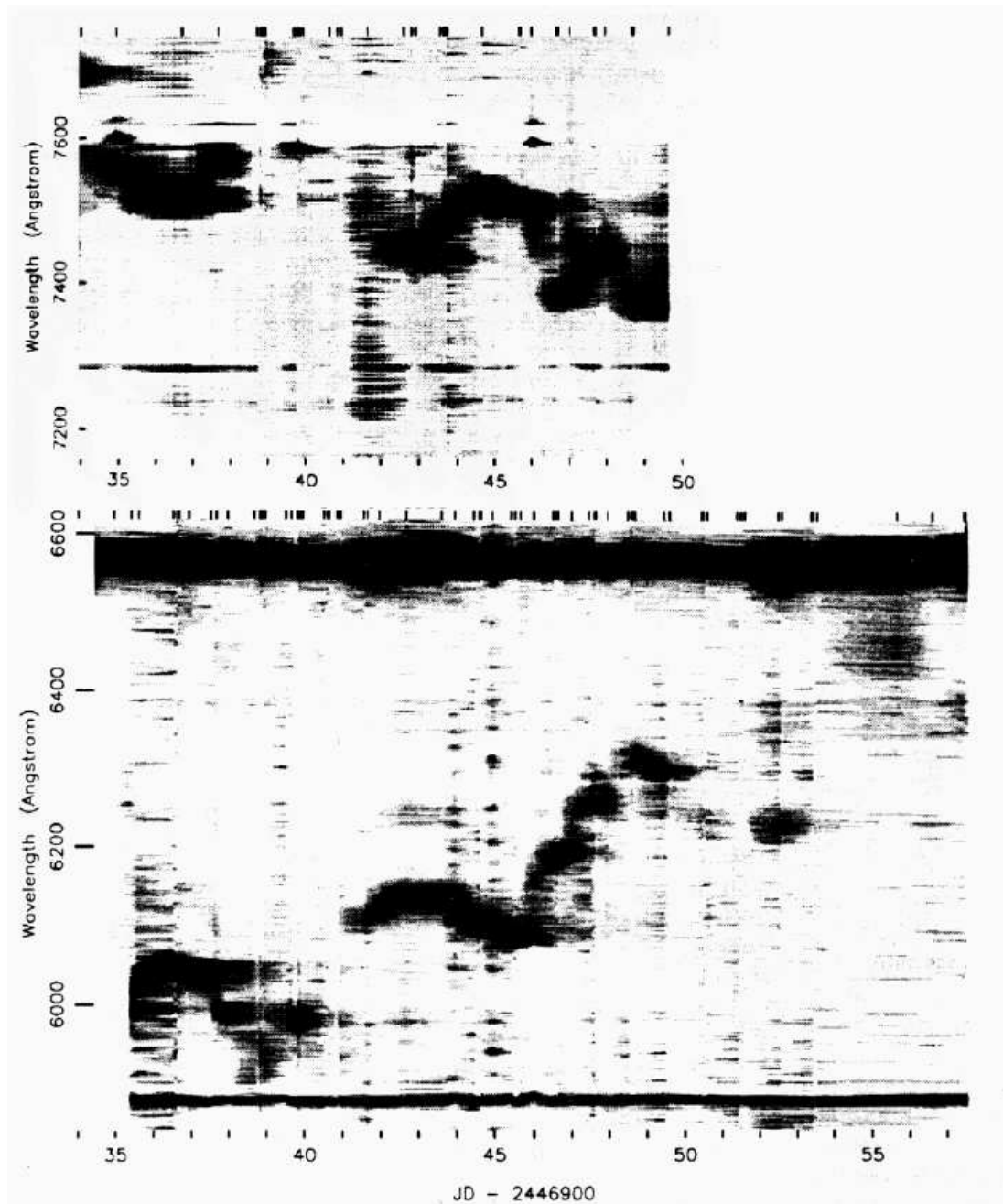


Рис. 6: Поведение движущихся линий $H\alpha^+$ (сверху) и $H\alpha^-$ (снизу) по данным кооперативных наблюдений Vermeulen et al. (1993a). По вертикали – длины волн в двух фрагментах спектров, по горизонтали – даты наблюдений. Более темные места соответствуют более ярким частям профилей линий. Как горизонтальные полосы видны стационарные линии $H\alpha$ и $HeI \lambda 5876$ на нижнем рисунке и линия $HeI \lambda 7281$ на верхнем. Вертикальные черточки в верхних частях обоих рисунков отмечают положения индивидуальных наблюдений.

изучить в деталях. Korylov et al. (1987) и Vermeulen et al. (1993a) приводят кривые блеска отдельных сгустков. Borisov and Fabrika (1987) нашли по данным Korylov et al. (1987) профиль яркости вдоль струи в эмиссии $H\alpha$ на фазе ослабления излучения ($R \geq R_m$):

$$F(H\alpha) \propto \exp(-(R - R_m)/R_f),$$

где максимум излучения приходится на область струи на расстоянии $R_m \approx 4 \cdot 10^{14}$ см от источника (0.6 дня полета), а характерный масштаб затухания излучения равен $R_f = (6.7 \pm 0.5) \cdot 10^{14}$ см (1.0 ± 0.07 дней полета). Этот закон выполняется при изменении $F(H\alpha)$ более чем на 1.5 порядка, излучение следов подвижных линий уверенно прослеживается 4 дня.

Было также найдено уже на основе моделирования профилей подвижной линии $H\alpha^-$ (см. также Panferov and Fabrika (1993)), что на фазе возгорания эмиссии, т. е. при $R < R_m$, профиль яркости струи может быть описан как $F(H\alpha) \propto \exp((R - R_m)/R_{in})$, где $R_{in} \leq 1.7 \cdot 10^{14}$ см (0.25 дней полета). Новые порции газа у основания струй остывают и начинают интенсивно излучать в линиях водорода весьма быстро, всего за несколько часов. Vermeulen et al. (1993a) находят, что полное время возгорания новых порций газа в струях составляет 6–10 часов. Таким образом, профиль яркости струй SS433 можно считать установленным.

Геометрические и кинематические параметры струй были определены Borisov and Fabrika (1987) на основе моделирования профилей подвижной линии $H\alpha^-$ (Рис. 7). Модельная струя совершала прецессионное и нутационное движения и заполнялась у основания облаками газа, распределенными по радиусу сечения струи по нормальному закону со стандартным отклонением $\theta_j/2$. Газ двигался по баллистическим траекториям с постоянной скоростью. В работе (Korylov et al., 1986) был заподозрен эффект замедления газа в струях $\Delta v_j/v_j \leq 10^{-2}$, или не более 10 Å за несколько дней полета. Этот эффект является слабым и, если даже существует, не влияет на структуру расчетных профилей линий. Было найдено, что раствор струй $1^\circ 0 < \theta_j < 1^\circ 4$, при этом вклад в наблюдаемую ширину подвижной линии вносит не только естественный раствор струи θ_j , но и параметры нутационной траектории. Угол нутации равен $\theta_n = 2^\circ 8 \pm 0^\circ 3$. По типичной структурности профилей

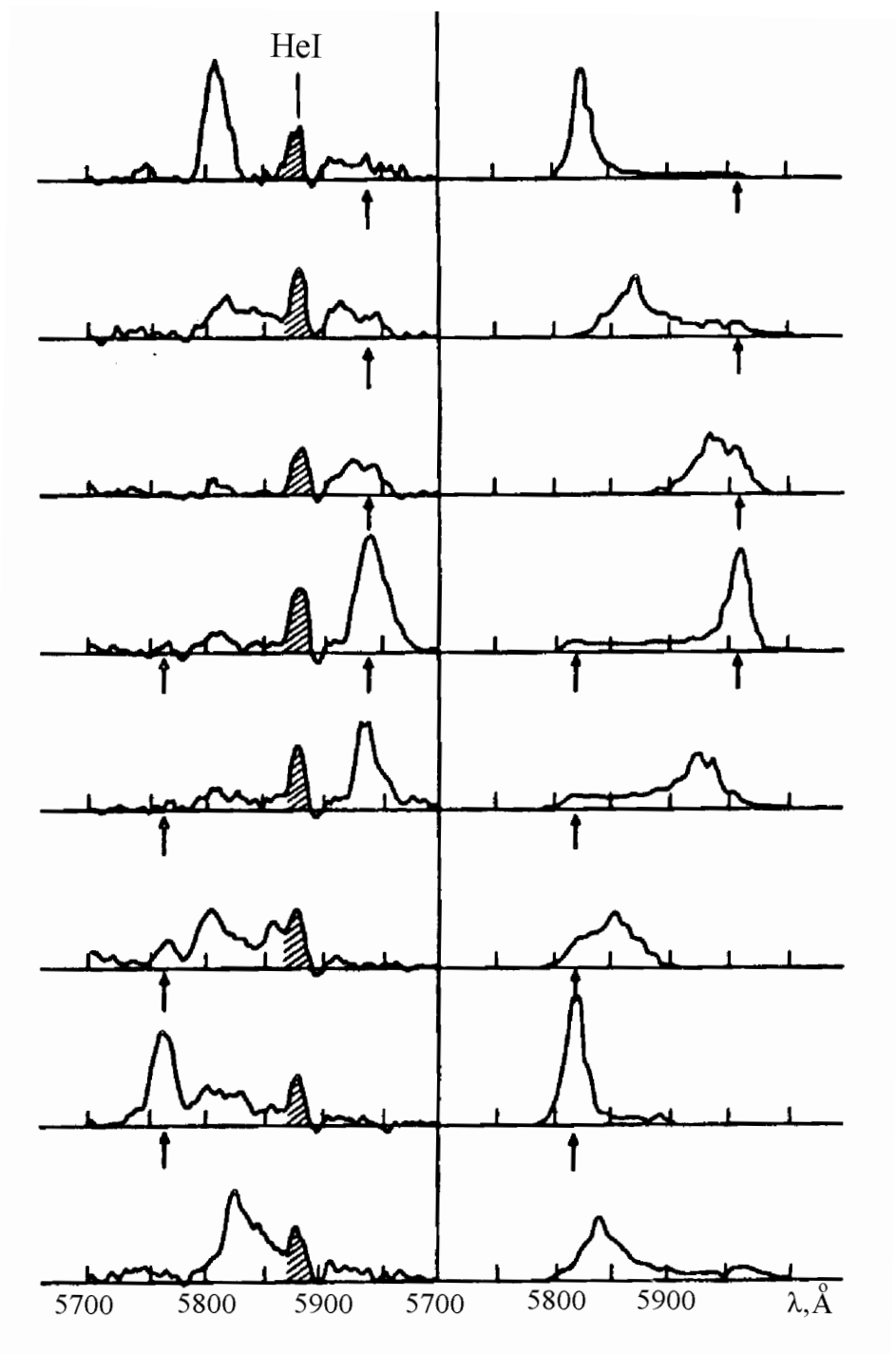


Рис. 7: Профили подвижной линии $\text{He I } \lambda 5876$, слева — наблюдаемые с 21 по 28 июля 1981 г. (Korylov et al., 1986; 1987), справа — модельные, дата возрастает снизу вверх. Заштрихована стационарная линия $\text{He I } \lambda 5876$. Стрелочками обозначены эволюционирующие компоненты на длинах волн, соответствующих экстремумам нутационной кривой лучевых скоростей.

линий было найдено, что количество облаков (сгустков газа) в струе равно весьма приближенно $\sim 10^3 \div 10^4$ или время генерации одного облака соответствует ~ 100 с. Однако, темп поступления газа в струи переменен также на временах около $0.3 \div 0.5$ (Borisov and Fabrika, 1987; Vermeulen et al., 1993). Эта спорадическая активность (пули) создает крупномасштабную структуру профилей линий.

Ниже, при описании физического состояния газа в оптических струях мы обоснуем вывод, что газ струи находится в еще более мелких сгустках (собственно в облаках или облачках) размером $l \sim 10^8$ см, которые образуются в результате тепловых неустойчивостей при остывании газа. Можно говорить об иерархической структуре струй: i) мелкие облачка, ii) облака со временем генерации ~ 100 с, iii) крупномасштабные порции со временем генерации $0.3 \div 0.5$. Термин "пули", принятый в начале исследований SS433, как правило, относился к ярким эмиссионным компонентам линий, которые формируются за счет эффекта проекции. Поэтому в свете более детальных знаний о структуре струй этот термин может показаться не вполне удачным, и здесь мы приписали его к последним крупномасштабным неоднородностям. Время ~ 100 с совпадает со временем распространения струи внутри канала аккреционного диска. Это совпадение может быть рассмотрено как аргумент в пользу коллимации струи и образования данных неоднородностей в ней за счет тепловых или гидродинамических неустойчивостей во время ее движения внутри канала. Время порядка 0.3–0.5 дня может быть сопоставлено с характерным временем неустойчивостей во внешних частях аккреционного диска, с образованием спиральных ударных волн, т. е. с процессами, модулирующими темп переноса газа в центральные части аккреционного диска.

Радиоструи и W50

Уникальность радиоструй SS433

SS433 очень яркая радиозвезда, центральный радиоисточник излучает на уровне 1 Jy на сантиметровых длинах волн. Практически все излучение SS433 идет от струй, это нетепловое синхротронное излучение. На картах, получен-

ных на VLA (Hjellming and Johnston, 1981) непосредственно видна структура прецессирующих струй. Несмотря на то, что в целом размеры радиоструй в сотни раз больше H α -струй, фаза прецессии (ориентация) радиоструй хорошо соответствует кинематической модели. Газ, в котором генерируются излучающие электроны, очевидно, движется по тем же самым баллистическим траекториям, что и H α -облака и непосредственно с ними связан. Это позволяет измерить расстояние (5.0 кпк) до SS433 с беспрецедентной для астрономии точностью, около 5–10 %. Максимум радиоизлучения приходится на область расстояния от источника $\sim 10^{15}$ см (Hjellming and Johnston, 1981; Romney et al., 1987; Vermeulen et al., 1993b), это как раз то место, где максимально оптическое излучение струй в линиях. До расстояния от источника $\sim 10^{17}$ см яркость радиоструй постепенно уменьшается, и далее они не видны вплоть до расстояния $\sim 10^{20}$ см. Здесь происходит торможение струй, наблюдаются крупномасштабные рентгеновские струи, увеличение интенсивности радиоизлучения (Brinkmann et al., 1996). В результате образуются так называемые ”уши” радиотуманности W 50, в которых имеются области рентгеновского и оптического излучения.

На Рис. 8 показано радиоизображение SS433 на разных угловых масштабах из работы Paragi et al. (2000). Радиотуманность W50 изображена как мозаика (Dubner et al., 1998) изображений VLA на 1.4 ГГц (а), изображение прецессирующих струй на масштабе $\sim 10^{17}$ см было получено на интерферометре MERLIN и глобальной VLBI решетке array (EVN+VLBA+Y1) на частоте 1.6 ГГц (b), на изображении внутренних струй (EVN, VLBA, MERLIN, VLA) на 1.6 ГГц (c) видна как область поярчания радиоизлучения, расположенная вдоль струй на расстоянии около 50 mas, так и слабая радиоструктура перпендикулярная струям (см. ниже).

Радиоспектр SS433 типичен для синхротронного излучения (Seaquist et al., 1980), спектральный индекс $\alpha \approx -0.6$ ($S_\nu \propto \nu^\alpha$) в области частот 0.3–22.5 GHz. На частотах $\nu \sim 0.3$ GHz наблюдается завал или уплощение спектра, которое может быть вызвано синхротронным самопоглощением, но не менее вероятно, что это результат свободно–свободного поглощения радиоизлучения газом ветра из аккреционного диска.

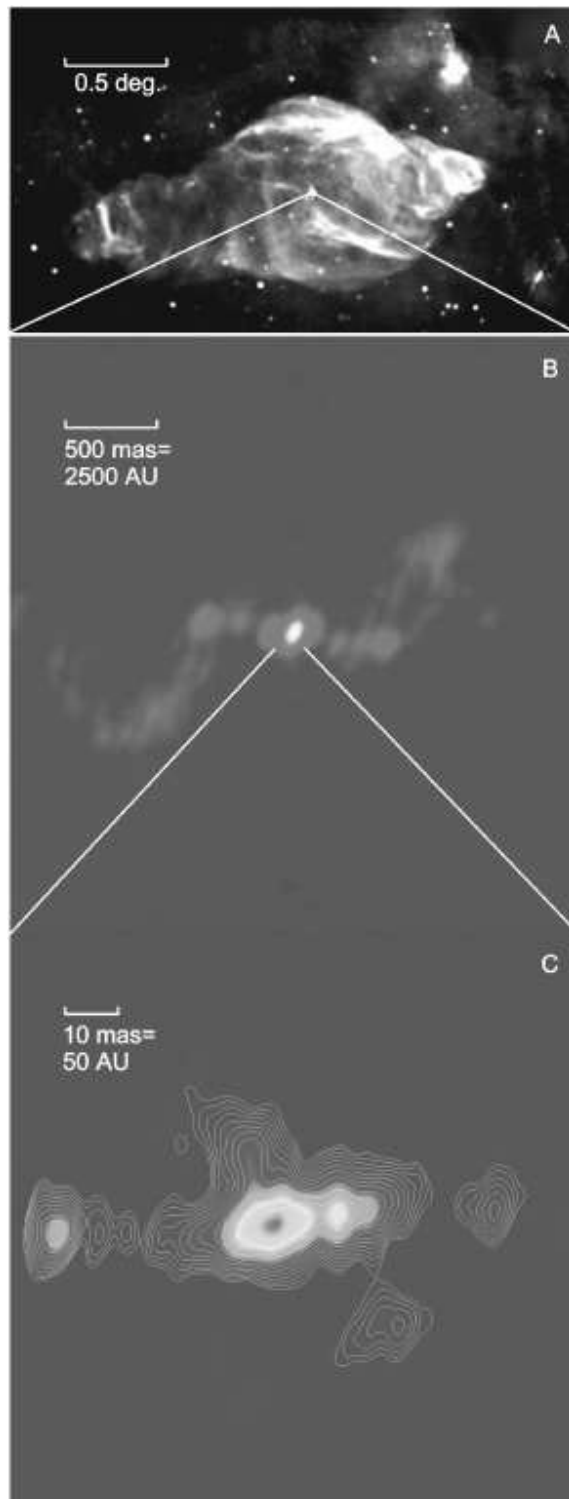


Рис. 8: Радиоизображение SS433 на разных угловых масштабах (Paragi et al., 2000). а) туманность W50 (Dubner et al., 1998) на 1.4 ГГц, б) прецессирующие радиоструи, в) внутренние струи, где видна как область поярчения радиоизлучения, расположенная вдоль струй на расстоянии около 50 mas, так и слабая радиоструктура перпендикулярная струям.

Радиоизлучение определенно формируется релятивистскими электронами, сопровождающими струи и непрерывно генерирующимися в них. Струи SS433 "тяжелые", состоящие из e^-p^+ плазмы, и относительно низкоскоростные ($v_j = 0.26c$) по сравнению с известными микроквазарами. Принципиальным является то, что струи SS433 состоят из плотных облаков газа, способных проникнуть на значительные расстояния без заметного торможения. Поэтому эти струи хорошо наблюдаются спектрально в оптике и рентгене, и на изображениях в радио и рентгене. В этом состоит уникальность струй SS433, точнее, SS433 предоставляет явный и бесспорный пример тяжелых струй. Релятивистские частицы скорее всего ускоряются в ударных волнах при взаимодействии струй с газом, истекающим из аккреционного диска. Интересно, что этот же механизм взаимодействия струй и медленного ветра диска необходимо привлекать (см. ниже) для объяснения длительности оптического излучения струй, а также для объяснения 6-дневных колебаний радиопотока SS433.

Радиозлучение струй имеет существенную линейную поляризацию, 10–20 % (Seaquist, 1981; Niell et al., 1981), поляризация переменна и направлена вдоль "мгновенного" направления струй. Недавно было доложено об открытии круговой поляризации радиоизлучения (Fender et al., 2000). На частотах 1–9 GHz круговая поляризация составляет 0.3–0.6 % и ее спектр $V \propto \nu^{-0.9 \pm 0.1}$. Круговая поляризация может возникать в результате прямого синхротронного механизма излучения релятивистских электронов в струях. В таком случае напряженность магнитного поля ~ 50 mG (Fender et al., 2000), т. е. примерно такого же порядка как требуется для объяснения низкочастотного завала спектра (Seaquist, 1981). Fender et al. (2000) предположили, что наблюдаемая круговая поляризация возникает при конверсии линейно поляризованного излучения при распространении последнего через плазму с эллиптической (или линейной) модами прохождения. В таком случае степень круговой поляризации может быть такой высокой как 10 %.

Для понимания процессов в струях также важно, что в SS433 обнаружена переменная линейная поляризация в УФ излучении (Dolan et al., 1997). В области 2800 \AA излучение поляризовано до 10–15 %. Направление этой поля-

ризации, также как и в радиодиапазоне, соответствует направлению струй. Происхождение этой поляризации не ясно (см. ниже Гл. "Сверхкритический аккреционный диск и компоненты по данным фотометрии"). Если эта поляризация связана со струями, то возникает она на расстоянии от источника не большем, чем размер двойной системы, скорее всего в местах появления струй над фотосферой ветра. Максимум излучения SS433 приходится именно на УФ диапазон, источник этого излучения — аккреционный диск или область, находящаяся непосредственно над диском, которая затмевается вторым компонентом системы.

Переменность радиопотока

Длительный мониторинг SS433 в радиочастотах (Johnston et al., 1981, 1984; Bonsignori-Facondi et al., 1986; Fiedler et al., 1987; Bursov and Trushkin, 1995) прекрасно демонстрируют активные и пассивные состояния объекта. Вариации радиопотока на низких частотах запаздывают по отношению к вариациям потока на высоких частотах в среднем на несколько дней. Радиоструи, наблюдаемые с помощью VLBI-техники, присутствуют как в активные, так и в пассивные периоды (Romney et al., 1987; Fejes et al., 1988; Vermeulen et al., 1993b). В пассивные фазы радиопоток SS433 меняется незначительно, до 10 %, однако в активные фазы наблюдаются мощные, часто накладывающиеся друг на друга вспышки. Длительность активных состояний различна, от 30 до 90 дней. Длительность индивидуальных вспышек составляет от одного до нескольких дней.

Не замечено какой-либо зависимости моментов "включения" объекта, т.е. переходов в активное состояние, от фаз орбиты или прецессии. Также сам радиопоток не обнаруживает заметных изменений с орбитальным или прецессионным периодами. Однако была замечена переменность радиопотока с нутационным 6-дневным периодом. Johnston et al. (1981) обнаружили такую переменность во время активного периода, когда радиоизлучение определяется в основном вспышками.

Band and Grindlay (1984) предположили, что в модели ведомого диска (ось вращения оптической звезды наклонена к оси орбиты) вспышки могут

происходить дважды за орбитальный период во вращающейся с плоскостью экватора звезды системе отсчета, т. е. с периодом 6.06 дня, из-за изменений объема критической поверхности Роша с этим периодом. Уменьшения эффективной поверхности Роша должны происходить в моменты, когда релятивистская звезда оказывается на линии узлов, т. е. в плоскости экватора звезды-донора. В той же модели ведомого диска, и также дважды за орбитальный период во вращающейся системе (6.06 дня) должны происходить возмущения аккреционного диска за счет гравитационного момента силtorque от звезды-донора, воздействующего на внешний край диска. Максимальные возмущения диска возникают в моменты, когда донор оказывается перпендикулярно линии узлов, — здесь уже линии пересечения плоскости аккреционного диска и орбитальной. Это хорошо известный механизм кивающих движений аккреционного диска (Katz et al., 1982), наиболее естественно объясняющий нутационные движения струй. Оба этих механизма (Band and Grindlay 1984; Katz et al., 1982), в принципе, могут модулировать энерговыделение или струйную активность SS433. Мы вернемся к этим механизмам в следующем параграфе применительно к описанию вспышек SS433.

Здесь важно заметить, что если 6-дневные вариации радиопотока (и оптического, см. Гл. "Сверхкритический аккреционный диск и компоненты по данным фотометрии") связаны с перестройкой аккреционной структуры или с реальной модуляцией активности объекта, то следует ожидать переменности с синодическим периодом 6.06 дней, $f_{6.06} = 2f_{orb} + 2f_{pr}$, а если эта переменность связана с геометрическими или проекционными эффектами (как сами нутационные движения струй), то следует ожидать переменности с периодом 6.28 дня, $f_{6.28} = 2f_{orb} + f_{pr}$.

Trushkin et al. (2001) обнаружили 6-дневный период в спокойном радиоизлучении. Последнее может быть связано с нутационным покачиванием струй и соответствующим изменением амплитуды эффекта релятивистского поярчанияbeaming излучения. Амплитуда изменения наклона струй к лучу зрения в ходе прецессионного вращения существенно больше, чем в результате нутаций ($\pm 20^\circ$ против $\pm 3^\circ$), тем не менее, прецессионные изменения радиопотока не зарегистрированы, скорее всего из-за сильной спорадической пе-

ременности (активные состояния) SS433 на временах сравнимых с периодом прецессии. Это подтверждается тем, что 6-дневная переменность обнаружена только на относительно коротких рядах или во время спокойного состояния объекта. В качестве альтернативной интерпретации необходимо заметить, что с 6-дневным периодом должны также меняться условия взаимодействия струй и медленного ветра из диска, следовательно, условия генерации релятивистских электронов (Panferov and Fabrika, 1997). В те фазы нутационного периода, когда нутационное и прецессионное смещение струи складываются, эффект взаимодействия максимален. Этот механизм 6-дневной модуляции работает в непосредственной близости от источника, $\sim 10^{14}$ см, т. к. именно такое расстояние проходит ветер за 6 дней оборота струй. Как в случае изменений амплитуды релятивистского поярчания, так и в случае изменений условий взаимодействия струй и ветра следует ожидать переменности радиопотока с синодическим периодом 6.28 дней.

Таким образом, природа 6-дневных вариаций радиопотока как в активном, так и в пассивном состоянии SS433 пока не установлена, но есть серьезные основания надеяться на прогресс в понимании этой переменности. Для этого нужно измерить точное значение периода вариации (6.06 или 6.28 дней) в активном и пассивном состояниях отдельно и сравнить фазы этих переменностей с известными эфемеридами орбитального и нутационного периодов. Причины переменности могут заключаться как в периодических изменениях структуры аккреционного диска (Band and Grindlay, 1984; Katz et al., 1982), так и в чисто геометрических эффектах. В зависимости от механизма можно ожидать разное время запаздывания этой переменности от орбитальной или нутационной фотометрической переменности.

Вспышки

Во время вспышек структура внутренних радиоструй может претерпевать кардинальные изменения, иногда наблюдаются односторонние выбросы (Romney et al., 1987). Вероятно, конкретная радиоструктура вспышки зависит не только от асимметрии выброса, но и от условий взаимодействия струй с окружающим газом ветра из диска SS433 и условий поглощения радиоизлуче-

ния в этом газе. Радиоспектр во вспышке заметно меняется. Как правило, он становится плоским, низкочастотный завал перемещается в область 2–3 ГГц. Детальный анализ отдельных вспышек (Sequist et al., 1982; Band and Grindlay, 1986; Vermeulen et al., 1993c) показывает, что существуют вспышки как минимум двух разных типов. Во вспышках одного типа поток излучения в пике вспышки примерно одинаков на разных частотах, при этом максимум сначала достигается на высоких частотах, затем постепенно смещается в низкие. Вспышки другого типа сложнее, у них существует пороговая частота в районе 1–3 ГГц, ниже которой их поведение подобно вспышкам первого типа. Выше этой частоты максимум излучения достигается одновременно на всех частотах, но поток излучения в максимуме уменьшается с увеличением частоты. Возможно, что первый тип вспышек встречается либо во время спокойного состояния объекта, либо в начале активного состояния. Ни первый, ни второй тип радиовспышек не согласуются (Vermeulen et al., 1993c) со стандартной моделью единичного впрыскивания релятивистских электронов и последующего адиабатического расширения облака (Shklovskii, 1960; van der Laan, 1966). Наблюдаемая кинетика вспышек требует непрерывной генерации релятивистских частиц. Это хорошо согласуется с представлением, что во вспышке резко усиливается взаимодействие струй и ветра.

Интересно, что обсуждались также два типа оптических вспышек (Korolov et al., 1985; Goranskii et al., 1998a). Первый тип — "белые" по цветам UBVR вспышки большой амплитуды, и второй тип — красные вспышки. Когда начинается активный период, SS433 постепенно краснеет (Irsambetova 1997; Goranskii et al., 1998ab), в максимуме активности развивается более мощная околозвездная оболочка. Заметим, что несмотря на множество наблюдений SS433, исследований по развитию вспышек в радио или оптике, которые сопровождались бы спектроскопией, недостаточно для надежных выводов. Вспышки в SS433 являются результатом возмущения в струйной активности, поэтому для понимания вспышек необходим спектральный мониторинг струй. Здесь мы приведем основные закономерности развития вспышки SS433 на основе двух непрерывных длительных наблюдений: Korolov et al. (1985) — оптическая спектроскопия и фотометрия и Vermeulen et

al. (1993abc) — радиофотометрия и интерферометрия, оптическая спектроскопия и фотометрия. Эти закономерности могут быть не подтверждены в будущих наблюдениях, но они вполне следуют из цитированных работ и могут быть весьма полезны для понимания механизма вспышки. В спокойном состоянии объекта в день развития оптической вспышки (первого типа) или несколько раньше, за 1-2 дня до регистрации вспышки, "пропадают" оптические струи. Точнее, интенсивности линий струй существенно уменьшаются, и положения линий резко отклоняются от эфемеридных. В это же время наблюдается ослабление радиоизлучения. Далее наблюдается оптическая и радиовспышка, линии струй появляются на своем месте, и их интенсивность повышена. В момент радиовспышки на VLBI-изображении в струе появляется радиоблоб (сгусток).

Эти закономерности предполагают сценарий, в котором первая вспышка происходит из-за возмущения (по какой-то причине) наклона струи и соответствующего конфликта струи и ветра из диска в непосредственной близости от источника. Возможно, взаимодействие струи и ветра происходит прямо в канале сверхкритического диска, если струя отклонится на угол больший, чем полураствор канала. Амплитуда нутационных покачиваний струй $\approx 3^\circ$, амплитуда подергиваний струй $2.5 - 4^\circ$, амплитуда отклонений струй, которые могли бы привести ко вспышке, вероятно, должна быть еще больше. Этот механизм вспышки — сильные отклонения струй и их взаимодействие со стенками канала — накладывает довольно жесткие ограничения на время изменения наклона струи. При размере фотосферы ветра (см. ниже) $\sim 10^{12}$ см и скорости ветра $\sim 10^8$ см/сек обновление канала происходит за время всего несколько часов. После первой вспышки могут быть возмущены внешние части аккреционного диска, окружающий газ, атмосфера звезды-донора, что может привести к активному состоянию объекта, сопровождаемому уже многими вспышками.

Темп переноса массы в SS433 существенно сверхкритический $\dot{M} \sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ (Shklovskii, 1981; van den Heuvel, 1981), поэтому вспышки скорее всего связаны не с вариациями темпа поступления газа в аккреционный диск, а с возмущениями аккреционного диска и с соответствующими возмущения-

ми наклона струй. Потенциальные механизмы таких возмущений (Band and Grindlay, 1984; Katz et al., 1982) были описаны выше. Кроме того, возможно, что в SS433 существует малая эксцентricность орбиты. Например, только за счет одного эффекта некруговой орбиты, если даже эксцентриситет такой малый как $e \approx 0.01$, вариации объема критической полости Роша (один раз за орбитальный период) достигают величины 2% (Band and Grindlay, 1984). В моменты, когда компоненты системы проходят через периастр и в то же время линия узлов экватора звезды (Band and Grindlay, 1984) совпадает с линией апсид (либо линия узлов аккреционного диска (Katz et al., 1982) в это время перпендикулярна линии апсид), возможны достаточно сильные возмущения, поверхности Роша (либо, соответственно, аккреционного диска). Орбита в SS433 близка к круговой, $e < 0.05$ (Fabrika et al., 1990), это следует из анализа интервалов между затмениями диска и звезды (Min I и Min II). Недавно было обнаружено, что самые яркие оптические вспышки в SS433 происходят в выделенном и весьма узком интервале фаз орбитального периода (Fabrika and Irsambetova, 2002). Это рассматривается как свидетельство небольшого эксцентриситета в SS433, т. к. некруговая орбита предоставляет единственную возможность появления вспышек в выделенных фазах орбитального периода.

Непосредственно из наблюдений следует, что область возникновения радиовспышек ~ 100 а.е. или внутри 20 mas (Vermeulen, 1993bc). Время запаздывания радиовспышек по отношению к оптическим от нескольких часов до нескольких дней. Вероятно, во вспышках разных типов по-разному проявляется связь между оптической и радиоактивностью. Соответственно, не каждая вспышка в радиодиапазоне сопровождается оптической вспышкой. Данных по вспышкам в рентгеновском диапазоне не так много (Grindlay et al., 1984; Kopani, 2002), т. к. для анализа вспышек нужны длительные мониторинговые наблюдения. Рентгеновское излучение SS433 в основном возникает в струях и в окружающем струи газе в непосредственной близости от источника, $\sim 10^{11-13}$ см. В следующей главе мы подробно опишем рентгеновские данные и параметры рентгеновских струй.

Зона поярчания радиоизлучения

Во внутренних радиоструях SS433 имеется зона поярчания brightening радиоизлучения, которая наблюдается на VLBI-изображениях (Romney et al., 1987; Vermeulen et al., 1987; 1993b) на расстоянии ≈ 50 mas от центра. После появления радиосгустков blobs в самом центре, их излучение заметно слабеет по мере движения сгустка, но при прохождении зоны поярчания поток возрастает снова и может даже превысить начальный радиопоток сгустка. За зоной поярчания излучение сгустка сильно слабеет. На Рис. 9 приведены VLBI карты SS433 (Vermeulen et al., 1987), полученные с помощью the European VLBI Network (EVN) на частоте 4.99 ГГц с интервалом в 2 дня, начиная с 17 мая 1985 г. Точками отмечены 2-х дневные интервалы на траекториях распространения струй. В среднем картина весьма симметрична, однако, заметны отклонения от симметрии в двух струях и отклонения от траектории кинематической модели.

Радиоизлучение вдоль VLBI-струй непрерывно, как непрерывна струйная активность в оптике, и оно подчиняется приведенной выше закономерности (ослабление – поярчание – ослабление). Но радиоизлучение также сильно промодулировано отдельными сгустками с характерным временем генерации от одного до нескольких дней. Модуляция яркости VLBI-струй кажется существенно бóльшей, чем модуляция $H\alpha$ -струй. Однако, если в первом случае мы судим о модуляции по изображению струй, то во втором по переменности интенсивности излучения линий во времени. Весьма вероятно, что переменность радиоизлучения вдоль струи (в спокойном состоянии объекта) связана не с изменением темпа потери массы, а с заметным усилением процесса генерации частиц в выделенных фазах нутационного периода, например, когда нутационное и прецессионное движения складываются. В оптических струях подобный эффект хорошо изучен (предыдущая глава), но это эффект проекции, когда в фазах экстремумов лучевых скоростей периода нутации излучение в линии накапливается на одной лучевой скорости, что создает яркие эмиссионные линии в спектре, которые в ранних исследованиях было принято называть "пулями". Фактически, излучение в оптических линиях вдоль струй практически непрерывно, за исключением модуляции с характерным

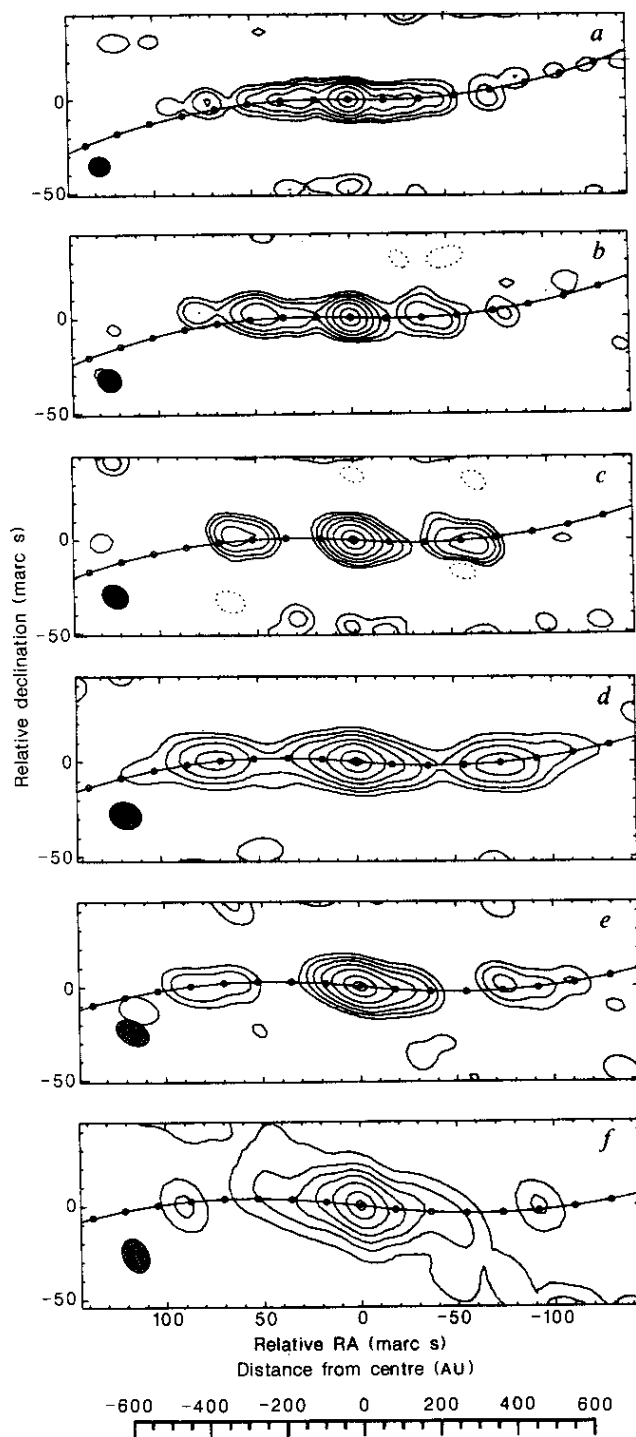


Рис. 9: VLBI карты SS433 (Vermeulen et al., 1987), полученные с интервалом 2 дня, начиная с 17 мая 1985 г. Темный эллипс соответствует угловому разрешению. Кривые на каждом изображении показывают траектории струй согласно кинематической модели, точками отмечены интервалы в 2 дня на траекториях распространения струй. Зона поярчания радиоизлучения располагается примерно на расстоянии 50 mas от центра. (Репродукция с разрешения *Nature*.)

временем $0.3 \div 0.5$. Соответственно, темп потери массы в струях также почти непрерывен.

"Активный" участок VLBI-струй начинается с расстояния от центра $1.5 \cdot 10^{14}$ см или 2 mas (Paragi et al., 1999) и заканчивается непосредственно за зоной поярчания $\approx 4 \cdot 10^{15}$ см. Активный участок H α -струй начинается на $1.7 \cdot 10^{14}$ см от центра (масимум излучение приходится на $4 \cdot 10^{14}$ см, Borisov and Fabrika (1987)) и заканчивается непосредственно перед зоной поярчания радиоизлучения. Мы видим, что наиболее интенсивно как в радио, так и в оптических линиях, излучает одна и та же область в струях. В ней работает, вероятно, один и тот же механизм (взаимодействие струй с медленным ветром), приводящий как генерации релятивистских электронов, так и к удержанию облаков относительно холодного газа, излучающего в оптических линиях. В главе "Строение и формирование струй" этот механизм будет обсуждаться подробнее, здесь мы опишем его качественно.

Зона поярчания радиоизлучения располагается на расстоянии примерно $3.7 \cdot 10^{15}$ см, что соответствует 5.6 дням полета газа. Vermeulen et al. (1987) предположили, что на этом расстоянии от SS433 заканчивается взаимодействие струи с газом ветра оптической звезды. Струя выметает газ медленного ветра по образующей прецессионного конуса, медленный ветер после прохождения струи вновь заполняет это пространство. Через 164 дня полного прецессионного оборота струя проходит сквозь новый газ. Струя движется через новый газ только всего несколько дней, после чего она выходит на свободное от ветра пространство, которое не успел заполнить ветер и где уже возможно свободное расширение облаков газа струи и усиление радиоизлучения. Этот же сценарий обсуждался Davidson and McCray (1980) для объяснения длины оптических струй. Из наблюдений, однако, следует, что оптическое излучение струи заканчивается на расстоянии $3 \cdot 10^{15}$ см, что соответствует времени свечения $\Delta t_j = 4.5$ дня, что на один день меньше времени полета до зоны поярчания. Кроме того, оптическая звезда в SS433 переполняет критическую поверхность Роша и вряд ли обладает мощным изотропным ветром. Было предположено (Panferov and Fabrika, 1997; Panferov, 1999), что струя взаимодействует с ветром из аккреционного диска и скорость ветра в околополярных

областях диска в этом сценарии составляет $V_w = (\Delta t_j / P_{pr}) V_j \approx 2000$ км/с. За зоной взаимодействия струи и ветра располагается зона расширения $H\alpha$ -облаков, протяженность которой составляет 1 день полета струи. Расширение облаков приводит к существенному изменению структуры струи и к усилению эффективности генерации релятивистских частиц. Такой механизм действительно вполне может претендовать на объяснение появления зоны поярчания радиоизлучения.

Экваториальный ветер

Последние радиоинтерферометрические наблюдения SS433 с рекордно высоким угловым разрешением (Paragi et al., 1999; 2000; Blundell et al., 2001) открыли необычную структуру во внутренних областях. В области размером ~ 5 mas ($3.7 \cdot 10^{14}$ см) Paragi et al. (1999) обнаружили провалгар в радиоизлучении на 1.6, 5 и 15 ГГц. Размер провала увеличивается с уменьшением частоты, как примерно и должно быть в геометрии конических струй (Blandford and Königl, 1979; Hjellming and Johnston, 1988), если ослабление интенсивности излучения центральной части струй возникает за счет синхротронного самопоглощения. Центральный источник находится на линии струй, однако, его положение несимметрично относительно двух струй. Провал со стороны удаляющейся (западной) струи более протяженный. Эти геометрические особенности, а также разные интенсивности и спектры радиоизлучения двух внутренних струй надежно указывают на то, что кроме синхротронного самопоглощения внутреннее радиоизлучение ослабляется за счет свободно-свободного поглощения. Размер провала также меняется со временем, вероятно, геометрия поглощающего газа зависит от фаз прецессии и орбиты. Центральный провал в радиоизлучении свидетельствует о наличии экваториальной оболочки. Поглощающий газ окружает двойную систему в виде наклонной дископодобной оболочки, проекция которой примерно перпендикулярна направлению струй.

Paragi et al. (1999) нашли явные свидетельства существования в SS433 газа, расположенного в плоскости, перпендикулярной струям. По обе стороны от центрального источника на расстоянии 40–50 mas (200–250 а.е.) на частоте

1.6 ГГц были обнаружены радиоизлучающие области. Их можно заметить на Рис. 8с. Радиоособенности, которые существенно не согласуются с кинематической моделью струй (“аномальные выбросы”), наблюдались в SS433 и раньше (Romney et al., 1987; Spencer and Waggett, 1984; Jowett and Spencer, 1995). Однако, отклонения струй на угол больше $5\text{--}10^\circ$ никогда не наблюдались в оптической спектроскопии, несмотря на то, что спектральные наблюдения покрывают интервал в десятки раз более длительный, чем VLBI-наблюдения. Экваториальные области Paragi et al. (1999) имеют очень высокую яркостную температуру (10^{7-8} К), что исключает возможность теплового радиоизлучения. В разные сезоны наблюдений эти области имеют различную конфигурацию (Paragi et al., 2000; 2002), т. е. они меняются с характерным временем как минимум десятки дней. Проведенных наблюдений пока недостаточно для выявления периодичности в изменениях этих областей.

По данным Blundell et al. (2002) перпендикулярные струям компоненты представляют собой не отделенные от источника области, а непрерывные-*smooth* структуры типа гало. Спектр радиоизлучения этих компонент плоский ($\alpha = -0.12 \pm 0.02$, $S_\nu \propto \nu^\alpha$), что характерно для теплового излучения. Однако, высокая яркостная температура совершенно противоречит тепловому механизму излучения.

Скорость экваториального ветра в непосредственной близости от SS433 найдена по лучевым скоростям линий поглощения (Fabrika et al., 1997a), она зависит от угла над плоскостью прецессирующего диска и составляет от ≈ 100 км/с до ≈ 1300 км/с, средняя скорость ≈ 350 км/с. Скорость расширения этой оболочки оценена также по собственному движению фрагментов на VLBI-изображениях (Paragi et al., 2002), она составила ~ 1200 км/с.

Наличие в SS433 мощного потока газа, растекающегося в плоскости двойной системы, подтверждается целым рядом независимых наблюдений в оптическом, рентгеновском и в радиодиапазонах, далее, описывая другие наблюдения, мы будем возвращаться к интерпретации экваториального ветра. Структуру этого истечения мы опишем подробнее, когда будем обсуждать сверхкритический аккреционный диск SS433. Существование такого потока естественно следует из современных представлений о формировании аккре-

ционного диска в двойной системе при переполнении звездой-донором критической поверхности Роша.

W50

На масштабах десятки парсек вокруг SS433 имеется хорошо известная радиотуманность W50 (Рис. 8а). Обзор результатов исследований этой туманности можно найти у Margon (1984). Центральное положение SS433, вытянутость туманности в направлении восток-запад (P.A. $\approx 100^\circ$) вдоль оси прецессионного конуса струй, многие рентгеновские и оптические данные не оставляют сомнений, что W50 была сформирована (по крайней мере в этом направлении) в результате взаимодействия струй с межзвездным газом. Недавнее открытие экваториальной радиоструктуры SS433 (Paragi et al., 1999), которая, вероятно, образовалась в результате истечения газа из системы из точки L₂ за аккреционным диском (Fabrika, 1993), позволяет предположить, что даже в перпендикулярном струям направлении (север-юг) туманность W50 могла бы быть возбуждена в результате постоянной активности SS433. Плотный экваториальный ветер со скоростью несколько сотен км/с вполне мог бы заполнить тело W50 за время $\sim 10^5$ лет. Конечно, это не означает, что надо исключить предположение, что в формировании туманности W50 определенную роль сыграла вспышка сверхновой, в которой образовалась релятивистская звезда SS433.

Изображение W50, приведенное на Рис. 8а было получено Dubner et al. (1998) на VLA в континууме на 1465 МГц. Оно напоминает морскую ракушку *cupseashell*. Центральная часть туманности представляет собой почти идеальную окружность радиусом 29' (42 пк при расстоянии 5.0 кпк). Она могла бы быть остатком сверхновой, однако ее размер не согласуется со стандартной зависимостью "поверхностная яркость-диаметр" для остатков (Margon, 1984). Возможно, это связано с неоднозначностью в определении расстояния до SS433.

Dubner et al. (1998) находят на основе наблюдаемой морфологии в линии HI и анализа взаимодействия W50 с межзвездным газом, что системная лучевая скорость туманности составляет 42 км/с, что в свою очередь приво-

дит к кинематическому расстоянию до нее 3.0 ± 0.2 кпк. Однако, известное расстояние 5.0 кпк было получено из сопоставления картины движения радиоструй с кинематической моделью, а в правомерности последней не может быть сомнений. Итак, расстояние до W50, определенное как по лучевой скорости туманности, так и по зависимости "поверхностная яркость–диаметр", заметно меньше, чем расстояние до SS433, определенное на основе известной скорости распространения оптических струй, 0.26с, которая, в свою очередь, измерена по поперечному эффекту Доплера. Эта проблема достаточно трудна. По нашему мнению ответ следует искать в необычности свойств W50.

Скорость W50, полученная по линиям H α , согласуется с системной скоростью SS433, полученной по кривой лучевых скоростей линии HeII $\lambda 4686$ (27 ± 13 км/с (Crampton and Hutchings, 1981), -13 ± 12 км/с (Fabrika and Vyshkova, 1990)) с учетом того, что небольшое расхождение в скорости туманности и объекта вполне допустимо из-за эффектов отдачи kick и нескомпенсированного импульса при вспышке Сверхновой в двойной системе. Восточные и западные оптические волокна W50 имеют лучевую скорость соответственно 79 и 54 км/с, и формальная средняя величина скорости равна 67 ± 6 км/с (Mazeh et al., 1983). Однако, эти данные совсем не согласуются с радионаблюдениями с длинными базами (и с той же кинематической моделью), а также с недавними рентгеновскими наблюдениями эмиссионных линий струй на расстоянии $\sim 10^{17}$ см от SS433 (Migliari et al., 2002), из которых следует, что восточная струя приближается к наблюдателю, а западная удаляется.

Плоскость Галактики проходит с западной стороны от W50 почти перпендикулярно к ее оси, поэтому западная часть туманности более короткая и яркая (Рис. 8а). Две стороны туманности асимметричны во многих отношениях, например, спектральный индекс радиоизлучения центральной части W50 составляет $\alpha \approx 0.5$, а в восточном и западном крыльях туманности соответственно 0.8 и 0.4 (Dubner et al., 1998). Эти же авторы оценили общую кинетическую энергию расширения туманности как $\sim 2 \cdot 10^{51}$ эрг (при принятом ими расстоянии 3 кпк), что при времени жизни туманности $2 \cdot 10^4$ лет (Zealey et al., 1980) соответствует полному потоку кинетической энергии $3 \cdot 10^{39}$ эрг/с.

Протяженные струи

Восточные и западные оптические волокна туманности W50 (Zealey et al., 1980; Kirshner and Chevalier, 1980; Königl, 1983; Mazeh et al., 1983) лежат внутри проекции прецессионного конуса струй на расстоянии $R_{W50} \approx 50$ пк от SS433. Волокна ориентированы поперек струй. Обнаружены протяженные рентгеновские струи, которые прослеживаются до оптических волокон, причем максимумы рентгеновского излучения как бы окаймляют эти волокна (Watson et al., 1983). Оптические спектры волокон показывают, что газ нагревается ударными волнами, скорость волн 50–90 км/с. По отношению интенсивностей линий S [II] $\lambda 6717/\lambda 6731$ оценены электронная концентрация в волокнах $n_e \approx 10^2 \text{ cm}^{-3}$ и газовое давление $P \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ (Königl, 1983). Поскольку волокна образованы за счет выметания межзвездного газа струями, давление в волокнах должно соответствовать динамическому давлению струи. Königl (1983) и Fabrika and Borisov (1987) на основе этого оценили темп потери массы в струях SS433, который с учетом реального раствора струи $\theta_j \approx 1^\circ$ составляет $\dot{M}_j \sim 5 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ (соответствующая кинетическая светимость $L_k \sim 10^{39}$ эрг/с).

В инфракрасном диапазоне на спутнике IRAS (Band, 1987) в западном крыле W50 обнаружены узлы излучения, которые расположены вдоль оси распространения западной струи. Восточное крыло не имеет заметной эмиссии в ИК. Спектр узлов в диапазоне четырех полос IRAS (от 12μ до 100μ) достаточно крутой. На камере ISOCAM обсерватории ISO Fuchs (2002) картировала W50 и обнаружила излучение некоторых узлов в полосе $14\text{--}16\mu$, некоторые узлы совпадают также с областями миллиметрового излучения CO перехода (1–0) на 115 ГГц. Возможно, что струи SS433 на западе сталкиваются с пылевыми областями и прогревают их, возможно, ИК излучение имеет синхротронную природу.

Крупномасштабные струи SS433, наблюдаемые в W50 представляют собой уникальную лабораторию для изучения процессов торможения струй и их взаимодействия с межзвездным газом. Рентгеновское диффузное излучение SS433 (рентгеновские "уши") были обнаружены Seward et al. (1980). Watson et al. (1983) произвели рентгеновское картирование окрестностей SS433

на Einstein Observatory. Протяженные рентгеновские уши или струи простираются на восток и запад от источника вдоль оси прецессии радиоструй в полном соответствии с ориентацией и асимметрией W50. Рентгеновское излучение становится заметным на расстояниях около 20 пк (15') от источника, достигает максимума на расстоянии 50 пк (в области оптических волокон) и заканчивается на расстояниях 60 пк. Диффузное рентгеновское излучение заметно мягче, чем излучение центрального источника. Светимость каждой струи равна $\sim 6 \cdot 10^{34}$ эрг/с (0.5–4.5 кэВ). При предположении, что рентгеновское излучение имеет тепловую природу Watson et al. (1983) оценили полную тепловую энергию рентгеновского газа $\sim 1.2 \cdot 10^{51}$ эрг, что неплохо согласуется с приведенными выше оценками полной энергии струй и энергии W50.

Замечательной особенностью протяженных рентгеновских струй является то, что их полный раствор около 20° (Brinkmann, et al., 1996), что заметно меньше раствора конуса прецессии оптических и внутренних радиоструй (40°). Такую же геометрию имеют внешние радиоуши W50 (Рис. 8а), их полный раствор заметно меньше, чем у конуса прецессии в кинематической модели. Было бы естественно ожидать соответствия кинематической модели и геометрии протяженных структур в W50. Кроме того, поверхностная яркость рентгеновского излучения возрастает при приближении к оси прецессии, хотя на первый взгляд, кажется, что протяженные рентгеновские струи должны быть полыми и иметь максимум излучения вдоль образующей конуса прецессии ($\pm 20^\circ$).

Для иллюстрации протяженных струй на Рис. 10 мы приводим рентгеновское изображение SS433 по данным ASCA GIS (Kotani, 1998). Это одно из наиболее глубоких рентгеновских изображений окрестностей SS433. Для получения этого изображения были соединены несколько изображений, причем полученные с разным временем экспозиции. Центральный яркий источник — SS433, полный размер всей системы струй около одного градуса.

Последующие исследования рентгеновских окрестностей SS433 проводились на обсерваториях ROSAT, ASCA и RXTE (Yamauchi et al., 1994; Brinkmann, et al., 1996; Safi-Harb and Oegelman, 1997; Safi-Harb and Petre, 1999). Рентгеновские спектры противоположных протяженных струй раз-

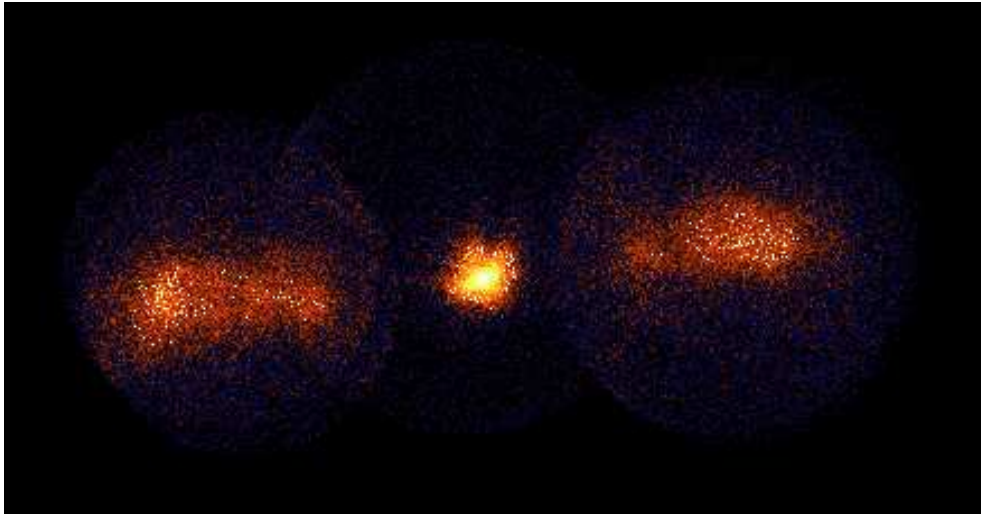


Рис. 10: Рентгеновское изображение SS433 по данным ASCA GIS (Kotani, 1998). Центральный яркий источник SS433, полный размер всей системы струй около одного градуса.

личаются. Спектр восточной струи нетепловой, фотонный индекс в степенном законе $\Gamma \approx 1.6$. На конце этой струи есть область теплового излучения ($T \approx 0.4$ кэВ), причем рентгеновская и радиоструктура очень подобны. Излучение западной струи существенно более мягкое ($\Gamma \geq 2.3$), возможно даже тепловое, но на конце этой струи (в "радиоухе") не обнаружено дополнительного теплового излучения. По данным ROSAT (Brinkmann, et al., 1996) вдоль протяженных струй рентгеновский спектр заметно не меняется, однако, наружу возрастает вклад окружающего струи мягкого излучения. Namiki et al. (2000) нашли, что с удалением от источника рентгеновский спектр становится мягче, спектр нетепловой и непрерывный, в нем отсутствуют эмиссионные линии. Привлечение данных наблюдений RXTE (Safi-Harb and Petre, 1999) подтверждают, что в более широком спектральном диапазоне (до 100 кэВ) спектр протяженных струй (восточная струя) нетепловой, $\Gamma \approx 1.45$, причем полная рентгеновская светимость струи $\sim 1.2 \cdot 10^{35}$ эрг/с. Гамма-излучения от W50, равно как и от SS433 не обнаружено (Geldzahler et al., 1989; Rowell, 2001).

Усиление яркости рентгеновских струй при приближении к оси прецессии, также как и уменьшение раствора конуса распространения струй на больших расстояниях — фокусировка протяженных струй — может быть связано

с гидродинамической коллимацией прецессирующих струй (Peter and Eichler, 1993) или с взаимодействием струй с веществом остатка Сверхновой и формированием вторичных отраженных ударных волн, распространяющихся внутрь конуса прецессии (Velazquez and Raga, 2000). В последнем случае удастся объяснить даже спиральную *helical* структуру, наблюдаемую в радиолобах W50 (Dubner et al., 1998). Скорость ударных волн в направлении оси симметрии в таком случае должна быть не меньше, чем ~ 130 км/с, чтобы с образующей конуса возмущение достигло оси конуса за время $\sim 10^5$ лет на расстоянии от объекта 40 пк.

Однако, не исключено, что угол прецессии струй SS433 может меняться со временем. В модели (прецессии) ведомого диска существует красивый механизм, делающий возможным изменение со временем угла вынужденной прецессии звезды–донора. Matese and Whitmire (1983, 1984) показали, что рассовмещение осей вращения звезды и орбитальной может быть увеличено (как начальный механизм для такого рассовмещения подходит взрыв Сверхновой) в процессе перетекания газа через внутреннюю точку Лагранжа. Хорошо известно, что в тесной двойной системе из–за приливного трения (и переноса массы) орбита стремится к круговой, а угол рассовмещения осей вращения уменьшается. Однако, при перетекании разбалансируется удельный угловой момент потерянного и оставшегося газа, поэтому несовмещенность осей может сохраниться (или даже усилиться) после того, как орбита приблизится к круговой.

Выстраивание осей звезды и орбиты за счет приливных эффектов происходит за время $\sim 10^5$ лет (Papaloizou and Pringle, 1983), это меньше времени эволюции звезды на главной последовательности до стадии переполнения критической полости Роша. Следовательно, для работы механизма Matese and Whitmire релятивистский объект в SS433 должен образоваться либо после заполнения звездой своей полости Роша, либо к моменту формирования релятивистского объекта эта звезда уже должна быть достаточно проэволюционировавшей. Этот вывод представляется достаточно важным. Косвенным подтверждением работы механизма Matese and Whitmire является следующее. Время выстраивания осей вращения звезды и орбитальной в двойной

системе подобной SS433 меньше или примерно равно времени циркуляризации орбиты (Papaloizou and Pringle, 1982), а орбита в этой системе близка к круговой, $e < 0.05$ (Fabrika et al., 1990). Если формирование круговой орбиты в SS433 в результате взрыва Сверхновой не является чисто случайным событием (например, случайная компенсация орбитального импульса асимметричным взрывом Сверхновой, что маловероятно), то необходим механизм предотвращающий быстрое выстраивание осей в этой системе.

Рентгеновские струи

Ранние наблюдения

Ранние рентгеновские исследования центрального источника в SS433 описаны в обзоре Margon (1984). С середины 1980-х годов благодаря открытию рентгеновских линий струй и наблюдениям в затмениях аккреционного диска становится ясно, что рентгеновское излучение тепловое и формируется в основном во внутренних областях непосредственно над аккреционным диском, причем излучает газ релятивистских струй, остывающий на масштабах $\sim 10^{12}$ см. Полная светимость в рентгеновском излучении, $L_x \sim 3 \cdot 10^{35} \div 10^{36}$ эрг/с, существенно меньше болометрической светимости аккреционного диска, $L_{bol} \sim 10^{40}$ эрг/с. Рентгеновское излучение сильно переменное, его интенсивность и спектр, равно как и у оптического излучения, зависит от состояния активности (вспышки), ориентации диска и струй (фаза прецессии), эффектов затмений оптической звездой и поглощения в окружающем газе (орбитальная фаза).

Рентгеновские линии железа были открыты в спектре SS433 из наблюдений на Обсерватории EXOSAT (Watson et al., 1986; Stewart et al., 1987; Brinkmann et al., 1988). В спектре была обнаружена относительно широкая линия, которая перемещалась по спектру. Это перемещение хорошо согласовывалось с кинематической моделью при предположении, что линия излучается в голубой (приближающейся) струе высокоионизованным железом (Fe XXV, 6.7 кэВ), само излучение, очевидно, было тепловым. Соответствующая линия удаляющейся струи не была найдена, что могло быть результатом

затмений удаляющейся струи телом аккреционного диска (соответственно, рентгеновская струя должна быть сравнительно короткой) или результатом заметного ослабления интенсивности излучения удаляющейся струи из-за эффектов релятивистской абберации. Было сделано также заключение о низкой температуре рентгеновского газа струй ($T \sim 2$ кэВ). Соответствующая этой температуре невысокая эмиссионная способность рентгеновского газа приводила к необходимости очень большой кинетической светимости струй, $L_k \sim 10^{40-41}$ эрг/с.

В последующих наблюдениях SS433 на Обсерватории GINGA (Kawai et al., 1989; Brinkmann et al., 1991) рентгеновские понижения блеска были надежно отождествлены с затмениями аккреционного диска. Некоторые из этих затмений очень хорошо согласовывались с оптическими затмениями, даже по одновременным оптическим наблюдениям (Goranskii et al., 1997). Было найдено, что кривые блеска затмений существенно меняются в зависимости от ориентации диска (фазы прецессии).

В наблюдениях GINGA рентгеновские эмиссии струй еще не были разрешены, но уже было отмечено сложное поведение широкой смещенной линии железа на $E \approx 7$ кэВ как прецессионное движение "узкой" линии железа на фоне широкой эмиссионной линии. Во время затмений интенсивность излучения во всей линии уменьшалась пропорционально общему потоку, что означало, что все или основная часть рентгеновского излучения формируется в струях. Температура излучающего газа по данным GINGA резко уменьшалась во время затмений с $kT \sim 30$ кэВ до $kT \sim 12$ кэВ в центре затмения, из чего следовало, что температура струй падает наружу. В последующем анализе данных GINGA (Yuan et al., 1995) была выделена узкая движущаяся компонента линии, формирующаяся в приближающейся струе. Интенсивность этой компоненты была примерно постоянной в системе покоя струи. Было отмечено, что интенсивность оставшейся широкой компоненты линии железа (линия слабоионизованного железа, либо бленда из многих линий) меняется пропорционально изменениям всего рентгеновского потока согласно с прецессионным изменением ориентации аккреционного диска. Во время максимального раскрыва диска на наблюдателя объект становится ярче.

Локализация рентгеновсконо источника

Рентгеновское излучение, образующееся вне двойной системы относительно слабо, т. к. из наблюдений самых глубоких затмений в SS433 (Kotani, 1998) следует, что доля внешнего излучения меньше 30%. Более точной оценки пока нет, либо ответ становится модельно зависимым: какая доля рентгеновского излучения формируется в незатменных остывающих струях ($\sim 10^{13}$ см), какая доля отражается *reflected* или переизлучается в газе сопутствующего ветра, имеется ли дополнительный источник рентгеновского излучения дальше от системы — в области максимума оптических и радиоструй ($\sim 10^{15}$ см) и зоны поярчания радиоизлучения.

В наблюдения на обсерватории Chandra, HETGS (Marshall et al., 2002) зарегистрировано протяженное рентгеновское излучение вокруг центрального источника, на масштабах от $1'' - 2''$ ($(0.7 - 1.5) \cdot 10^{17}$ см) до $6''$. Информация о структуре самого центрального источника, к сожалению, была потеряна из-за эффекта перенакопления *pileup* во время этих наблюдений. Обнаруженный протяженный источник вытянут в направлении оси прецессии струй, к центру его интенсивность возрастает. Полная светимость этого источника составляет $L_{x,ext} = 0.6\% L_x \approx 2 \cdot 10^{33}$ эрг/с, в его спектре Marshall et al. (2002) не обнаружили линий излучения.

Рентгеновские струи разрешенные на масштабах нескольких секунд дуги подтверждаются по наблюдениям на Chandra, ASIS-S в сообщении Migliari et al. (2002). Направление рентгеновских струй полностью совпадает с направлением радиоструй, максимумы рентгеновского излучения в восточной и западной струях наблюдаются на расстоянии $\gtrsim 2 \cdot 10^{17}$ см, однако, центральная часть SS433 также была искажена в этих наблюдениях эффектами перенакопления. Рентгеновская светимость струй на этих расстояниях от источника в диапазоне 2–10 кэВ составила $L_{x,ext} \approx 3 - 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с, что составляет около 3% наблюдаемой средней рентгеновской светимости SS433.

Migliari et al. (2002) обнаружили эмиссионные линии, смещенные согласно кинематической модели. В спектре восточной (приближающейся) струи выделена линия на ≈ 7.3 кэВ, в спектре западной (удаляющейся) струи найдена линия на ≈ 6.4 кэВ, эти эмиссии могут принадлежать линии Fe XXV $K\beta$

(7.06 кэВ), смещенной за счет движения в струях со скоростью 0,26 с. Относительные интенсивности этих двух линий также согласуются с тем, что линии излучаются в струях. Время движения газа струй до областей излучения ~ 200 дней. Излучающая область достаточно протяженна, она покрывает не менее чем один прецессионный цикл (Migliari et al., 2002). Континуальные спектры (0.8–10 кэВ) соответствуют тормозному излучению с температурой 5 кэВ, однако, также хорошо могут быть описаны степенным законом с фотонным индексом 2.1 ± 0.2 .

Обнаруженное Migliari et al. (2002) протяженное рентгеновское излучение не может быть результатом рассеяния коллимированного излучения сверхкритического аккреционного диска во внешнем газе, т. к. в таком случае спектры восточной и западной компонент были бы подобными. Эти данные прямо указывают на нагрев струй на расстояниях между $3 \cdot 10^{15}$ см (конец оптических струй, зона поярчания радиоизлучения) и 10^{17} см.

Весьма вероятно, что рентгеновское излучение на секундных масштабах не имеет никакого отношения к описанным выше протяженным рентгеновским струям, т. к. излучение последних (торможение струй) становится заметным на расстояниях от центра в сотни раз больших ($\approx 15'$). Рентгеновское излучение на секундных масштабах может быть связано либо с взаимодействием струй с ветром от диска, т. е. с областями радиоизлучения (VLA-струи). Будущие рентгеновские наблюдения на секундных и субсекундных угловых масштабах ответят на этот вопрос.

Данные ASCA. Линии и спектр струй

На Обсерватории ASCA было проведено около 30 наблюдений (Kotani et al., 1994; 1996; Kotani et al., 1997ab; Kotani, 1998) в разных фазах орбитального и прецессионного периодов. Рентгеновские затмения имеют разную глубину, в зависимости от ориентации аккреционного диска, затмевается от половины до 2/3 излучения. На ASCA были разрешены эмиссии струй, впервые были найдены отдельно линии приближающейся и удаляющейся струй: Fe XXV $K\alpha, \beta$, Fe XXVI $K\alpha$ (существенно слабее, чем линия гелиоподобного иона), Ni XXVII $K\alpha$; более слабые $K\alpha$ линии, излучаемые только в приближа-

ющейся струе: линии Mg XII, Si XII, Si XIV, S XV, S XVI, Ar XVII; много неразрешенных линий в области 1–1.5 кэВ; флуоресцентная стационарная линия нейтрального или слабо ионизованного железа FeI–X на 6.4 кэВ ($EW(\text{Fe}) \approx 50$ eV), которая, вероятно, формируется за счет переизлучения газом, окружающим струи и в ветре аккреционного диска. Таким образом появилась принципиально новая возможность диагностики рентгеновских струй в SS433 по интенсивностям линий. Будущие наблюдения рентгеновских затмений струй оптической звездой SS433, но с лучшим спектральным разрешением (разрешения Chandra вполне достаточно для этих целей) откроют богатые возможности прямого исследования внутренних струй и той области над фотосферой ветра, в которой эти струи появляются.

Спектр в жесткой области 5–9 кэВ, где излучаются линии железа, хорошо согласуется (с учетом поглощения и вклада основных линий) со степенным законом с фотонным индексом $\Gamma \approx 0.69$. В мягкой области 1–4 кэВ, где излучаются линии менее тяжелых элементов, спектральный показатель степени равен $\Gamma \approx 1.09$. При этом аппроксимация спектра в обеих областях согласуется с одной и той же величиной поглощения $N_H \approx 6.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ (Kotani et al., 1996). Светимость SS433 в диапазоне 2–8 кэВ составляет $L_x \approx 6.3 \cdot 10^{35}$ эрг/с, в наиболее яркой линии приближающейся струи светимость равна $L(\text{FeXXV K}\alpha)^- \approx 2.3 \cdot 10^{34}$ эрг/с.

На основе отношения интенсивностей линий Fe XXV K α к Fe XXVI K α и с привлечением простой модели адиабатически охлаждающейся струи было найдено, что температура основания струй $kT_0 \approx 22$ кэВ. Рентгеновская струя заканчивается при температурах $\sim 1 \div 0.1$ кэВ (на расстоянии от источника $(2 - 3) \cdot 10^{13}$ см, где газ становится термически нестабильным. При этом начиная с расстояния, соответствующем температуре газа струи 6–7 кэВ проявляется поглощение или затмение удаляющейся струи.

Оценки кинетической светимости и темпа потери массы в струях приводят к довольно большим величинам. Однако, почти все авторы предполагают в расчетах невероятно большой угол раствора струй, $\theta_j = 5^\circ$, в то время как струи SS433 существенно лучше коллимированы, $\theta_j \approx 1^\circ$ (Borisov and Fabrika, 1987; Marshall et al., 2002). В более детальной модели струи Brinkmann and

Kawai (2000) получили оценку потока кинетической энергии $L_k \sim 5.7 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Они же продемонстрировали на основе наблюдений ASCA, что по эмиссиям струй можно исследовать более тонкие эффекты и детально изучать строение струй.

В наблюдениях группы ASCA (Kotani et al., 1997a,b; Kotani, 1998) было найдено содержание тяжелых элементов заметно выше солнечного. Для описания спектров обилие металлов требуется повысить в 1.5–2 раза, а обилие Ni (NiXXVII $^{\pm}$ на 7.3 и 7.7 кэВ) более, чем в 20 раз. Из этого результата могли бы следовать далекие выводы, например, о термоядерных реакциях, идущих на поверхности *нейтронной звезды* внутри сверхкритического аккреционного диска. Однако, наблюдения оптических струй не противоречат идее об их нормальном химическом составе. Такой результат по никелю мог быть получен, если при аппроксимации рентгеновского спектра SS433 не были учтены какие-то дополнительные эффекты, т. к. в области > 7 кэВ отношение сигнал/шум в спектре резко падает (Kotani et al., 1997a,b). Была использована модель баллистической струи, охлаждающейся за счет расширения и излучения, однако, для описания рентгеновских струй SS433, вероятно, необходимо привлекать дополнительный нагрев (Brinkmann et al., 1988), например, коллимированным излучением сверхкритического диска или за счет ударных процессов, возникающих при выходе струи газа из сопла (канала в ветре). Подобные дополнения могут изменить интенсивности линий металлов, получаемые в модели. Результаты с Chandra (Marshall et al., 2002) не согласуются с выводом о сверхобилии металлов.

Данные ASCA. Экваториальный ветер

В наблюдениях группы ASCA были найдены достаточно важные закономерности, которые наиболее удачно можно интерпретировать в рамках поглощения излучения удаляющейся струи с фактором $2 \div 3$, причем с удалением от источника величина поглощения возрастает (Kotani et al., 1996). Отношение интенсивностей одинаковых линий от двух струй $FeXXVK\alpha^+ / FeXXVK\alpha^- \approx 0.24 \pm 0.06$, что было заметно меньше величины 0.66, ожидаемой для данной фазы прецессии. Вследствие эффекта реля-

тивистского поярчанияboosting линий приближающейся струи действительно должны быть ярче линий удаляющейся струи (подробнее см. следующую главу), но линии удаляющейся струи были систематически слабее даже с учетом этого эффекта. Необходимо привлекать дополнительное поглощение света удаляющейся струи. Однако, объектом, затемняющим эту струю не может быть аккреционный диск, т. к. наименее всего подвержены этому затемнению наиболее горячие линии, излучающиеся в струях ближе к источнику. Было сделано заключение, что систематически для линий, формирующихся при разных температурах (Kotani et al., 1996; 1997ab; Kotani, 1998) справедливо соотношение $(I^+/I^-)_{soft} < (I^+/I^-)_{hard}$. Для объяснения наблюдаемого соотношения интенсивностей линий требовалось ослабление излучения наиболее далеких областей удаляющейся струи в 2–3 раза. Это означает, что собственно "аккреционный диск" имеет относительно небольшие размеры, и мы свободно можем видеть удаляющуюся струю на расстояниях $\sim 10^{12}$ см от источника. Далее, области удаляющейся струи, излучающие на расстоянии $\sim 10^{13}$ см (для сравнения, размер системы около $a \approx (4 - 5) \cdot 10^{12}$ см) начинают испытывать существенное поглощение.

Kotani et al. (1996) предположили, что поглощение происходит в газе, теремом системой через внешнюю точку L2 ("sprinkling disk"). Возможные наблюдательные проявления мощной потери газа в SS433 через точку L2 обсуждались Fabrika (1993). Вероятно, именно это истечение деформирует орбитальную кривую блеска в оптике (Zwitter et al., 1991; Fabrika, 1993), оно же, вероятно, наблюдается на бóльших масштабах в областях радиоизлучения, ориентированных перпендикулярно струям, что было найдено в VLBI и VLBA наблюдениях (Paragi et al., 1999; Blundell et al., 2001). Не исключено, что наиболее эффектно эти экваториальные области можно увидеть в линии H α вокруг SS433 как протяженный диск, подсвечиваемый прецессирующим аккреционным диском, где на расстояниях от SS433 $\sim 1''$ ожидается переменная H α туманность. Однако, насколько нам известно, такие наблюдения не были проведены на HST.

Результаты рентгеновских наблюдений ASCA были подведены в диссертации Kotani (1998). В фазы прецессии максимального раскрытия диска (район

T_3) источник яркий, Fe K–скачок глубокий, удаляющаяся струя испытывает заметное поглощение, температура газа в приближающейся струе выше, чем в удаляющейся. В фазы прецессии диск с ребра (район $_{1,2}$) рентгеновский источник слабый, Fe K–скачок мелкий, эмиссионные линии обеих струй идентичны. Последнее обстоятельство весьма важно, оно придает бóльшую надежность выводам.

Данные Chandra. Узкие многотемпературные струи

В наблюдениях SS433 на Chandra (Marshall et al., 2002) во многом были подтверждены заключения, сделанные на основе наблюдений ASCA. Наблюдения с Chandra особенно важны для понимания рентгеновских струй SS433, т. к. превосходное спектральное разрешение позволяет прямо регистрировать и проверять описанные выше эффекты. Спектр SS433, полученный с HETG спектрометром Chandra (Marshall et al., 2002) показан на Рис. 11, диапазон длин волн в Ангстремах соответствует диапазону 1.08–8.3 кэВ. В спектре удалось отождествить более 20 эмиссионных линий приближающейся струи, 6 линий удаляющейся струи и линию нейтрального (или слабо ионизованного) железа на 6.42 кэВ. Самой сильной линией является линия гелиоподобного железа Fe XXV. Подтверждена модель охлаждающихся ("многотемпературных") струй, наряду с горячими линиями Fe, Ni ($T \sim 10^8$ К) наблюдаются линии более легких элементов Ne, Mg ($T \sim 10^7$ К). Значительное количество линий на низких энергиях не удается отождествить. Переналагаясь, эти линии могут вносить заметный вклад в континуум.

Важнейшим результатом явилось то, что Chandra разрешила линии струй SS433. Линии оказались заметно уширенными, $\text{FWHM} \approx 1700$ км/с, причем независимо от температуры излучения ширины линий и их лучевые скорости имеют примерно одну и ту же величину. Marshall et al. (2002) нашли, что растворopening angle рентгеновских струй равен $\theta_{j,x} = 1^\circ 23 \pm 0^\circ 06$. Напомним, что раствор оптических струй, найденных Borisov and Fabrika (1987), равен $\theta_{j,opt} = 1^\circ 0 - 1^\circ 4$. При моделировании профилей движущихся линий $\text{H}\alpha$ (Borisov and Fabrika, 1987) распределение интенсивности излучения в поперечном сечении струи представлялось двумерной функцией Гаусса с па-

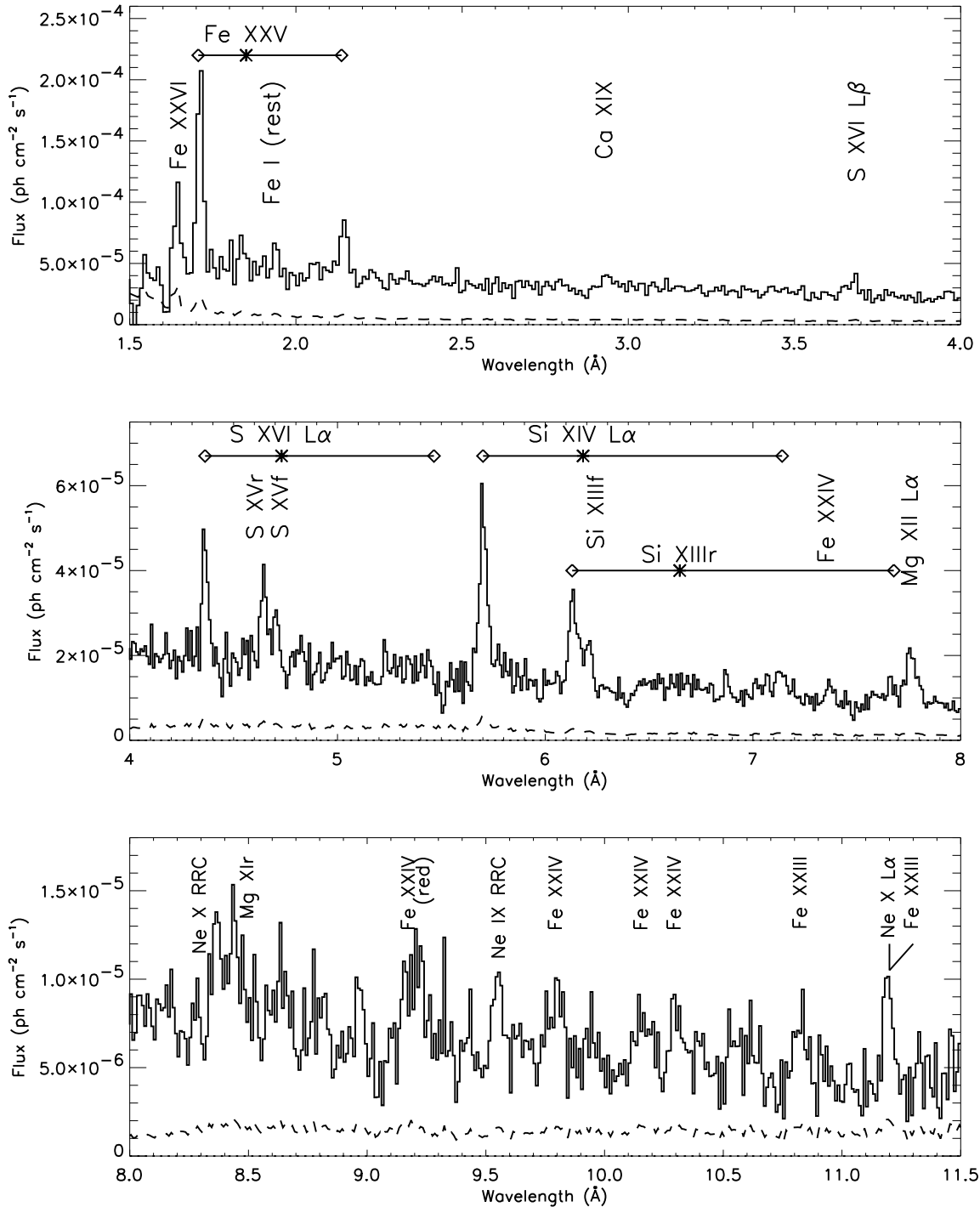


Рис. 11: Рентгеновский спектр SS433, полученный на обсерватории Chandra HETG (Marshall et al., 2002). В основном отмечены линии, принадлежащие голубой струе. Горизонтальные отрезки соединяют одинаковые линии, излучаемые в голубой и красной струях (ромбики), звездочки отмечают несмещенные положения этих линий. Пунктирная линия показывает статистические неопределенности.

раметром $\sigma = \theta_j/2$. В отличие от "короткой" рентгеновской струи, где для оценки ее раствора достаточно простых геометрических соображений, для оценки раствора оптической струи необходимо было применение моделирования профилей линий, т. к. нутационные и прецессионные смещения вносят вклад в полную ширину профилей линий. Совпадение раствора рентгеновских и оптических струй представляется замечательным. Это означает, что струи SS433 действительно конические и движутся по строго баллистическим траекториям, начиная от самого источника (в месте выхода струи из-под фотосферы ветра), на расстояниях $\sim 10^{11}$ см, где температура газа струй $\sim 10^8$ К и до начала зоны расширения H α -облаков, $\approx 3 \cdot 10^{15}$ см, где температура газа струй $\approx (1 - 2) \cdot 10^4$ К.

Marshall et al. (2002) нашли по положениям линий, что скорость движения рентгеновских струй равна $\beta = 0.2699 \pm 0.0007$, что на 2920 ± 440 км/с больше, чем скорость струй кинематической модели, определенная по оптическим линиям (Margon and Anderson, 1989). Однако, если сравнивать с уточненными параметрами кинематической модели (Eikenberry et al., 2001), то формальная разница скоростей составит уже 1560 ± 340 км/с. Необходимо заметить, что временные нестабильности скорости струй (jutter) могут достигать $\pm 3000 - 5000$ км/с. Учитывая относительно короткое время наблюдений SS433 на Chandra (29 ks) можно сделать вывод, что из этих данных пока не следует, что рентгеновские и оптические струи распространяются с разной скоростью. Полное совпадение углов коллимации рентгеновских и оптических струй, в свою очередь, говорит о том, что рентгеновские и оптические струи— один и тот же объект, наблюдаемый на разных стадиях эволюции.

Рентгеновский спектр по данным Chandra в диапазоне 0.8–8 кэВ хорошо согласуется со степенным законом ($\Gamma = 1.35$, $N_H = 9.5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$) и со спектром, полученным с ASCA (Kotani et al., 1996), средняя светимость SS433 (2–10 кэВ) равна $L_x = 3.1 \cdot 10^{35}$ эрг/с. По отношению потоков линий водородо- и гелиоподобных ионов можно достаточно надежно определить температуру газа. Наблюдаемые в струях эмиссии формируются при температурах от $1 \cdot 10^8$ К до $5 \cdot 10^6$ К. По чувствительному к плотности триплету линий Si XIII найдена электронная плотность газа, $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ в области струи, где тем-

пература равна $1.3 \cdot 10^7$ К. Обнаружены очень слабые линии (Ne X, Ne IX), возникающие вследствие радиативной рекомбинации. Для объяснения силы этих линий за счет фотоионизации требуется светимость порядка $L_x \sim 10^{40}$ эрг/с, что, в принципе, реально в случае коллимированного вдоль струй излучения в SS433. Однако, из отсутствия других сильных линий, возникающих при фотоионизации, Marshall et al. (2002) сделан вывод о столкновительном нагреве газа.

В модели конической адиабатически охлаждающейся струи, оптически тонкой тепловой и столкновительной плазмы, нормальных содержаний химических элементов были найдены меры эмиссии для разных ионов. Была также построена 4-х компонентная (4-х температурная) модель, в которой температура газа струи падает с $1.1 \cdot 10^8$ К до $6 \cdot 10^6$ К, электронная плотность падает от $2 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ на расстояниях от основания струи от $2 \cdot 10^{10}$ до $2 \cdot 10^{11}$ см. Кинетическая светимость струи, получаенная в данной модели, равна $L_k \sim 3 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Таким образом, рентгеновская струя, полученная Marshall et al. (2002) оказалась весьма короткой. Это накладывает существенные ограничения на расстояние от релятивистской звезды, на котором располагается основание струи, чтобы не было мгновенных эффектов затмения струй оптической звездой.

Рентгеновская линия железа на 6.4 кэВ по спектрам Chandra (Marshall et al., 2002) не разрешается, $\text{FWHM} < 1000$ км/с. Эта линия, скорее всего, возникает за счет процесса флюоресценции в холодном газе ветра (Kotani, 1998) или даже кокона вокруг оснований струй (Fabrika, 1997). Из анализа рентгеновских затмений и затмений, обнаруженных в эмиссионной линии HeII $\lambda 4686$, моментов выхода рентгеновского источника и источника HeII из-за лимба оптической звезды Goranskii et al. (1997) сделали заключение, что область эмиссии HeII окружает рентгеновский источник в аккреционном диске SS433. Структуру диска мы рассмотрим отдельно.

Данные с Chandra подтверждают найденный на ASCA эффект затемнения удаляющейся струи — излучение этой струи существенно слабее излучения приближающейся струи. Однако, температуры обеих струй были получены примерно одинаковыми. Для проверки гипотезы поглощения излучения уда-

ляющей струи в истекающем из системы веществе необходимы более длительные наблюдения, т. к. истекающий в плоскости диска газ может быть существенно неоднородным в азимутальном направлении.

Marshall et al. (2002) обратили внимание на интересное совпадение между скоростью расширения струи в перпендикулярном струе направлении (точнее, максимально возможной скоростью расширения), которая следует из ширины линий и скоростью звука при температуре $\sim 10^8$ К, которая следует из интенсивностей линий. Если ширина струи определяется свободным расширением ее газа у основания струи, то раствор струи будет равным $\theta_{j,x} = 2c_s/V_j$, где c_s — скорость звука для протонов, V_j — скорость струй. При найденной величине температуры газа у основания $T_0 = 1.1 \cdot 10^8$ К раствор струи получается равным $\theta_{j,x} \approx 1.4$, что практически совпадает с определенным из наблюдений. С увеличением расстояния от центра газ охлаждается, скорость звука падает, и струя становится строго баллистической. Это совпадение является серьезным аргументом в пользу того, что температура T_0 измерена точно в месте выхода струи из-под фотосферы кокона, окружающего ее основание. Само по себе это еще никак не проливает свет на механизм коллимации струи, который, скорее всего, является гидродинамическим. Но можно заключить, что изначально (во внутренних, скрытых от наблюдателя областях) струя должна быть сколлимирована не хуже, чем наблюдается в рентгене и оптике, и работа этого механизма коллимации должна закончиться где-то непосредственно перед выходом струи из-под фотосферы.

В недавних наблюдениях на обсерватории CHANDRA HETGS опубликованных Namiki et al. (2003) SS433 наблюдался в фазе прецессии диска "вид с ребра" (edge-on). Авторы обнаружили, что ширина линии железа Fe XXV K_α (FWHM(Fe) ~ 4900 km/s) значительно превышает ширину линии кремния Si XIII K_α (FWHM(Si) ~ 2000 km/s). Marshall et al. (2002) также заметили такой тренд, что ширины линий более низких энергий слегка меньше, чем средняя ширина всех линий, однако, эта зависимость была весьма слабой и незначимой и их наблюдениях. В спектрах Namiki et al. (2003) ширина линий кремния согласуется с ширинами линий, найденными Marshall et al. (2002), но ширина линии железа заметно больше. Эти авторы предположили, что

они обнаружили постепенное увеличение степени коллимации струи вдоль оси струи. Эти новые данные показывают, что необходимо накопить больше наблюдений с высоким спектральным разрешением (CHANDRA) в разных фазах прецессии и во время затмений аккреционного диска, чтобы понять структуру рентгеновских струй SS433 и их удаление от источника (или их размер). Вероятно, комптоновское рассеяние в газе струи или в окружающей среде может играть заметную роль в уширении рентгеновских спектральных линий. Кроме того, при ориентации диска "edge-on" его внутренние части (основания струй) частично закрываются краем диска (см. главу "Сверхкритический аккреционный диск и компоненты по данным фотометрии"), т. е. геометрические эффекты должны влиять на рентгеновский спектр.

В совсем недавних наблюдениях SS433 на гамма-обсерватории INTEGRAL Cherepashchuk *et al.* (2003) обнаружили жесткое рентгеновское излучение в диапазоне 20–100 keV. Спектр SS433 в этой области относительно плоский, фотонный степенной индекс $\Gamma \sim 2$. Светимость составляет $L_x \sim 3 \cdot 10^{35}$ erg/s (25–50 keV) и $L_x \sim 1.2 \cdot 10^{35}$ erg/s (50–100 keV). Обнаружена прецессионная переменность жесткого рентгеновского излучения: когда диск раскрывается на наблюдателя, поток в диапазоне 25–50 keV возрастает более, чем в 2 раза по сравнению с фазой прецессии диск "edge-on". Прецессионная зависимость подтверждает представление, что внешний край диска в фазе прецессии "edge-on" закрывает внутренние области. Заметим, что эффект релятивистского усиления яркости излучения составляет примерно ту же величину в ~ 2 раза, если рассматривать одну струю, и этот эффект совсем мал (9%) для двух антипараллельных струй.

Наличие жесткой степенной компоненты в рентгеновском спектре в свою очередь означает комптонизацию мягких рентгеновских фотонов, формирующихся во внутреннем диске (в рентгеновских струях), на релятивистских электронах. Релятивистские частицы могут быть ускорены в тех же внутренних струях, при выходе струи из канала сверхкритического диска (см. следующую главу).

Неоднородность струй и рентгеновская переменность

Все авторы, анализирующие рентгеновские наблюдения струй, как правило, предполагают, что конические струи полностью заполнены газом. В оптических струях, наоборот, фактор заполнения объема струи должен быть очень мал (Davidson and McCray, 1980; Begelman et al., 1980), на расстоянии максимума излучения $H\alpha$ ($\approx 4 \cdot 10^{14}$ см) фактор заполнения струи облаками $\sim 10^{-6}$ (Panferov and Fabrika, 1997). Газ струи должен собраться в облака за счет тепловых неустойчивостей. Весьма вероятно, что область формирования сгустков (Bodo et al., 1988; Brinkmann et al., 1988; Kotani et al., 1996) располагается в конце рентгеновских струй, где газ остывает до температур ~ 0.1 кэВ и должна начаться его фрагментация (см. след. главу). Предсказываемые из тепловых неустойчивостей (Brinkmann et al., 1988) и найденные из относительных интенсивностей линий (Panferov and Fabrika, 1997) размеры облаков $\sim 10^8$ см. Даже в относительно короткой рентгеновской струе таких облаков должно быть тысячи, весьма маловероятно надеяться зарегистрировать эти облака в рентгене, например, по переменности рентгеновского потока.

По структурности профилей линий $H\alpha$ в оптической струе ожидается наличие около $\sim 10^3$ более крупных образований, которых можно было бы назвать скоплениями облаков (Borisov and Fabrika, 1987; Panferov and Fabrika, 1997), характерное время генерации такого образования $\sim 10^2$ сек. Это время примерно соответствует времени движения газа по рентгеновскому участку струи. Из структурности оптической струи и относительно небольшого размера рентгеновской струи можно заключить, что переменность рентгеновского потока на временах, соответствующих времени генерации одной неоднородности весьма вероятна.

Это время ~ 100 сек также близко ко времени распространения струи SS433 под фотосферой ветра сверхкритического диска. При темпе потери массы в ветре SS433 $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ радиус фотосферы ветра составит $R_{ph} \sim 10^{12}$ см (van den Heuvel, 1981; Lipunov and Shakura, 1982; Fabrika, 1997). Этот размер хорошо соответствует размеру источника оптического и УФ излучения вокруг релятивистской звезды найденному из наблюдений, $R_{UV,opt} = (1.5 - 2) \cdot 10^{12}$ см (Dolan et al., 1997). Время движения газа со ско-

ростью струи внутри этого объекта, если отождествлять его с непрозрачной частью ветра или с каналом в ветре, 200 – 300 сек. За это время, или даже меньшее (если геометрия внутренней области сложна и размер фотосферы, где выходит рентгеновское излучение меньше фотосферы, где формируется УФ излучение) струя должна быть ускорена и сколлимирована. Из совпадения времени генерации крупных неоднородностей в струе и времени распространения струи под фотосферой также можно заключить, что ожидается переменность рентгеновского потока SS433 с характерным временем в сотни секунд.

Недавно (Kotani et al., 2002; Safi-Harb and Kotani, 2002) обнаружили эту переменность на PCA/RXTE, наблюдая SS433 во время активного состояния. В диапазонах 2–10 и 10–20 кэВ наблюдаются довольно сильные стохастические вариации блеска SS433 на временах $10^2 - 10^3$ сек, минимальное время переменности 50 сек. Ориентация аккреционного диска во время этих наблюдений была "edge-on", т. е. не совсем удачной для анализа переменности блеска, и тем не менее, переменность была уверенно обнаружена. Вероятно, в пассивные периоды рентгеновский поток SS433 также переменен, возможно с меньшей амплитудой, чем во время активности.

Для объяснения короткой рентгеновской переменности Chakrabarti et al. (2002) рассмотрели возможные механизмы формирования прерывистых выбросов с характерным временем 50–100 сек в струях SS433. Они предлагают механизм нелинейных осцилляций ударных волн в аккреционном диске или около звукового барьера в аккрецирующем под-кеплеровском потоке газа. В этом случае темп аккреции во внутренних частях аккреционного диска будет существенно промодулирован с требуемым характерным временем.

Переменность блеска SS433 на коротких временах (< 100 сек) искалась также в УФ диапазоне 1400–3000 Å на HSP/HST (Dolan et al., 1997). В этих наблюдениях был наложен верхний предел $< 1.2\%$ на амплитуду переменности. Можно надеяться, что короткая переменность блеска SS433 в голубой и УФ областях, за излучение в которых отвечают близкие к струям части ветра или газ окружающий место появления струй, со временем все-таки будет обнаружена. Так же как и в рентгеновском диапазоне, в УФ области вопрос

обнаружения быстрой переменности, вероятно, сводится к чувствительности детекторов и к величине сигнал/шум в наблюдениях. В оптическом диапазоне переменность блеска на временах в несколько минут хорошо известна (например, Goranskii et al., 1986; Zwitter et al., 1991), это стохастическая переменность, ее амплитуда $\sim 0^m 1$, она не пропадает даже во время затмений аккреционного диска.

Строение и формирование струй

В предыдущих разделах мы описали основные наблюдательные данные по струям SS433, а также ограничения на физические условия в струях, которые прямо следуют из этих наблюдений. Здесь мы опишем более подробно физические условия и состояние газа в струях (часть этих результатов, естественно, модельно-зависимые), а также основные опубликованные идеи касающиеся механизмов формирования струй SS433. При этом наш обзор не рассчитан на полноту освещения теоретических вопросов.

Состояние газа в оптических струях

Прецессионное движение струй предоставляет превосходные возможности для исследования физического состояния газа в струях. Сравнивая интенсивности эмиссий водорода при разных углах наклона двух струй к лучу зрения и предполагая, что обе струи внутренне идентичны, и их внутренние свойства не зависят от ориентации (фазы прецессии) мы можем не только конкретизировать механизм нагрева газа, но и выяснить структуру излучающих облаков газа. Различное поглощение в звездном ветре излучения “+” и “-” оптических струй (в отличие от рентгеновских) исключено, т. к. размер струй на 2 порядка больше размеров двойной системы SS433.

Наблюдаемая интенсивность спектральных линий струй \mathcal{J}_{obs} зависит от релятивистских аббераций света. В струе конечной длины или состоящей из отдельных эволюционирующих фрагментов с конечным временем жизни (Lind and Blandford, 1985; Begelman et al., 1984; Panferov and Fabrika, 1997) интенсивность излучения в спектральной линии в системе покоя струй

$\mathcal{J}_{co} = (1+z)^3 \mathcal{J}_{obs}$, где $z = \delta\lambda/\lambda_0$ отрицательная величина для приближающейся струи, и, как и раньше, $\lambda = \lambda_0\gamma(1 - \beta \cos \eta)$. В случае, если мы рассматриваем излучение не в спектральной линии, а непрерывное, показатель степени должен быть заменен на $2 + \alpha$, где α — спектральный индекс ($I_\nu \propto \nu^{-\alpha}$). В момент T_3 ($\psi = 0$, ось струй наклонена под минимальным углом 57° к лучу зрения) излучение приближающейся струи должно быть ярче излучения удаляющейся струи $\mathcal{J}_{obs}^-/\mathcal{J}_{obs}^+ \approx 2.4$. В фазы прецессии $T_{1,2}$ (когда струи находятся в картинной плоскости) интенсивности излучения обеих струй одинаковы.

Asadullaev and Cherepashchuk (1986) обнаружили, что струи излучают анизотропно. Они нашли, что отношение интенсивностей обеих струй в линии $H\alpha$ в сопутствующей струям системе координат максимально на прецессионной фазе $\psi \approx 0$ и равно примерно 2–3. В таком случае анизотропия может быть интерпретирована в рамках модели облаков в струе, с максимумом излучения в их лобовой части.

Panferov et al. (1997) исследовали поведение интенсивностей подвижных линий $H\alpha$ на существенно более обширном количестве наблюдений и нашли, что угловое распределение излучения струй достаточно сложное. На Рис. 12 приведены прецессионные зависимости интенсивностей основных компонент подвижных линий $H\alpha^\pm$ в сопутствующей струям системе координат в единицах $10^{-10} \text{ erg/cm}^2\text{s}$. На верхней оси показаны значения угла между приближающейся струей и лучом зрения (заодно исправлена ошибка в значениях этого угла на таком же рисунке статьи Panferov et al. (1997)). Интенсивности исправлены за разные значения межзвездного поглощения ($A_V = 7^m3 - 8^m3$) в области его истинного значения для SS433 $A_V \approx 8$. Данные получены по основному компоненту профиля подвижной линии ("молодая" струя), который формируется ближе к источнику. Там же показано (Рис. 12 e,f) поведение интенсивностей, полученных по сумме всех компонентов профилей подвижных линий. На рисунке приведены ошибки средних значений интенсивностей в интервалах прецессионных фаз $\Delta\psi = 0.1$. В каждый интервал фаз попадают результаты наблюдений разных авторов, полученные в разные прецессионные циклы за общее время наблюдений более 10 лет. Возможные

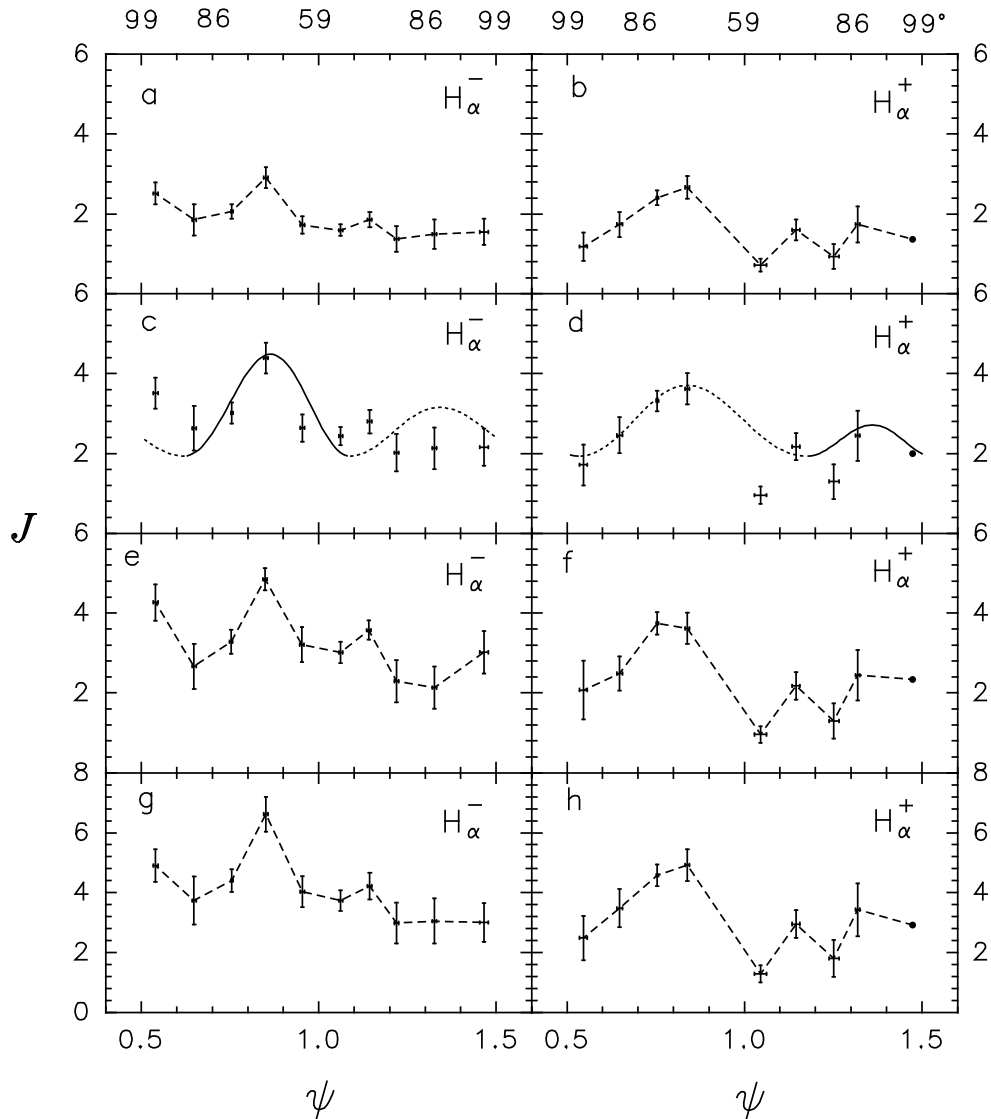


Рис. 12: Прецессионные зависимости интенсивностей основных компонент подвижных линий $H\alpha^\pm$ в сопутствующей системе координат в единицах $10^{-10} \text{ erg/cm}^2\text{s}$ (Panferov et al., 1997). Верхняя ось оцифрована значением угла между приближающейся струей и лучом зрения. Интенсивности исправлены за межзвездное поглощение для величин: $A_V = 7^m3$ — а и b; 7^m8 — с, d, e и f; 8^m3 — g и h. На рисунках e и f приведены интенсивности, полученные по сумме всех компонентов профилей подвижных линий. Модельные кривые интенсивности показаны на рисунках c и d, где сплошная линия соответствует излучению передней полусферы, штриховая — задней полусферы.

изменения интенсивностей линий, связанные с активными периодами не сказываются на данных Рис. 12, т.к. усреднены данные, полученные за большой промежуток времени. Возможные неточности в принятой величине поглощения и эффекты проекции, описанные выше (нутаационное движение вызывает увеличение интенсивности подвижных линий в экстремумах кривых лучевых скоростей), также заметно не меняют вид зависимостей. В частности, кривая блеска струй в линии $H\alpha$, полученная по главному компоненту или по всему профилю линии одна и та же.

Из Рис. 12 следует, что струи излучают в линиях анизотропно, диаграмма направленности излучения обеих струй подобна — имеются максимумы излучения по направлению движения и в противоположном направлении (вперед и назад), причем ось диаграммы направленности не совпадает с вектором скорости струй. Максимум излучения струй в линиях наблюдается не в фазе $\psi = 0$, а смещен на фазы 0.8–0.9. Модельные кривые интенсивности, полученные с учетом релятивистских aberrаций, показаны на Рис. 12с и d, где сплошная линия соответствует излучению передней полусферы модельного излучателя (облако газа в струе задавалось в виде сплюснутого сфероида), штриховая — задней полусферы. Panferov et al. (1997) нашли, что передняя сторона облаков в струях SS433 в ≈ 1.7 раза ярче, чем задняя. Видимое равенство интенсивностей излучения “+” и “-” струй является результатом релятивистской aberrации света. Направления максимумов излучения обеих струй значительно отклоняются от направления движения, примерно на $\sim 30 - 40^\circ$, причем в сторону, в которую направлено прецессионное движение. К таким эффектам может привести динамическое взаимодействие струи с окружающей средой. Следовательно, диссипация кинетической энергии струй является доминирующим процессом в нагреве струй.

Анизотропное излучение индивидуальных облаков возможно, если их оптическая толщина в линиях водорода больше единицы. Либо эти облака имеют плоскую форму, либо они просветлены, т. е. вероятность выхода квантов в линиях повышена в определенном направлении. Таким направлением может быть направление ударных волн внутри струи, просветляющих газ в линиях благодаря возникновению градиента скорости в облаках. Струи SS 433

двигаются сквозь окружающую среду не в ранее проделанном канале channel, как струи с неизменным направлением, а все время перестраивают этот канал, изменяя его в сторону прецессионного движения. Струя, взаимодействуя с ветром, создает кокон и увлекает за собой близкие области ветра. При этом поперечный профиль плотности и скорости межоблачного газа в струе не будет осесимметричным: бóльшие градиенты будут в сторону направления прецессионного вращения, с этой стороны газ может втекать в струю. В таком случае направление распространения ударных волн внутри струи наклонено к вектору скорости в сторону прецессионного вращения. Вдоль этой оси излучение газа струй в оптически толстых линиях максимальное. Вектор максимального излучения $H\alpha$ облаков наиболее близок к лучу зрения в фазы прецессии $\psi \approx 0.8$. Либо внутри струи существует течение межоблачного газа относительно облаков, либо по межоблачному газу и облакам идут слабые ударные волны, но это возмущение распространяется наклонно к оси струи и возникает со стороны, куда направлено прецессионное движение.

Panferov and Fabrika (1997) изучили Бальмеровские декременты в струях SS433. Относительные интенсивности линий водорода $H\alpha^\pm$, $H\beta^\pm$ и $H\gamma^\pm$ найдены на основе однородных данных, полученных за 10 лет наблюдений, но индивидуальные декременты находились по спектрам, снятым в течение одной ночи. Отношения интенсивностей линий водорода у двух струй одинаковы, но заметно меняются в зависимости от фазы прецессии. В фазах максимума интенсивностей подвижных линий ($\psi = 0.7 - 0.9$) $H\alpha/H\beta = 1.6 \pm 0.2$, $H\gamma/H\beta = 0.7 \pm 0.1$, а в фазах минимума ($\psi = 0.0 - 0.2$) $H\alpha/H\beta = 0.9 \pm 0.2$, $H\gamma/H\beta = 0.8 \pm 0.1$. Такие декременты характерны для газа с высокой плотностью, $n_e \gtrsim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, где заселенность атомных уровней определяется в основном столкновительными процессами. Кроме того, при формировании водородных линий струй важны эффекты оптической толщины или эффекты проекции. Сравнение относительных интенсивностей с результатами расчетов Drake and Ulrich (1980), проведенных для однородного слоя газа в широких интервалах физических параметров и с учетом влияния эффекта Штарка на вероятность выхода квантов показало, что газ в струях SS433 должен быть плотный и находиться в компактных облаках. В зависимости от ориентации

струй эффективный размер индивидуальных облаков газа, точнее, оптическая толщина в линии $H\alpha$ заметно меняется. Фазе прецессии, когда наблюдаются яркие линии $H\alpha^\pm$, соответствует меньшая оптическая толщина слоя. Были получены следующие значения параметров облаков газа и струй:

- средняя плотность частиц $n \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,
- температура газа $T_e \approx 2 \cdot 10^4 \text{ K}$,
- оптическая толщина слоя в линии $\tau(H\alpha) \sim 10^2 \div 10^4$ и зависит от ориентации струи,
- размер облаков $l \sim 10^8 \text{ см}$,
- число таких облаков в струе равно $\sim 10^{12}$,
- объемный фактор заполнения струи облаками $\xi \sim 4 \cdot 10^{-6}$,
- кинетическая светимость оптической струи $L_k \approx 10^{39} \text{ эрг/с}$.

Оценки кинетической светимости для обоих интервалов фаз прецессии (яркие и слабые линии струй) неплохо согласуются между собой. Они были получены из отношения $\epsilon_{H\beta}/n$ — отношения средней эффективности излучения единичного объема газа в линии $H\beta$ к плотности газа (Drake and Ulrich, 1980). Поток кинетической энергии равен $L_k \approx L_{H\beta} m_p n V_j^3 / 2 \epsilon_{H\beta} R_j$, где светимость струи в этой линии (в среднем) $L_{H\beta} \approx 7 \cdot 10^{35} \text{ эрг/с}$, средняя величина $\epsilon_{H\beta} \approx 1 \text{ erg/cm}^3$, $R_j \approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}$ — длина струи, соответствующая максимуму излучения в линиях.

Зоны выметания и расширения

Облака предполагаемых размеров свободно расширяются с характерным временем $l/c_s \sim 100 \text{ сек}$, что существенно меньше времени свечения компонент подвижных линий (4 дня). Следовательно, облака находятся в струях не в свободном состоянии и должен существовать механизм, удерживающий их от расширения. Струя выметает газ ветра из диска по поверхности прецессионного конуса, длина зоны выметания равна $P_{pr} V_w \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}$, если скорость ветра в околополюсных областях диска ($\pm 2\theta_{pr} = 40^\circ$) $V_w \approx 1500\text{--}2000 \text{ км/сек}$.

Внутри этой зоны $H\alpha$ облака сдерживаются от распада динамическим давлением окружающего газа. В этой области облака могут медленно эволюционировать. Отношение интенсивностей $H\alpha/H\beta$ более слабых вторичных компонент движущихся линий, которые формируются в далеких участках струи, заметно больше, чем у главных компонент (Panferov and Fabrika, 1997). Это свидетельствует об уменьшении плотности облаков в струе с течением времени (с удалением от источника). Если плотность ветра зависит от расстояния как $\hat{n} \propto R^{-2}$, то плотность облаков, сдерживаемых от расширения динамическим давлением этого газа, падает почти на два порядка к концу зоны выметания. При этом размер облаков $l \propto n^{-1/3} \propto \hat{n}^{-1/3} \propto R^{2/3}$ увеличивается примерно в 5 раз. Объемная мера эмиссии в газе облаков $n^2 l^3$ вдоль оптической струи падает как R^{-2} , объемный фактор заполнения струи падает как $\xi \propto R^{-1}$.

За зоной выметания, струя движется в свободном от газа пространстве, т. к. здесь газ был выметен при предыдущих прецессионных проходах струи и медленный ветер не успевает заполнить это пространство. В этой зоне динамический напор газа на облака значительно меньше, и облака расширяются и перегреваются — высвечивание в водородных линиях прекращается.

Зона расширения облаков начинается на границе зоны выметания, на расстоянии около $3 \cdot 10^{15}$ см (4.5 дня полета газа). Здесь плотность налетающего газа резко падает. Облака, не сдерживаемые более за зоной выметания, расширяются и заполняют весь объем струи. Этот процесс приводит, вероятно, к появлению множественных ударных волн в струе и к быстрому нагреву и расширению облаков газа, эффективность процесса генерации релятивистских частиц увеличивается. Пересчитывая параметры облаков на внешнюю границу зоны выметания Panferov and Fabrika (1997) нашли, что свободно расширяясь, облака заполняют весь объем струй примерно за 1 день. Это согласуется с расположением хорошо известной зоны поярчания в радиоструях SS 433 (глава "Радиоструи"), которая наблюдается на VLBI изображениях (Romney et al., 1987; Vermeulen et al., 1987; 1993b) на расстоянии $3.7 \cdot 10^{15}$ см (5.6 дня полета газа), т. е. на расстоянии $0.7 \cdot 10^{15}$ см от внешней границы зоны выметания.

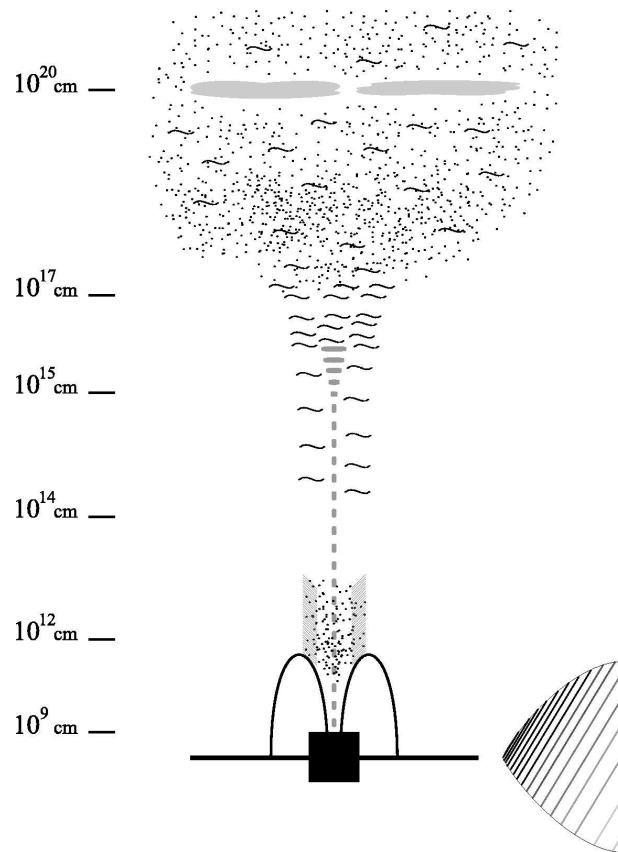


Рис. 13: Схематическое изображение двойной системы и струй SS433. Области рентгеновского излучения струй показаны точками, области радиоизлучения — волнистыми линиями. Сплошные линии обозначают фотосферу медленного ветра. Коконь горячего газа над фотосферой ветра показаны штриховкой. Также изображены оптические волокна на концах крупномасштабных струй ($\sim 10^{20}$ см). Заметим, что струя на масштабах $\sim 10^{12-13}$ см является основным источником рентгеновского излучения. Черным квадратом показана область $\sim 100R_g$ в сверхкритическом аккреционном диске. На схеме не показаны ни внешний край аккреционного диска, ни газовые потоки.

На Рис. 13 мы приводим схематическое изображение двойной системы и струй SS433. Вертикальный масштаб, указанный на рисунке, логарифмический, но сама шкала не является непрерывной, т. к. целью рисунка является показать основные компоненты струй, описанные выше. Области рентгеновского излучения струй показаны точками, области радиоизлучения — волнистыми линиями. Коконь горячего газа над фотосферой ветра (Гл. "Сверхкритический аккреционный диск по данным спектроскопии") показаны штриховкой. Также изображены оптические волокна на концах крупномасштабных струй ($\sim 10^{20}$ см). Заметим, что струя ниже фотосферы ветра не на-

блюдается, а на масштабах $\sim 10^{12-13}$ см она является основным источником рентгеновского излучения. Черным квадратом показана область $\sim 100R_g$ в сверхкритическом аккреционном диске, которая исследуется методами гидродинамических симуляций (см. ниже). На схеме не показаны ни внешний край аккреционного диска, ни газовые потоки, которые в действительности существенным образом определяют поведение блеска системы.

Нагрев струй

В оптической струе газ определенно должен постоянно нагреваться, т. к. время радиативного остывания газа в облаках на несколько порядков меньше времени движения. Вариант нагрева $H\alpha$ -облаков за счет УФ и рентгеновского излучения, возникающего при диссипации внутренних ударных волн (Fabian and Rees, 1979) требует дисперсии скоростей в ударных волнах $\Delta V \sim 100$ км/сек (Begelman et al., 1980), чтобы удовлетворить наблюдаемым в спектрах относительным интенсивностям линий гелия. Однако, этот вариант маловероятен, при этом появляется существенный (незатменный, т. к. размер струй на 2–3 порядка превышает размер двойной системы) рентгеновский поток. В частности, если пересчитать оценку рентгеновской светимости, полученную Begelman et al. (1980) с учетом известных сейчас величин расстояния, угла раствора струй и светимости струи в линии $H\alpha$, $L_{H\alpha} \approx 1 \cdot 10^{36}$ эрг/сек в сопутствующей струям системе отсчета (Panferov and Fabrika, 1997), то светимость струи в диапазоне 2–10 кэВ составит $\sim 10^{36}$ эрг/сек, что примерно на порядок больше допустимого.

Нагрев коллимированным излучением канала аккреционного диска (Bodo et al., 1985; Fabrika and Borisov, 1987; Panferov and Fabrika, 1993) в принципе возможен, но этот вариант всегда рассматривался как гипотетический, т. к. в силу ориентации системы SS433 наблюдатель не видит прямого излучения канала. Нагрев $H\alpha$ -облаков УФ излучением SS433 маловероятен, т. к. облака должны быть однородно прогреты, и ближняя к источнику сторона облака не оказалась бы ярче передней. Поэтому в случае УФ нагрева лучевая плотность облаков должна быть $N_H < 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, в то время как из анализа интенсивностей водородных линий следует для $H\alpha$ -облаков $N_H \sim 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. По той

же причине при нагреве коллимированным рентгеновским излучением для обеспечения требуемого потока в линии $H\alpha$ светимость канала в излучении с энергиями $\epsilon > 1.5$ кэВ должна быть не меньше $L_{x,c} \gtrsim 3 \cdot 10^{39}$ эрг/сек (Panferov and Fabrika, 1993; 1997).

При нагреве струи коллимированным излучением канала появляются интригующие возможности для исследования диаграммы направленности излучения канала. Прецессионные и нутационные движения оси коллимированного излучения приводят к тому, что на определенном расстоянии от источника "медленная" по сравнению со светом струя выходит из диаграммы направленности светового конуса. Это будет ослаблять интенсивность нагрева, что в свою очередь можно было бы заметить, изучая профили подвижных линий. В частности, модельные профили линии $H\alpha^-$, показанные на Рис. 7, получены именно при предположении (Panferov and Fabrika, 1993), что газ в струе нагревается коллимированным излучением. Диаграмма направленности излучения представлялась как двумерной функцией Гаусса, так и плоской функцией (внутри конуса излучения интенсивность не зависит от направления). Сделан вывод, что при нагреве коллимированным излучением полный раствор конуса коллимации не меньше $\theta_c > 14^\circ$. Однако, профили подвижных линий оказались мало чувствительны к виду диаграммы направленности коллимированного излучения. Известно, что интенсивность излучения в линиях $H\alpha^\pm$ спадает вдоль струи по экспоненциальному закону (Borisov and Fabrika, 1987), и это, скорее всего, определяется постепенным изменением размера облаков и эмиссионной способности газа вдоль струи. Более того, имеются прямые данные, указывающие на доминантный нагрев газа облаков за счет взаимодействия струи с газом медленного ветра. Поэтому, если облака и прогреваются коллимированным излучением, то вклад этого нагрева в общий тепловой баланс газа не является основным.

Нагрев $H\alpha$ -облаков за счет взаимодействия струи с окружающим газом (Davidson and McCray, 1980; Begelman et al., 1980; Brown et al., 1991; Panferov and Fabrika, 1997) представляется сейчас наиболее перспективным механизмом. Параметры облаков газа в струе также будут определяться взаимодействием струи и ветра. Этот механизм соответствует данным наблюдений —

зависимости интенсивности излучения струй от фазы прецессионного периода, анизотропии излучения облаков в водородных линиях. Этот механизм основан на обязательном условии распространения струй через ветер сверхкритического диска, и он позволяет объяснить длину оптических струй и образование зоны поярчания радиоизлучения.

В ранней статье Davidson and McCray, (1980) основываясь на самых первых данных спектроскопии SS433, получили удивительно точные значения основных параметров струй и облаков газа: электронной плотности ($n_e \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), температуры ($T_e \sim 1.5 \cdot 10^4 \text{ K}$), размера облаков ($l \sim 10^8 \text{ см}$) и фактора заполнения объема струи облаками. Необходимость неполного заполнения объема струи излучающим газом следует из энергетических соображений. Чтобы масса струи (и поток кинетической светимости) не была чрезмерно большой, эмиссионная способность излучающего газа (которая $\propto n_e^2$) должна быть достаточно высокой, при этом облака не должны быть слишком непрозрачными в линиях ($\tau \propto ln$). Наибольшая эффективность излучения газа в линиях достигается в случае большого количества относительно маленьких и плотных облаков. Davidson and McCray (1980), а также Bodo et al. (1985) предположили, что, возможно, холодные облака испаряются за счет взаимодействия с горячим ($\sim 10^8 \text{ K}$) межоблачным газом, образующимся в струе из-за взаимодействия с ветром. Brown et al. (1991) детально рассматривали различные механизмы нагрева газа и пришли к выводу о нагреве через столкновительное взаимодействие струи и ветра. В этом случае излучение газа в линиях должно быть линейно поляризовано (Brown and Fletcher, 1992). Направление поляризации ортогонально струям, ожидаемая степень поляризации $\approx 0.2 \%$.

Представляется маловероятным, что каждое индивидуальное облако, излучающее в $\text{H}\alpha$, испытывает динамический напор налетающего газа со скоростью распространения струй. Взаимодействие со скоростью 0.26 c вполне может привести к перегреву и испарению облаков. По-видимому, реализуется существенно более сложная картина взаимодействия, когда первые порции облаков выметают газ ветра, возможно, при этом разрушаясь. Струя создает вокруг себя канал, который перемещается по газу ветра в соответствии с

нутационным и прецессионным движениями. Окружающий газ может увлекаться струей и далее втекать в нее. Возможно, что по струе в обратном направлении распространяются ударные волны или волны плотности с относительно малой скоростью, нагревающие облака и удерживающие их от расширения. Параметры оптических облаков, вероятно, так же как и фрагментов, на которые разбивается рентгеновская струя (Brinkmann et al., 1988), будут определяться сложными процессами в ходе эволюции струи.

Из длительных спектральных наблюдений Korylov et al. (1986) ограничили эффект замедления струи величиной $\Delta V_j/V_j \lesssim 10^{-2}$ за 3–4 дня жизни блобов. Соответствующая этому замедлению потеря кинетической энергии струи равна $\hat{L}_k = 2L_k \Delta V_j/V_j \lesssim 2 \cdot 10^{37} L_{k39}$ эрг/с, где L_{k39} — кинетическая светимость, выраженная в единицах 10^{39} эрг/с. Учитывая светимость струи в линии $H\alpha \sim 10^{36}$ эрг/с, находим, что эффективность охлаждения газа в линии $H\alpha$ равна $\gtrsim 0.05$, что вполне допустимо (Begelman et al., 1980; Panferov and Fabrika, 1993).

Из условия сохранения импульса $\Delta \dot{M}/\dot{M} = \Delta V_j/V_j$, чтобы удовлетворить ограничению на скорость замедления струи, плотность тормозящего газа должна быть $\hat{n} = 8\Delta V_j L_k / \pi m_p \sin^2 \theta_j^2 R_j^2 V_j^4 \lesssim 1.5 \cdot 10^5 L_{k39} \text{ cm}^{-3}$. Источником этого газа, очевидно, может быть только ветер, истекающий из аккреционного диска SS433. Диск теряет газ с темпом $\dot{M}_w \sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$, скорость ветра в околополярной области (Fabrika, 1997) равна $V_w \gtrsim 1500$ км/сек. Если бы это истечение было изотропным, то плотность газа, через который проходят струи была бы $\hat{n} = \dot{M}_w / 4\pi R_j^2 V_w m_p \approx 4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Естественно, что истечение из диска SS433 должно быть анизотропным, ветер в околополярной области должен иметь более высокую скорость и меньшую плотность.

Выброс газа в струях

В первые годы после открытия SS433 ряд авторов (см., например, Calvani and Nobili, 1981) рассматривали модель, в которой ускорение газа происходит за счет светового давления и поток коллимируется в струю внутри канала *funnel* толстого аккреционного диска. Тепловые неустойчивости в остывающем газе струи естественно объясняют формирование сгустков газа (Davidson and

McCray, 1980; Vodo et al., 1985), которые далее наблюдаются как $H\alpha$ -облака в оптической струе. Возможны альтернативные подходы к проблеме неоднородности оптической струи, например, Brown et al. (1995) предложили "радиативную нестабильность" в струях, когда в отдельных крупномасштабных участках струи из-за изменения баланса в процессах нагрева и охлаждения вообще не формируется холодный, излучающий в линии $H\alpha$ газ. Сейчас, на фоне успехов исследования рентгеновских струй ясно, что горячее основание струи так же неоднородно, как оптическая струя, и необходимость такой модели отпадает. Однако, это замечание Brown et al. (1995) весьма показательно, некоторые объекты "типа SS433" могли бы вообще не показывать выдающуюся струйную активность. Именно наличие канала в сверхкритическом диске, в котором газ не только ускоряется, но и сжимается в тонкую струю, создает возможности для последующей фрагментации струи. Наличие ветра диска, с которым струя впоследствии начинает взаимодействовать из-за прецессионного и нутационного смещений, создает уникальную возможность выживания этих фрагментов на всем протяжении оптической струи.

Vodo et al. (1985) рассмотрели ускорение газа в канале толстого аккреционного диска (Jaroszynski et al., 1980; Rees et al., 1982; Ferrari et al., 1985; Icke, 1989). Канал и диск разделяются стенками канала, которые представляют собой динамическое образование. Под действием ряда эффектов вещество стенок может поступать в канал и эффективно ускоряться наружу световым давлением. Структура канала толстого диска рассматривалась рядом авторов (Lyndel-Bell, 1978; Sikora, 1981; Narayan et al., 1983), как правило, в приложении к аккреционным дискам вокруг сверхмассивных черных дыр. Канал в толстом диске естественно создает коллимированное излучение. Учет эффектов отражения излучения от стенок (Madau, 1988) повышает степень коллимации выходящего излучения вдоль оси канала. Если учесть рассеяние излучения стенок на разреженном газе ($\sigma_T \sim 1$) внутри канала, и тем более, если этот газ движется по оси канала наружу со скоростью $v_j \sim 10^{10}$ см/сек, то степень коллимации излучения может оказаться достаточно высокой.

В гидродинамических расчетах сверхкритической дисковой аккреции на черную дыру в двойной системе, в приложении к условиям, близким в SS433

Eggum, Coroniti and Katz (1985, 1988) пришли к выводу о формировании канала и динамических стенок во внутренних областях в несколько десятков гравитационных радиусов. Раствор канала получается равным $\theta_c \sim 30^\circ$. В канале оптически прозрачный газ ускоряется световым давлением до скоростей $\sim 10^{10}$ см/сек. Стенки состоят из аккрецирующего газа и ограничивают область канала (фотоконуса коллимированного излучения) от области конвективных движений плазмы. До 80 % выделяющейся гравитационной энергии аккрецирует в черную дыру в виде кинетической энергии потока и излучения. В канале ("струях") выбрасывается около 1 % аккрецирующего вещества, величина довольно близкая к относительному темпу потери массы в SS433, где в струях теряется $\dot{M}_j/\dot{M}_0 \sim 5 \cdot 10^{-7}/10^{-4} \sim 0.5\%$ перерабатываемой диском массы. Расчеты проводились для темпов аккреции $\dot{M}/\dot{M}_{crit} = 1 - 10$, в то время как в SS433 эта величина достигает $\sim 10^3$. Для более точного сравнения результатов расчетов с наблюдаемой в SS433 картиной необходимо конкретизировать темп поступления массы во внешний край диска, темп потери массы на масштабах радиуса сферизации, и, соответственно, темп аккреции во внутренних частях диска, что затруднительно сделать на основе данных наблюдений. В целом, расчеты Eggum et al. (1985, 1988) показали принципиальный путь, на котором можно понять механизм выброса газа и формирования струй в SS433.

В двухмерных гидродинамических расчетах Okuda (2002, и ссылки там на другие исследования) подтверждается механизм формирования канала Eggum, Coroniti, Katz и динамических стенок во внутренних областях, от нескольких десятков до сотен гравитационных радиусов, где давление излучения превосходит газовое. Разреженный газ ускоряется в канале до скоростей 0.1–0.2 с. Строение канала может быть весьма сложным. Также подтверждается наличие конвективно неустойчивой зоны, которая располагается в широкой торообразной области по другую сторону от динамических стенок канала. Ближе к черной дыре происходит адвективное движение плазмы. Okuda (2002) предположил, что ускорение газа в канале может стабилизироваться некоторым специфическим механизмом, который в условиях данной структуры канала обеспечит постоянство скорости истечения 0.26 с.

Относительно недавно была понята значительная роль конвекции в динамике и переносе энергии во внутренних частях аккреционных дисков (Stone et al. 1999; Abramowicz et al. 2002, и ссылки в этих работах). Конвекционные движения могут формировать очень мощное истечение газа из аккреционного диска, при этом в непосредственной близости к черной дыре аккреционный поток становится адвекционным. Сильный ветер из диска может быть сформирован также за счет стоячих ударных волн (Molteni et al. 1994; Cattopadhyay and Chakrabarti, 2002), возникающих около центрифугального барьера в диске. В расчетах (Molteni et al. 1994), в частности, найдено, что ветер из диска распространяется не только в околополюсных направлениях, но и в направлениях далеких от оси диска ($\theta \sim 50^\circ - 80^\circ$). Именно такая структура ветра наблюдается в SS433 (Fabrika, 1997).

Для понимания того, что происходит внутри SS433 чрезвычайно перспективны гидродинамические расчеты сверхкритической дисковой аккреции. В ближайшем будущем, вероятно, будут проведены расчеты до размеров $\sim 10^9 - 10^{10}$ см, покрывающих радиус сферизации диска, и будет выяснено как формируется сверхкритический ветер из диска. Радиус сферизации аккреционного диска (Shakura and Sunyaev, 1973) $R_{sp} = GM_x \dot{M}_0 / L_e$, где \dot{M}_0 — темп поступления газа в диск, M_x и L_e — масса компактной звезды и соответствующая ей критическая светимость. При темпе аккреции на внешнем краю диска $\sim 10^{-4} M_\odot$ /год радиус сферизации оказывается $R_{sp} \sim 10^{10}$ см. Рассчитывая канал и ветер на бóльших масштабах, $\sim 10^{11} - 10^{12}$ см, можно будет выяснить, как коллимируются струи.

Построен ряд моделей формирования струй и излучения SS433 как в канале толстого диска, так и в канале ветра или газовой оболочки (Fukue, 1987a; 1987b; Inoue et al., 2001), в которых форма канала варьируется от конической до формы, в которой сечение канала растет с расстоянием более медленно, $S \propto r$. Модель канала в аккреционном диске (или канала в оттекающем из диска веществе) и коллимированного излучения в канале представляется сейчас весьма подходящей для SS433.

Интересно, что модели сверхкритического диска вокруг нейтронной звезды (Okuda and Fujita, 2000), в которой звезда не обладает сильным магнит-

ным полем, дают примерно такие же результаты, там так же формируется канал вокруг оси вращения диска. Очевидное различие заключается в темпе аккреции на поверхность нейтронной звезды и, соответственно, в темпе выброса газа из внутренних областей диска, т. к. в отличие от черной дыры нейтронная звезда не может принимать на поверхность больше вещества, чем определяется критическим темпом аккреции.

Для случая нейтронной звезды с сильным магнитным полем было предложено несколько механизмов выброса газа с формированием струй. Lirunov and Shakura (1982) рассмотрели вариант сверхкритической аккреции на медленно вращающуюся нейтронную звезду, в котором газ, находящийся на магнитосфере падает на поверхность вдоль силовых линий, и выброс газа происходит порциями через магнитные полюса звезды, соответственно, с характерными интервалами времени, равными времени свободного падения блоков газа с магнитосферы. В модели котла (cauldron) в центре SS433 Begelman and Rees (1984) струи ускоряются, проходя через магнитопаузу как через узкие сопла Лавая, стабилизированные натяжением магнитного поля нейтронной звезды. Так же как в предыдущей модели необходим значительный источник энергии для первоначального ускорения газа внутри магнитосферы, что вполне может быть обеспечено нестационарной аккрецией порций газ (блоков) или быстрым вращением молодой нейтронной звезды с наклонным магнитным полем.

Arav and Begelman (1992; 1993) развили модель ускорения и коллимации газа в SS433, в которой струи, выбрасываемые недалеко от поверхности нейтронной звезды, распространяются в канале образованном в плотной атмосфере аккрецирующего газа. Детально рассмотрен граничный слой этого радиативно доминированного канала в атмосфере и эволюция канала и струи с увеличением расстояния от источника. Пограничный слой представляется как кокон вокруг струи, состоящий из газа низкой плотности. Показано, что канал и кокон обладают коллимирующими свойствами и эффективно коллимируют излучение центральных областей. Эта модель радиативно доминированного канала может оказаться весьма полезной в понимании свойств канала в сверхкритических аккреционных дисках и струйных течений внутри этого

канала. Несмотря на ряд превосходных моделей, предложенных для SS433 в качестве объекта, содержащего нейтронную звезду, наличие нейтронной звезды в SS433 весьма маловероятно (см. следующую главу).

Ускорение, коллимация, фрагментация

Наиболее перспективными представляются модели ускорения и коллимации газа в канале сверхкритического аккреционного диска вокруг черной дыры. В рассмотрении Vodo et al. (1985) изначально предполагалось, что излучение в канале коллимировано, газ оптически тонкий и основным процессом рассеяния излучения является Томсоновское рассеяние. Горячий газ диффундирует внутрь канала и ускоряется существующим коллимированным излучением. Ускоряемое вещество приобретает практически конечную скорость еще глубоко внутри канала, $r \lesssim 10^9$ см, на выходе из канала идет сверхзвуковой поток газа с температурой $T \gtrsim 10^7$ К. В зависимости от полной светимости выходящего из канала излучения и угла раствора канала конечная скорость вещества составляет $\beta = 0.1 - 0.6$. В частности, для ориентировочно подходящих для SS433 значений светимости, выраженной в единицах Эддингтоновской светимости и угла раствора канала: $L_c/L_e = 10$, $\theta_c = 30^\circ$ и 40° достигаются скорости вещества $\beta = 0.35$ и 0.25 соответственно.

Если в уже ускоренном потоке газа действуют механизмы (например, внутри канала в верхней его части или непосредственно в области выхода вещества из канала):

- i) более тонкой подстройки скорости движения к величине $0.26c$,
 - ii) коллимации потока вдоль оси распространения,
 - iii) формирования плотных сгустков газа вдоль оси ($\theta_j \sim 0.02$),
- то, вообще говоря, мы получим струю SS433.

(i) В модели ускорения газа струй SS433 давлением излучения предполагается работа механизма "line-locking" (Milgrom, 1979b; Pekarevich et al., 1984; Shapiro et al., 1986; Katz, 1987). Этот механизм активно обсуждался в начале 1970-х годов в приложении к ускорению газа в оболочках активных ядер галактик и формированию линий поглощения в квазарах. В случае SS433 наблюдаемая скорость струй $0.26c$ соответствует доплеровскому смещению

частоты основного перехода — линии $L\alpha$ атома водорода к частоте порога ионизации Lc . Если ускорение световым давлением происходит за счет поглощения квантов в частотах линии $L\alpha$, а в спектре источника излучения имеется абсорбционный скачок Lc , то газ может быть эффективно ускорен только до скоростей $\approx 0.26c$, т. к. за скачком Lc интенсивность излучения источника резко падает. Этот механизм равно эффективно работает на заперении излучения $K\alpha$ – Kc водородоподобных и гелиоподобных ионов.

В основном, работы по исследованию "line-locking" применительно к SS433 были выполнены до открытия рентгеновских струй, и, соответственно, до выяснения, что основными линиями в этих струях являются линии водородо- и гелиоподобных ионов тяжелых элементов. Поэтому рассмотрение тяжелых элементов в этих работах могло носить гипотетический характер. В последующие годы это рассмотрение себя полностью оправдало. Был сделан вывод об эффективности "line-locking" в SS433, однако с дополнительными предположениями, либо повышенного содержания тяжелых элементов (например, железа) в струях SS433, либо необходимости ускорения струй коллимированным излучением. Второе предположение смотрится сейчас вполне естественно.

Эффективность работы "line-locking" в условиях SS433 неоднократно подвергалась сомнению, но как правило, на основе существенно завышенных оценок кинетической светимости струй. Тем не менее, трудно представить механизм ускорения, удовлетворяющий условию поразительного постоянства скорости струй SS433. Скорость струй не зависит ни от чего. Даже при изменениях светимости SS433 во время вспышек (почти на порядок величины) или в течение активных состояний, или в моменты существенных спадов блеска скорость остается постоянной. Иногда наблюдается пропадание струй (см. гл. "Радиоструи"), но они появляются, имея ту же скорость, $0.26c$. Более точно можно сказать, что когда струи SS433 содержат холодные облака газа, излучающие в линиях водорода, скорость струй всегда одна и та же.

Удивительное постоянство скорости струй является очень сильным аргументом в пользу "line-locking". Если не полное ускорение струй, то по крайней мере подстройка скорости потока под известную из наблюдений величину

должна происходить за счет работы этого эффекта. Если к пределу $0.26c$ подходить не снизу, ускоряя вещество в канале, а сверху, замедляя вещество, то "line-locking" может остановить замедление на требуемой скорости, т. к. при уменьшении скорости, на критической величине $V_j = 0.26c$ газ начнет ускоряться квантами Lc . Когда в канале поток газа, ускоренный во внутренних частях до скоростей $\sim 10^{10}$ см/сек, начинает тормозиться налетающим со стенок ветром (при этом может работать механизм налипания газа на неоднородности потока), то на пороге $0.26c$ процесс торможения может резко замедлиться за счет включения эффекта "line-locking". Механизм типа неустойчивостей в веществе, ускоряемом световым давлением, предложенный Katz (1987), может резко повысить эффективность образования неоднородностей в ускоряемом потоке.

(ii) Кандидатом на роль механизма коллимации вполне может быть гидродинамическая коллимация потока (Peter and Eichler, 1996) за счет взаимодействия со стенками в верхней части канала или уже снаружи со стенками газового кокона, окружающего место выхода струи. Индикатором наличия такого кокона в SS433 может служить флуоресценция "Fe I-газа" слабо ионизованного железа, видимого в рентгеновских струях (предыдущая глава) и He II-кочон, видимый в оптических спектрах (глава "Сверхкритический аккреционный диск по данным спектроскопии"). Этот же гидродинамический механизм коллимации предлагался для объяснения узости протяженных рентгеновских струй туманности W50 (гл. "Радиоструи и W50").

Поток газа в канале должен взаимодействовать со стенками, состоящими из газа медленного и плотного ветра. Со стенок может дуть ветер, сталкивающийся с основным потоком. Кроме того, за счет гидродинамической неустойчивостей типа Кельвина-Гельмгольца на стенках должны образовываться неоднородности (волны), сносимые основным потоком. Взаимодействие с неоднородностями и ветром от стенок приведет к формированию в потоке аксиально-симметричных ударных волн, движущихся по основному потоку газа в центр к оси канала и сносимых потоком. Скорость волн в направлении, перпендикулярном движению потока, равна скорости звука или несколько выше, $c_s \sim 10^8$ см/сек для температуры $T \sim 10^8$ К (эта темпе-

ратура измерена у основания струи по данным ASCA и Chandra). Несмотря на то, что поток сам существенно сверхзвуковой, $V_j/c_s \sim 100$, ударная волна, распространяющаяся по потоку к центру, может быть слабой. И так, по потоку может распространяться "мягкая" косая ударная волна, сжимающая газ вдоль оси движения. Угол коллимации этого уплотнения составляет $2c_s/V_j \sim 0.02$ (или несколько больше, т. к. температура внутри канала, определенно, должна быть выше измеренной по наблюдаемым основаниям рентгеновских струй), т. е. газ сжимается в тонкую струю. Вопрос — смогут ли тепловые неустойчивости удержать газ в этой струе за счет резкого падения давления из-за охлаждения излучением, либо на оси канала сжатый газ еще слишком горячий для образования плотных облаков. Тем не менее, на оси канала газ должен весьма эффективно охлаждаться за счет повышения плотности и его температура должна падать. В любом случае, если температура на выходе понизится до измеренной $T_{j,x} = 1 \cdot 10^8$ К, то струя уже не сможет расширяться по кинематическим соображениям, и "заморозится" на уровне $\theta_j = 1.4$, как обсуждалось в предыдущей главе. Далее тепловые неустойчивости смогут разбить струю на плотные сгустки, но это уже произойдет внутри конуса θ_j и после выхода из канала, когда температура газа понизится до $\sim 10^6$ К за счет адиабатического расширения и радиативных потерь в рентгеновской струе. Гидродинамические расчеты движения потока в верхней части канала, насколько нам известно, не проводились.

Lebedev et al. (2002) представили результаты лабораторных экспериментов в которых высокоскоростные плазменные струи образуются в конически сходящихся потоках. Сходящиеся потоки генерировались электродинамическим ускорением плазмы в конически расходящейся решетке из тонких металлических проводов (Z-pinch решетка). Столкновение плазменных потоков на оси симметрии образует стоячую коническую ударную волну, эффективно коллимирующую поток вдоль оси. В эксперименте получается гиперзвуковая ($M \gtrsim 20$) узкоколлимированная струя плазмы. Степень коллимации, очевидно, зависит от эффективности радиативного охлаждения в ударной волне на оси струи. Этот эксперимент показал высокую эффективность обсуждаемого механизма коллимации потока, геометрия установки (Lebedev et al. 2002)

весьма подобна геометрии канала, который мы обсуждаем в SS433. Формирование струй в сходящихся сверхзвуковых конических потоках было рассмотрено и развито Cantó et al. (1988) в приложении к образованию межзвездных струй.

На Рис. 14 показана схема канала в ветре диска, иллюстрирующая вышесказанное. Черный квадрат, так же как и на предыдущем рисунке обозначает область, в которой проводилось гидродинамическое моделирование сверхкритического диска (Eggum et al., 1985; 1988; Okuda, 2002). Толстая линия обозначает фотосферу медленного ветра. Неоднородности, возникающие на стенках канала могут возникать на границе взаимодействия быстрого потока и медленного ветра. Предполагаемые косые ударные волны, сжимающие газ в тонкую ($2c_s/V_j \sim 0.02$) струю показаны штриховкой.

При сжатии газа на оси струи в конически сходящихся сверхзвуковых потоках вполне вероятно образование релятивистских электронов. В принципе, механизм ускорения релятивистских частиц может ничем не отличаться от механизма ускорения частиц в радиоструях (глава "Радиоструи и W50"), где частицы ускоряются в ударных волнах при взаимодействии струй с ветром диска. Требуемая энергия релятивистских электронов для объяснения жесткого рентгеновского спектра SS433, обнаруженного на INTEGRAL (Cherepashchuk et al. 2003), составляет $\gamma \sim 10$.

(iii) Механизм фрагментации струи на плотные сгустки за счет тепловых неустойчивостей исследован (Bodo et al., 1985; Brinkmann et al., 1988). Bodo et al. (1985) нашли, что выходя из канала ($r_{max} \lesssim 10^{11}$ см) газ начинает охлаждаться, в области $10^{11} \lesssim r \lesssim 10^{12}$ см. За короткое время, существенно меньшее времени движения r/V_j , тепловые неустойчивости формируют двухфазную среду: холодные и плотные фрагменты ($T \approx 10^4$ К, $n \gtrsim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) и горячая среда ($T \gtrsim 10^7$ К, $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Размеры конденсаций, которые получаются в результате неустойчивостей находятся в области $l \approx 10^7 - 10^8$ см, они ограничены снизу тепловой проводимостью, а сверху условием, что за время развития неустойчивости должно установиться равновесие по давлению. Заметим, что эти расчеты были выполнены до открытия рентгеновских струй SS433 и измерения параметров газа в струях, они могли бы быть уточ-

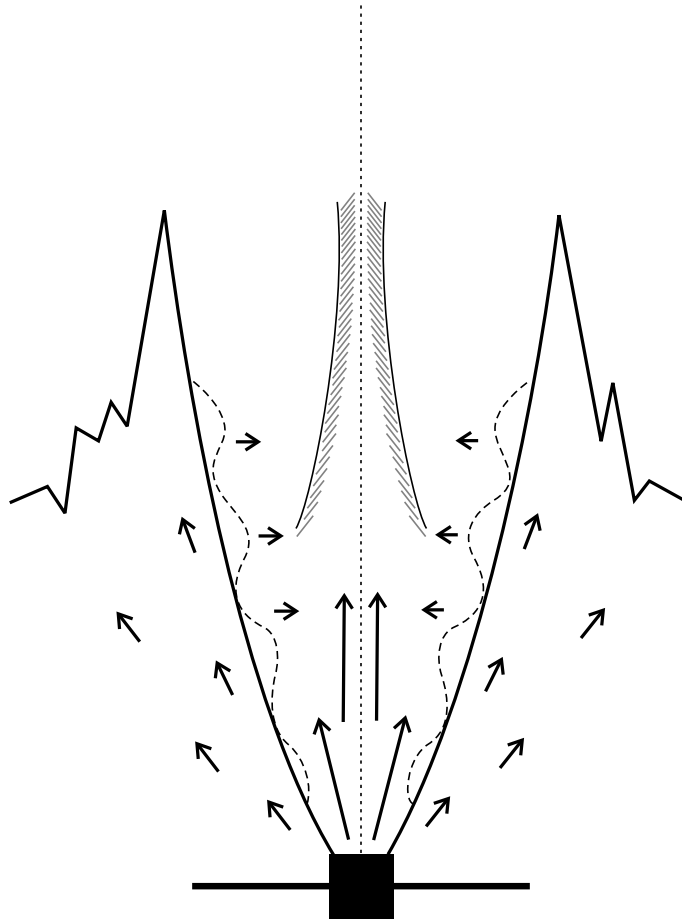


Рис. 14: Схема канала в ветре диска. Черный квадрат, как и на Рис. 13, обозначает область, в которой проводилось гидродинамическое моделирование сверхкритического диска (Eggum et al., 1985; 1988; Okuda, 2002). Толстая линия обозначает фотосферу медленного ветра. Пунктиром показаны неоднородности, возникающие на стенках канала. Предполагаемые косые ударные волны, сжимающие газ в тонкую ($2c_s/V_j \sim 0.02$) струю показаны штриховкой.

нены соответствующим образом на основе известных сейчас величин. Полученные масштабы облаков очень близки к таковым, найденным из анализа Бальмеровских декрементов струй (Panferov and Fabrika, 1997), $l \sim 10^8$ см. Напомним также, что по данным Marshall et al., (2002), температура в рентгеновских струях от основания до конца (точность конечных величин ограничена слабостью спектра и блендированием линий в мягкой области) меняется от $1.1 \cdot 10^8$ К до $6 \cdot 10^6$ К, а электронная плотность соответственно падает от $2 \cdot 10^{15}$ до $4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Применительно к рентгеновским струям SS433 Brinkmann et al. (1988) чис-

ленно рассмотрели эволюцию фрагментов материи, возникшего из первоначальной флуктуации плотности в однородном горячем газе конической струи. Газ струи находится в ионизационном равновесии через столкновения и остывает за счет радиативных потерь и расширения струи. На линейной стадии тепловой неустойчивости фрагменты достигают таких размеров, как было получено Vodo et al. (1985) на основе линейного анализа. Однако, в последующей нелинейной стадии в зависимости от ряда условий фрагменты (облака) могут испытать как катастрофическое сжатие, так и расширение. Простое стационарное состояние не достигается ни при каких условиях и формирование облаков представляется как динамическое явление в процессе эволюции струи. Определенно, в остывающей рентгеновской струе формируются облака газа с контрастом плотности $\gtrsim 10^3$, и необходим механизм дополнительного нагрева газа в облаках, чтобы задержать их при температуре $\sim 10^4$ К на время $\sim 10^3 - 10^4$ сек и предотвратить коллапс облаков. Дополнительный нагрев может быть радиативным (коллимированным излучением канала), за счет диссипации ударных волн внутри струи, за счет радиативного нагрева излучением этих ударных волн (Begelman et al., 1980; Fabian and Rees, 1979), за счет взаимодействия прецессирующей струи с окружающей средой (Davidson and McCray, 1980).

В зависимости от величины этого нагрева в рентгеновской струе существенным образом могут измениться как физические условия в газе, так и оценка величины кинетической светимости струи. Кроме этого, получаемые параметры струи сильно зависят от предположений о структуре струи. В модели рентгеновской струи Brinkmann and Kawai (2000) учитывались неравновесные эффекты и фотоионизация газа, а также неоднородное распределение плотности в поперечном направлении. В частности, в более близкой к наблюдениям модели узкой рентгеновской струи, в которой плотность по радиусу сечения спадает по распределению Гаусса ($\theta_j = 1.4$), получена оценка кинетической светимости $L_k \sim 6 \cdot 10^{39}$ эрг/сек. Эта струя имеет разреженную и горячую атмосферу.

Сверхкритичекий аккреционный диск и компоненты по данным фотометрии

Кривая блеска SS433: прецессионная, орбитальная и нутационная переменности

Фотометрические наблюдения весьма обширны, их результаты можно найти в обзорах (Margon, 1984; Cherepashchuk, 1989, 2002), но нас будут, в основном, интересовать данные, из которых можно сделать заключение об аккреционном диске SS433, точнее о форме и структуре газовой оболочки, которая окружает релятивистский объект. Много информации о структуре диска и газовых потоков получено в спектральных исследованиях этой системы, поэтому спектральные данные мы опишем в следующей главе более подробно.

Кривая блеска SS433 определяется тремя известными периодами — периодом прецессии, орбитальным и периодом нутации, а также спорадическими изменениями — мелкомасштабными флюктуациями, вспышками (глава "Радиоструи и W 50"), активными периодами (Leibowitz et al., 1984; Kodaira et al., 1985; Kemp et al., 1986; Gladyshev et al., 1987; Mazeh et al., 1987; Goranskii et al., 1986, 1997, 1998a, 1998b; Zwitter et al., 1991; Fukue et al., 1997; Panferov et al., 1997; Irmambetova, 1997, 2001). На Рис. 15 показано поведение плотности потока в фильтре V за прецессионный цикл по данным статьи (Goranskii et al., 1998b). Данные переведены в потоки и осреднены, и любезно предоставлены В.П. Горанским (2002) специально для этого обзора. Прецессионная кривая блеска на этом рисунке представлена в долях периода орбиты, т. е. составлена из средних орбитальных кривых, полученных за все годы фотометрических исследований SS433 и в разных фазах прецессии. При этом орбитальные моменты затмения аккреционного диска и прецессионные моменты максимального разворота диска на наблюдателя были совмещены. Всего было использовано 2400 индивидуальных измерений. Когда аккреционный диск в прецессионном вращении раскрывается на наблюдателя ($\psi = 0$, момент T_3) SS433 становится ярче, кривая блеска оказывается более регулярной, затмения более выраженными и глубокими. Глубина затмений возрастает в голубых лучах и заметно уменьшается в красном и ИК диапазонах спектра.

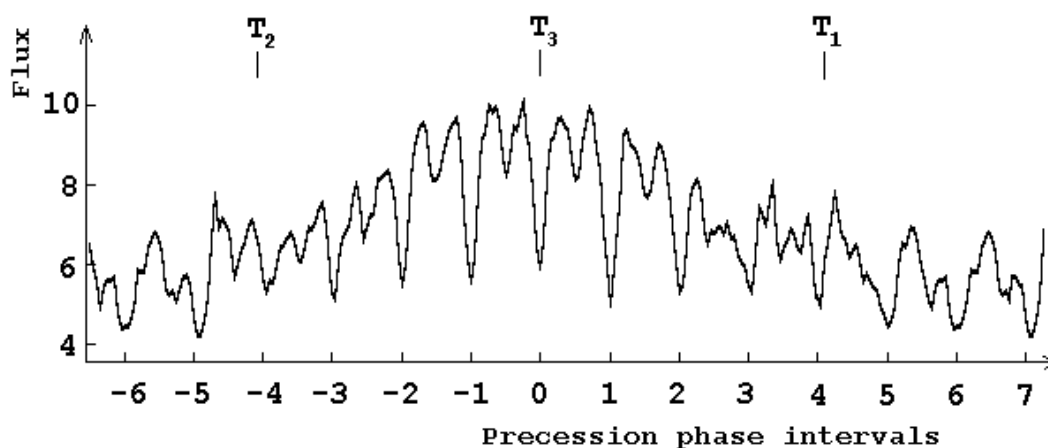


Рис. 15: Плотность потока SS433 в фильтре V (mJy) за прецессионный цикл (Goranskii, 2002). Прецессионная кривая блеска составлена из средних орбитальных кривых и представлена в долях периода орбиты.

В фазы прецессии, когда диск наблюдается с ребра (Рис. 15), а струи, соответственно, располагаются в картинной плоскости, кривая блеска весьма нерегулярна, главные затмения аккреционного диска звездой (Min I, $\phi = 0$) становятся мелкими, затмения звезды диском (Min II, $\phi = 0.5$) иногда вообще трудно различить. В эти фазы прецессии кривая блеска очень сильно искажается вспышками (Goranskii et al., 1998b). Вне затмений в квадратурах амплитуда прецессионной переменности блеска в фильтре V составляет $\approx 0^m6$. В центре затмений аккреционного диска амплитуда прецессии меньше, 0^m2-0^m3 , при этом SS433 также становится ярче, когда диск раскрывается, и слабеет, когда диск поворачивается краем. Из этого Goranskii et al. (1998b) делают вывод, что независимо от прецессионной ориентации никогда не наблюдается полных затмений диска в SS433. Цвет B-V мало меняется от фаз известных периодов. При ослаблении блеска в фазах прецессии "диск edge-on" и в затмениях объект становится краснее в цвете V-R — затмевается горячий источник, а красный компонент излучения (вероятно, free-free излучение газа, непосредственно окружающего систему) не затмевается. Изменения цветов в основном наблюдаются во вспышках.

Подобные изменения блеска с фазой периода прецессии могут быть связаны i) с простыми изменениями ориентации геометрически плоского источни-

ка, ii) с изменением видимости "горячих пятен" или воронок в местах выхода струй на фотосфере истекающего ветра (Lipunov and Shakura, 1982), или iii) изменением видимости горячих коконов, окружающих основания струй. В последних двух предположениях "диск" может быть дископодобное тело, толщина которого растёт с увеличением расстояния от центра, температура его поверхности растёт с приближением к центру. Например, в последних расчетах кривых блеска SS433 (Antokhina et al., 1992; Hirai and Fukue, 2001) задавалась примерно такая форма аккреционного диска. Не исключено, что роли "диска" вообще следует отвести только экранирующую функцию. Внешние края диска в процессе прецессии могут закрывать внутренние горячие области. Кроме того, совсем не очевидно, что форма этого тела (которое мы традиционно называем диском) связана с Кеплеровким вращением вещества. Более вероятно, что форма определяется плотностью, скоростью и геометрией ветра, т. е. строением фотосферы ветра. Это означает, что размер яркого тела, окружающего релятивистскую звезду, может не иметь никакого отношения к размеру полости Роша этой звезды (см. ниже), что создает серьезные ограничения для определения отношения масс компонент из моделирования кривых блеска.

На Рис. 16 показаны орбитальные кривые блеска SS433 в фильтре V (Paffenroff et al., 1997) полученные по всем опубликованным данным усреднением блеска в интервалах фаз прецессионного периода. Поток $F_V = 1$ соответствует $V = 14^m 0$. Глубина главных затмений ($\phi = 0$) существенно меняется в зависимости от ориентации диска. Изменяется даже их положение. Если орбитальное и прецессионное вращения противоположны, как неоднократно заключалось многими авторами, и как должно быть в случае вынужденной прецессии оптической звезды (ведомый диск), то в моделях яркого источника, совпадающего с основанием приближающейся струи (упомянутые выше модели ii и iii) до момента T_3 ($\psi < 0$) главные затмения должны запаздывать относительно эфемерид, а после момента T_3 ($\psi > 0$) эти затмения должны наступать раньше (Fabrika, 1984; Gladyshev et al., 1987).

Орбитальные кривые блеска в районе вторичных затмений Min II ($\phi \approx 0.5$) еще более переменны. Если эффект отражения излучения диска от поверхно-

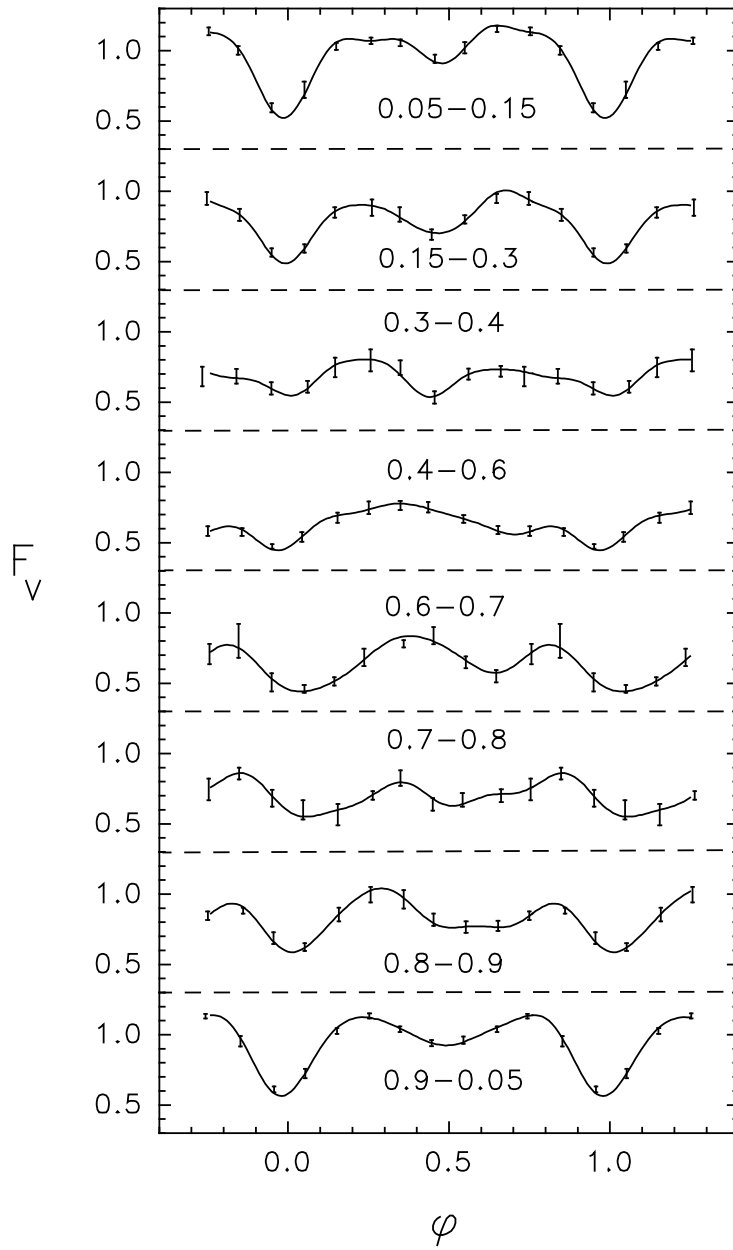


Рис. 16: Орбитальные кривые блеска SS433 в фильтре V усредненные в интервалах фаз прецессионного периода (Panferov et al., 1997).

сти звезды–донора или от уплотнений ветра у поверхности звезды достаточно силен, то (при тех же предположениях о направлениях орбитального и прецессионного вращений) в фазах прецессии до момента T_3 яркость в элонгации $\phi = 0.2 - 0.3$ должна быть больше, чем в элонгации $\phi = 0.7 - 0.8$, и Min II должен несколько отставать от расчетного. В фазах прецессии после момента T_3 , наоборот, яркость в элонгации $\phi = 0.7 - 0.8$ должна быть больше, и Min II должен наступать раньше. Примерно такая картина наблюдается на Рис. 16. Кроме этого, при прогреве максимум прецессионного блеска, измеренный отдельно в фазах двух элонгаций, также должен смещаться из–за различных условий прогрева и видимости звезды с поверхности диска. А именно: в элонгации $\phi = 0.2 - 0.3$ прецессионный максимум наступит раньше, чем эфемеридный момент T_3 , соответственно, в элонгации $\phi = 0.7 - 0.8$ максимум наступит позже T_3 . Этот эффект был отмечен в работе Gladyshev et al. (1987).

Наличие затмения Min II в рентгеновских лучах (Gies et al., 2002 a) может быть связано с отражением света от звезды–донора, но также это может быть затмением области около оптической звезды, если небольшая часть рентгеновского излучения формируется там в ударных волнах сталкивающихся ветров (Cheremashchuk et al., 1995). Представляется, что эффект прогрева поверхности звезды–донора в SS433 играет существенную роль в переменности блеска, но для доказательства этого необходимо провести модельный анализ кривых блеска. Кроме прогрева известны еще два эффекта, которые могут искажать регулярную орбитальную переменность. Первый из них — это нутационные изменения блеска, которые искажают орбитальную переменность по–разному в разных фазах прецессии (Goranskii et al., 1998b). Вторым эффектом — поглощение в растекающемся из точки L2 за диском потоке газа (Zwitter et al., 1991; Fabrika, 1993). Мы обсудим эти эффекты ниже.

Третьим надежно установленным периодом в изменениях оптического блеска является период нутации 6.28 дня, с этим периодом наблюдается покачивание струй. Полная амплитуда изменений блеска с этим периодом составляет $\Delta V = 0^m17$ (Mazeh, et al., 1981; Mazeh et al., 1987; Goranskii et al., 1998b), причем дополнительный источник красного света (полоса R) не показывает нутационных изменений, т. е. амплитуда переменности голубого

источника реально должна быть несколько выше найденной в полосе V.

Здесь мы приведем эфемериды фотометрической переменности с периодами прецессии P_{pr} (момент максимума блеска, $T_3(phot)$), орбиты P_{orb} (середина затмения аккреционного диска Min I) и нутации P_{nut} (максимум блеска в полосе V) по данным Goranskii et al. (1998b) как самым последним из опубликованных. Мы также повторим спектральные прецессионные эфемериды (момент максимального раздвижения релятивистских эмиссий по спектру $T_3(spec)$). Все эти эфемериды могут оказаться полезными при расчетах и планировании наблюдений.

$$T_3(phot) = \text{JD } 2450000 + 162^{\text{d}}15 \cdot E$$

$$T_3(spec) = \text{JD } 2443507^{\text{d}}47 + 162^{\text{d}}375 \cdot E$$

$$\text{Min I} = \text{JD } 2450023^{\text{d}}62 \pm 0^{\text{d}}26 + 13^{\text{d}}08211 \pm 0^{\text{d}}00008 \cdot E$$

$$\text{Max} = \text{JD } 2450000^{\text{d}}94 + 6^{\text{d}}2877 \cdot E$$

Орбитальные элементы являются наиболее точными на конец 2001 г., они были подтверждены после опубликования (Goranskii et al., 1998b) недавними наблюдениями затмений (Goranskii, 2002). Элементы периода прецессии должны быть сравнены со спектральными прецессионными элементами (Eikenberry et al., 2001), подробно обсужденными выше (Гл. "Оптические струи"), и неплохо согласуются с последними с учетом обычных для прецессионных часов нестабильностей и точности. Точность определения прецессионного периода по спектрам, естественно, должна быть выше, чем по фотометрии, т. к. амплитуда перемещения подвижных линий существенно выше ошибки определения положения линий на спектре (в $\sim 10^3$ раз). В фотометрии амплитуда прецессионной переменности не настолько превышает обычную ошибку измерений. Тем не менее, в фотометрии мы изучаем прецессию аккреционного диска, а по спектрам мы регистрируем струи, поэтому сравнение прецессионных движений струй и диска может иметь принципиальное значение.

Кривая блеска в активных и пассивных состояниях

Кривая блеска на Рис. 15 была получена осреднением всех данных, включающих как активные, так и пассивные состояния объекта. Анализ прецессионной и орбитальной переменности отдельно в активных и пассивных состояниях приведен Fabrika and Irmambetova (2002). Использовалась та же база фотометрических данных (1979–1996) ГАИШ Sternberg Institute. Активные состояния SS433 (см. Введение и гл. "Радиоструи и W50") выделялись по результатам наблюдений программы радиомониторинга GBI (<http://www.gb.nrao.edu/fgdoss/gbi/gbint.html>), а также на основе самих оптических данных. Прецессионные кривые блеска в активных и пассивных состояниях существенно различны. В пассивных состояниях средний внезатменный блеск SS433 (аккреционного диска) действительно сильно зависит от фазы прецессии. Объект становится слабее в полосе V в ≈ 2.2 раза при повороте аккреционного диска от максимального раскрытия на наблюдателя до положения edge-on. Однако, в активных состояниях (явные вспышки были исключены) блеск SS433 весьма слабо зависит от ориентации диска. При этом особенно важно, что во время максимального раскрытия диска (моменты T_3) блеск объекта в активных и пассивных состояниях одинаков. Соответственно, в ориентациях "edge-on" (моменты T_1, T_2) объект в пассивных состояниях значительно слабее, чем в активных.

Орбитальные кривые блеска примерно одинаковы в активных и пассивных состояниях — в активности также наблюдаются главные и вторичные затмения. В центре затмений аккреционного диска звездой ($\phi \approx 0$) в активных состояниях SS433 становится ярче в ≈ 1.6 раза по сравнению с пассивными состояниями. Прецессионная модуляция в центре затмений в активных и пассивных состояниях примерно одинакова: во время раскрытий диска блеск несколько ярче, чем во время "edge-on". В SS433 определенно существует незатмеваемый звездой источник излучения даже в голубом свете. Он может быть связан с рассеянием излучения во внешнем газе ветра.

Фотометрическое поведение SS433 в активных и пассивных состояниях предполагает модель (Fabrika and Irmambetova, 2002), в которой оптический блеск объекта в основном определяется горячим телом в центральной части

аккреционного диска, это могут быть два горячих газовых кокона, окружающих внутренние (рентгеновские) струи. В активных состояниях размер коконов увеличивается и они не закрываются от наблюдателя ни внешним краем аккреционного диска в положении "edge-on", ни звездой-донором во время главных затмений. Из примерного равенства амплитуды прецессионной модуляции и амплитуды главных затмений делается вывод, что размер донора примерно равен размеру (ширине) внешнего края диска в проекции на небесную сферу.

Когда диск максимально раскрывается на наблюдателя, средняя яркость в элонгациях одинакова как в активных, так и в пассивных состояниях. Из этого может следовать, что кокон, окружающий приближающуюся струю, в прецессионные фазы максимального раскрытия диска не закрывается внешним краем диска вплоть до его основания, а светимость кокона не зависит существенно от его размера (состояния активности SS433). Такое может быть в случае, если газ кокона рассеивает ($\tau_T \sim 1$) излучение, приходящее из более внутренних частей, из канала в аккреционном диске или в ветре. Эти коконы могут быть отождествлены с источником УФ излучения, в котором Dolan et al. (1997) обнаружили сильную линейную поляризацию, направленную вдоль струй или с источником двухпиковой линии He II $\lambda 4686$ в спектре SS433 (см. следующую главу).

Нутационные часы и время прохождения вещества через диск

Из-за сопряженности нутационного периода 6.28 дня с орбитальным и прецессионным искажения орбитальных кривых блеска за счет нутационных колебаний будут зависеть от фазы прецессии (Goranskii et al., 1998b). В частности, как можно найти из приведенных выше эфемерид, в момент T_3 нутационные максимумы приходятся на элонгации. Нутационная переменность приводит к некоторому смещению положения затмений. Величина и знак смещений зависят от прецессионной фазы. Модельный анализ орбитальных кривых блеска SS433 должен проводиться с учетом нутационных колебаний.

Информация о фазах спектральной и фотометрической переменности с прецессионным и нутационным периодами очень важна для понимания меха-

низма прецессии в SS433. Как уже говорилось, наиболее успешным сценарием прецессии в SS433 является вынужденная прецессия звезды–донора, ось вращения которой не совмещена с осью орбиты, и плавающий или "ведомый" аккреционный диск (Shakura, 1972; Roberts, 1974; van den Heuvel et al., 1980; Whitmire and Matese, 1980; Hut and van den Heuvel, 1981; Matese and Whitmire, 1982). Вынужденную прецессию может испытывать массивная звезда–донор (Papaloizou and Pringle, 1982; Collins, 1985). Katz et al. (1982) провели анализ периодических возмущений диска, плоскость которого не лежит в плоскости орбиты, гравитационным полем звезды–донора и пришли к выводу, что модель ведомого диска наиболее приемлема для объяснения прецессионных и нутационных движений в SS433. Анализ нутационных синодических явлений представляет собой достаточно точный инструмент, амплитуда этих движений и возможные изменения периода непосредственно зависят от многих параметров двойной системы. Collins (1985), Collins and Newsom (1986), Collins and Newsom (1988) развили динамическую модель SS433, в рамках которой можно делать заключения о свойствах прецессирующей звезды, эксцентриситете орбиты, апсидальных движениях.

В частотах нутационный период 6.28 дня выглядит как $f_{nut} = 2f_{orb} + f_{pr}$. Фактически, возмущения аккреционного диска происходят с периодом 6.06 дня, это кивающенodding движения диска (Katz et al., 1982), $f_{nod} = 2f_{orb} + 2f_{pr}$. Вспышки в системе SS433, как можно было бы ожидать (Гл. "Радиоструи и W50"), должны "чувствовать" именно кивающий период, т. е. период биений во вращающейся с аккреционным диском или звездой системе координат. Однако, в системе отсчета наблюдателя, где фотометрические или спектральные эффекты зависят также от угла между лучом зрения и осью диска или струй этот период становится 6.28 дня.

Возмущения диска (либо аккреционного потока) SS433 приведут к соответствующим изменениям наклона струй, если время прохождения вещества через диск не слишком велико и не превышает период возмущений. Информация об изменении наклона момента вращения внешних частей диска должна дойти до внутренней области (источник струй), существенно не искажившись и не сгладившись. Мы оставим в стороне обсуждение вопросов структуры на-

клонного диска и взаимодействия разных гармоник в возмущениях внешнего края диска гравитационным полем оптической звезды (Katz et al., 1982).

Качественно модель выглядит так, что в моменты элонгаций возмущение диска донором приведет к смещению оси вращения диска в картинной плоскости (далее это возмущение сказывается на направлении распространения струй), но это не изменит угла наклона струй к лучу зрения. Поэтому возмущения, приложенные к диску во время элонгаций не приведут к перемещению подвижных линий. Возмущения края диска, оказанные в моменты соединений направлены в плоскости, перпендикулярной картинной плоскости, поэтому будут менять угол наклона струй. В частности, в фазы прецессии близкие к T_3 (угол наклона струй и оси диска к лучу зрения $\approx 60^\circ$) возмущения в соединениях направлены в сторону выстраивания диска в плоскость орбиты. Поэтому эффект в соединениях приведет к тому, что линии $H\alpha^\pm$ приблизятся друг к другу, а блеск системы ослабнет. Через четверть орбитального периода в элонгациях диск и струи возвращаются в свое исходное положение, линии $H\alpha^\pm$ раздвигаются, блеск возрастает. Конечно, мы увидим реакцию диска и струй на гравитационное возмущение звездой по прошествии времени прохождения вещества через диск и времени движения струй до области эффективного высвечивания в линиях. В реальности, также кроме возмущений внешних частей диска, необходимо иметь в виду, что условия формирования диска (расположение релятивистской звезды относительно экватора донора) меняются с фазой нутации. Прогрев поверхности донора неоднороден из-за тени диска и потоков. Все эти эффекты меняют геометрию переноса массы и зависят от фазы биений между прецессионным и орбитальным периодами.

Mazeh et al. (1987) нашли, что фазы нутации струй по спектральным и фотометрическим данным наблюдений несколько не совпадают, а именно, фотометрические максимумы примерно на один день опережают нутационные экстремумы лучевых скоростей. Goranskii et al. (1998b) подтвердили этот результат. Они показали на данных 16-ти лет наблюдений (950 нутационных периодов), что нутационные повышения яркости SS433 совпадают с максимальными смещениями линии $H\alpha^-$ в голубую сторону при небольшом, но значимом сдвиге фаз $\Delta\phi_{nut} = 0.10 \pm 0.02$ (Goranskii et al., 1998b). Нутационные

отклонения струй запаздывают по отношению к оптической переменности. Этот сдвиг фазы соответствует задержке в 0.6 дня или расстоянию, проходимому струями $\approx 4 \cdot 10^{14}$ см. Именно это расстояние было найдено (Fabrika and Borisov, 1987; Vermeulen et al., 1993a) как расстояние, на котором достигается максимум излучения струй в подвижных линиях H α . Из этого можно сделать вывод, что нутационные колебания блеска связаны с основаниями струй. В рентгеновском диапазоне также есть нутационная переменность (Gies et al., 2002 a), фаза максимума рентгеновского потока примерно совпадает с фазой максимума в оптике.

Однако, энергетики струй недостаточно, чтобы объяснить 6-дневные вариации в оптическом диапазоне. Естественно предположить, что в нутационной переменности участвует вся центральная машина системы "диск-струи". Амплитуда этих вариаций составляет около $\sim 10^{39}$ эрг/с, что сравнимо с кинетической светимостью струй. Даже рентгеновская светимость струй примерно $\sim 10^4$ раз меньше болометрической светимости аккреционного диска, оптическая светимость струй в непрерывном спектре должна быть меньше рентгеновской, и поэтому оптическое излучение струй никак не может объяснить нутационные вариации блеска ($\Delta V \approx 0^{m17}$). За эти вариации могут быть ответственны внутренние области, в которых находятся основания струй, и, которые также как и струи, должны совершать прецессионные и нутационные движения.

Если же вариации блеска с нутационным периодом вызваны киванием внешних частей диска или звезды-донора, то время прохождения вещества через диск примерно "равно нулю" (например, времени свободного падения, несколько десятых дня), либо равно величине кратной периоду нутации. Проблема малого времени прохождения вещества через диск SS433 существует и по другим причинам, не связанным с фотометрической переменностью.

Используя модель Katz et al. (1982) кивающих движений аккреционного диска, Gies et al. (2002 a) нашли на основе новых наблюдений подвижных линий, что нутационные отклонения струй происходят на 1.0 день позже первичных возмущений в элонгациях (или в соединениях, здесь важна фиксация времени по орбитальным часам). Таким образом, Gies et al. (2002 a)

подтверждают тем самым факт запаздывания колебаний струй относительно фотометрических вариаций. Но если величина 0.6 дня (запаздывание, нутации струй относительно фотометрической переменности, найденное (Goranskii et al., 1998b)) хорошо соответствует требуемому времени для движения газа струи до области высвечивания в $H\alpha$ на расстоянии $R_j \approx 4 \cdot 10^{14}$ см, то оставшееся время 0.4 дня, вероятно, и есть время прохождения сигнала через аккреционный диск? Определенно, этот подход даст ответ на вопрос о структуре диска в SS433. Если результат Gies et al. (2002) о времени запаздывания 1.0 день будет подтвержден на основе будущих наблюдений (или нового анализа уже накопленных наблюдений с использованием точных современных эфемерид), то это может означать, что вещество в аккреционном диске SS433 достигает внутренних областей за время свободного падения. Наклонный диск может состоять, например, из потоков вещества, которое теряет момент в ударных волнах.

Фактически, время запаздывания около одного дня было найдено в ранних работах, когда нутационная фотометрическая переменность еще не была известна. Collins and Newsom (1982) в рамках динамической модели нашли, что струи отклоняются через $0^{\text{d}}83 \pm 0^{\text{d}}2$ после моментов возмущения прецессирующего тела. Они предположили, что время прохождения вещества через диск и дальше до области излучения в оптических струях равно $0^{\text{d}}8$ плюс время кратное периоду нутации. Katz et al. (1982) в модели кивающих движений диска также нашли это время запаздывания как $0^{\text{d}}9$ (запаздывание отклонения струй после возмущения в элонгации), но они использовали для фиксации орбитальной фазы данные по лучевым скоростям линии He II $\lambda 4686$ Crampton and Hutchings (1981). Итак, запаздывание моментов киваний струй относительно моментов возмущений аккреционного диска ≈ 1 день можно считать надежно установленным.

Проверкой идеи кратности времени прохождения вещества в диске периоду нутации может служить сравнение фаз прецессии, определенное по фотометрии и спектроскопии. Считается, что известная прецессионная переменность блеска связана с прецессией диска. Однако, прецессионные колебания блеска (Gladyshev et al., 1987; Goranskii et al., 1998b) не опережают

прецессионные движения струй, как должно было бы быть, наоборот, наблюдается даже запаздывание прецессионной фотометрической волны относительно прецессии струй. Это запаздывание не более 3–4 дней (Goranskii et al., 1998b), и вполне может быть связано с неточностью фотометрических эфемерид для прецессии. Тем не менее примерная синфазность фотометрического с спектрального периодов прецессии не подтверждает идею кратности времени прохождения вещества в диске периоду нутации. Однако, если прецессионная переменность никак не связана с прецессией внешних частей аккреционного диска, тогда предположение о кратности исключить нельзя.

Подводя итог, можно заключить, что нутационные вариации блеска связаны с изменением ориентации горячих внутренних областей в местах, где струи выходят на поверхность (например, коконов горячего газа). Прецессионная переменность, скорее всего, имеет такое же происхождение. Независимо от интерпретации фотометрической переменности существует проблема малого времени прохождения вещества через диск, которое фактически близко ко времени свободного падения. Однако, пока нельзя исключить, что время прохождения вещества через диск SS433 кратно периоду нутаций.

Истечение в плоскости диска и газовые потоки

Как только диск располагается в положении edge-on (начиная с фазы прецессии ≈ 0.3), шлейф за диском может перекрывать луч зрения в орбитальных фазах $\phi > 0.5$. Поглощение в этом потоке газа, теряемого системой вполне может создать заметное ослабление блеска, как примерно и наблюдается на Рис. 16, где в фазах прецессии $\psi = 0.3 - 0.7$ мы видим значительное ослабление блеска после Min II. Поглощение в потоке может быть заметно не только в положении аккреционного диска edge-on. Из-за прецессионного смещения точки L2 орбитальная фаза (где можно ожидать эффекта поглощения) будет смещаться, причем, это будет смещать положение Min II примерно в ту же сторону, как и в случае эффекта прогрева поверхности оптической звезды. Без специального моделирования прецессионной и орбитальной модуляций блеска ответить на вопрос какой эффект сильнее искажает кривые блеска невозможно.

Если поглощение света в теряемом системой потоке действительно так заметно, то оптическая толщина истекающего потока по Томсоновскому рассеянию будет ~ 1 , и лучевая плотность вещества $N_H \sim 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. Кроме влияния на оптические кривые блеска (Zwitter et al., 1991; Fabrika, 1993) считается, что именно это вещество создает поглощение излучения удаляющейся рентгеновской струи (Kotani et al., 1996), а дальше от системы создает излучение экваториального VLBI-диска (Paragi et al., 1999; 2000; Blundell et al., 2001) и может даже наблюдаться на больших масштабах (секунды-минуты дуги) в оптических линиях излучения (Fabrika, 1993). Имеются прямые свидетельства наличия растекающейся в плоскости аккреционного диска материи, мы их опишем, когда будем обсуждать спектры SS433.

В зависимости от фазы прецессии существенно меняются глубина и форма рентгеновских затмений аккреционного диска (Kawai et al., 1989; Brinkmann et al., 1991; Yuan et al., 1995; Kotani et al., 1997b). Некоторые из этих рентгеновских затмений неплохо согласуются с оптическими затмениями. Наблюдения рентгеновских затмений, благодаря возможности почти непрерывных наблюдений, предоставляет прямую возможность исследования структуры аккреционного диска SS433, картирования этой области и близкого окружения. Кроме затмений оптический звездой были обнаружены значительные понижения рентгеновского блеска (такие же как затменные или даже большие по амплитуде), которые никак не согласовывались с канонической картиной затмений в двойной системе (Brinkmann et al., 1989). "Непредусмотренные" затмения в SS433 еще предстоит исследовать и понять, скорее всего, эти понижения блеска связаны с поглощением излучения как в аккреционных потоках в системе, так и в истекающем из системы (Giles et al., 2002a) примерно в плоскости аккреционного диска газе. Орбитальные фазы и структура этих понижений блеска согласуются с turning point возвратного потока около полости Роша (Brinkmann et al., 1991; Lubow and Shu, 1975). Поглощение также может возникать в газовых облаках над плоскостью диска и в истекающих из системы газовых струях. Гидродинамические расчеты формирования аккреционного диска при переполнении донором критической полости Роша показывают (Sawada et al., 1986; Chakrabarti and Matsuda, 1992), что в диске

существует сложная структура спиральных ударных волн и мощный поток истекающего газа за диском. Расчеты формирования наклонного ведомого аккреционного диска (Bisikalo et al., 1999) также показывают весьма сложную структуру газовых облаков вне плоскости диска, наличие ударной волны вдоль струи перетекающего вещества.

Резкие ослабления блеска

Для понимания природы компонентов SS433 важными могут оказаться резкие и глубокие ослабления оптического блеска объекта (Henson et al., 1982; Kemp et al., 1986; Gladyshev et al., 1987; Goranskii et al., 1998b), которые наблюдались в разных фазах прецессии и орбиты. Рекордное ослабление (Henson et al., 1982) до $V = 17^m3$ произошло в момент главного затмения при положении диска edge-on, при этом SS433 ослабел на 2^m5 относительно нормального уровня для соответствующих фаз орбиты и прецессии. Интересно, что в то время объект находился в активном состоянии, за 0^d5 и через 0^d5 после знаменитого ослабления его яркость была повышена (Goranskii et al., 1998b). Другие ослабления блеска наблюдались вне затмений, в них объект слабел на 1^m9 и 1^m1 относительно нормального блеска. Получается, что оптическая звезда в SS433 в фильтре V не менее чем в 20 раз слабее аккреционного диска, т. к. обычный блеск SS433 $V = 14^m0$. Принимая расстояние до объекта 5.0 кпк и поглощение $A_V = 8^m0$ находим, что светимость донора $M_V > -4^m5$, если, конечно, эта звезда сама не испытывала затемнений во время во время этих ослаблений блеска.

Резкие ослабления излучения диска удивительны, тем более, что самое сильное произошло в активном состоянии. Вероятно, в моменты активности процесс переноса массы настолько нестационарен, что на какое-то время вещество не поступало в диск? Возможно, как и в случае “непредусмотренных” рентгеновских затмений мы должны думать о затемнении оптического источника в аккреционном диске потоком газа. Возможен альтернативный сценарий, в котором ослабление блеска в фильтре V связано, наоборот, с резким повышением темпа поступления вещества в диск. Светимость сверхкритического диска в грубом приближении не зависит от темпа аккреции \dot{M}_0 . Размер

фотосферы ветра сверхкритического диска $R_{ph} \propto \dot{M}_0^{3/2}$, температура фотосферы $T_{ph} \propto \dot{M}_0^{-3/4}$. В момент резкого увеличения \dot{M}_0 , например в 10–100 раз, температура фотосферы упадет до нескольких тысяч К, размер фотосферы ветра вырастет в десятки раз (и даже более, т. к. основным источником непрозрачности уже будет не Томсоновское рассеяние, а свободно–свободные переходы и молекулы), вся двойная система окажется глубоко под фотосферой ветра. Наблюдения резких ослаблений в других диапазонах спектра (или хотя бы в двух фильтрах в оптике) прояснили бы природу странных ослаблений блеска. Заметим, что подобные ослабления являются аргументом в пользу малого времени прохождения вещества через диск.

Распределение энергии в спектре и параметры компонентов

Вне затмений и в фазы прецессии, когда аккреционный диск раскрывается на наблюдателя светимость и температура объекта существенно повышаются. Из оптической фотометрии трудно точно определить температуру излучения, т. к. приходится работать в далекой Джинсовской области спектра. Cherepashchuk et al. (1982) по фотометрии в полосах W B V R нашли, что спектр SS433 в максимуме блеска согласуется с чернотельным при величине поглощения $A_V = 7^m4 \div 8^m3$, температуре излучения $T \gtrsim 50000$ К, при этом радиус горячего тела $R \approx 2 \cdot 10^{12}$ см и болометрическая светимость $L_{bol} \gtrsim 10^{40}$ эрг/сек. Примерно к такому же заключению пришли Murdin et al. (1980) в одном из первых исследований SS433 ($A_V \approx 8$, $T \sim 30000$ К, $L_{bol} \sim 3 \cdot 10^{39}$ эрг/сек). Wagner (1986) на основе спектрофотометрии пришел к близким выводам ($A_V = 7^m8 \pm 0^m5$, $T \sim 32500$ К, $R \sim 30R_\odot$, $L_{bol} \sim 4.4 \cdot 10^{39}$ эрг/сек), он подтвердил, что источник становится горячее, когда яркое прецессирующее тело наблюдается ближе к полюсу. Формально, при величине поглощения $A_V > 8.2$ температура источника, получаемая из оптической фотометрии, стремится к бесконечности.

Наблюдения на HST/HSP подтвердили высокую температуру излучения SS433, найденную из оптической фотометрии. На Рис. 17 приведены наблюдаемые потоки в полосах F227M и U B V R по данным Dolan et al. (1997). УФ наблюдения были проведены в полосе центрированной на 2270 \AA как в ярком со-

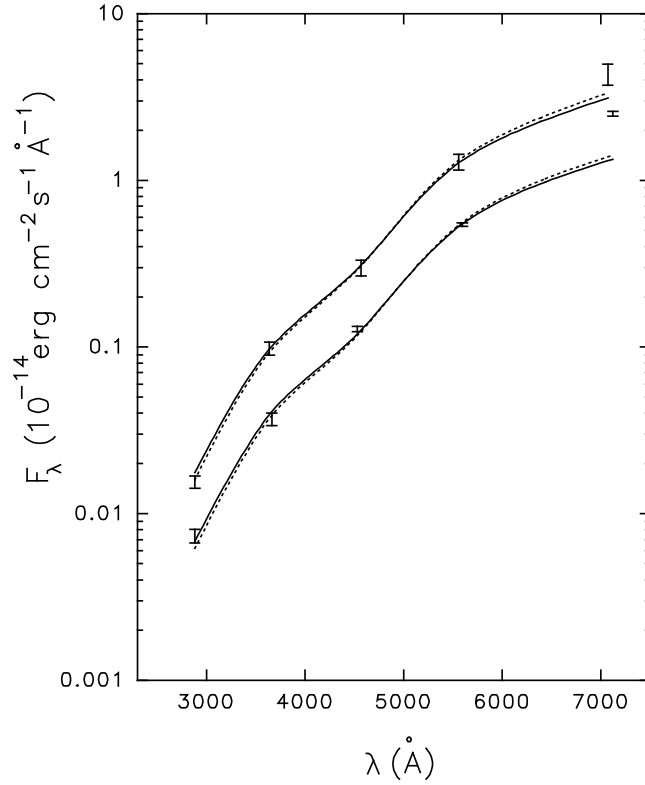


Рис. 17: Наблюдаемые потоки SS433 в полосах F227M и UBV R (Dolan et al., 1997). Сверху — яркое состояние по прецессии и фазы элонгации по орбите, снизу — состояние edge-on по прецессии и фаза затмения аккреционного диска. Показаны аппроксимации единым чернотельным спектром с учетом межзвездного поглощения на изофотных длинах волн спектра SS433. Сплошные линии показывают наилучшее решение для данных UBV только, пунктирные линии показывают решение для UBV + F227M. Интенсивность дополнительного излучения в полосе R независимо от фаз прецессии и орбиты равна $\Delta F_R = 1.2 \cdot 10^{-14}$ эрг/см² с Å.

стоянии объекта (фаза прецессии близкая к 0 и орбитальная фаза элонгации), так и в слабом состоянии (edge-on по прецессии и фазы затмений аккреционного диска). Соответственно для этих состояний из базы данных оптической фотометрии были найдены средние потоки UBV R. Аппроксимации единым чернотельным спектром (без использования полосы R) показали, что в ярком состоянии температура излучения объекта $T = 72000 \pm 20000$ К, величина поглощения $A_V = 8.4 (+0.2, -0.3)$, радиус источника $R = 2.0 \cdot 10^{12}$ см и его светимость $L_{bol} = 4 \div 8 \cdot 10^{40}$ эрг/с. В слабом состоянии, не было достигнуто удовлетворительной аппроксимации спектра в модели единого чернотельного излучателя, на Рис. 17 приведен спектр с параметрами $T = 4.9 (+2.9 - 1.5) \cdot 10^4$ К,

$A_V = 8.2 \pm 0.5$, $R = 1.5 \cdot 10^{12}$ см и $L_{bol} \approx 1 \cdot 10^{40}$ эрг/с.

Эти данные подтверждают также наличие холодной оболочки, которая следует из оптической и ИК фотометрии. Независимое от фаз прецессии и орбиты дополнительное излучение в полосе R (Рис. 17) равно $\Delta F_R = 1.2 \cdot 10^{-14}$ эрг/см с Å. Дополнительный "красный свет" сейчас выделяется также при анализе вспышек SS433 (Irmambetova, 1997, 2000; Goranskii et al., 1998a). Как уже говорилось в гл. "Радиоструи" оптические вспышки в SS433 бывают белые (т. е. горячие) и красные. Красные вспышки представляют собой возбуждение свободно-свободно излучающего газа, расположенного вокруг системы, в полосах R и I эти вспышки на несколько часов запаздывают по отношению к V. Кроме того, при переходе к состоянию активности SS433, как правило, краснеет.

Наблюдения в далеком УФ были проведены Gies et al. (2002a) с помощью HST/STIS в области 1150–1700 Å. К сожалению, в этих наблюдениях SS433 не был зарегистрирован и удалось наложить только верхний предел на поток излучения. Прецессионная фаза момента наблюдений соответствовала слабому состоянию (ориентация диска "edge-on"). Используя эти верхние пределы, а также данные Dolan et al. (1997), архивные IUE наблюдения и оптическую спектрофотометрию Wagner (1986), авторы нашли, что температура источника, найденная Wagner (1986) из оптических данных для слабого состояния объекта ($T = 21000$ К для $A_V = 7^m8$) не противоречит верхним пределам потока далекого УФ излучения найденным в наблюдениях на STIS. При этом радиус горячего источника оказывается равным $R = 2.3 \cdot 10^{12}$ см.

Неопределенности в оценке температуры аккреционного диска (точнее, фотосферы ветра диска) зависят от данных фотометрии, предположения о законе поглощения, а также от сложности источника. Предполагается, что это единое тело, излучающее по чернотельному закону. Следует также заметить, что распределение энергии от сверхкритического диска не должно полностью соответствовать чернотельному (Lipunova, 1999; Okuda and Fujita, 2000).

По наблюдениям на ISOPHOT Fuchs et al. (2002) обнаружили в ИК спектре (2.4–4.8 и 6–12 μm) эмиссии He I и He II и заключили, что спектр подобен спектру WN. Однако из кривых лучевых скоростей известно, что линии He I

и He II в SS433 излучаются не в ветре звезды-донора, а в потоках и в аккреционном диске. Из распределения энергии авторы нашли, что в области 4–12 μm спектр хорошо соответствует свободно-свободному излучению в оптически толстой оболочке, $\alpha = 0.6$ в степенном спектре $F_\nu \propto \nu^\alpha$; между 2.4 и 4 μm наблюдается оптически тонкое свободно-свободное излучение, $\alpha = -0.1$ (см. также Giles et al., 1979; McAlary and McLaren, 1980); а на более длинных волнах 12–60 μm спектр хорошо описывается чернотельным излучением пыли с $T \sim 150$ К. Fuchs et al. (2002) оценили темп потери массы в ветре $\dot{M}_w \approx 1.0 \cdot 10^{-4} M_\odot/\text{год}$.

Параметры оптической звезды оценивали Cherepashchuk et al. (1982), используя данные 4-х полосной фотометрии, полученные в затмениях аккреционного диска. Они нашли, что температура звезды находится в интервале $T_s = 13000 - 43000$ К, а радиус $R_s = 28 - 47 R_\odot$. Спектральные линии звезды не обнаружены. Предполагалось, что линии оптической звезды следует искать среди высоких членов Бальмеровской серии (Fabrika, 1998), т. к. эмиссионный Бальмеровский декремент очень крутой, а абсорбционный декремент пологий, но голубой спектр SS433 требуемого качества не был получен. Недавно Gies et al. (2002 ab) представили обнадеживающие данные. Они предположили, что наилучшими фазами для поиска абсорбций звезды являются моменты затмений диска и фазы прецессии $\psi \approx 0$, когда истекающий из системы газ не перекрывает луч зрения. В указанные фазы в эмиссии He I $\lambda 6678$ они обнаружили абсорбционный компонент, который за три последовательные ночи передвигался в согласии с орбитальным движением донора. В голубой области Gies et al. (2002 b) обнаружили линии поглощения, которые, вероятно, принадлежат фотосфере донора. Мы опишем эти результаты подробнее в следующей главе.

Поляризация оптического и УФ излучения

Результаты измерений линейной поляризации могут быть важными для понимания аккреционного диска SS433. Поляризация излучения этого объекта (McLean and Tapia, 1980; Efimov et al., 1984; Dolan et al., 1997) в оптике в полосах BVRI около 2 % и переменна, причем угол поляризации направлен вдоль

плоскости аккреционного диска (поперек струй). Это хорошо согласовывается с рассеянием излучения диска горячими электронами, находящимися над диском. Величина поляризации несколько возрастает в голубую сторону. Однако, Dolan et al. (1997) нашли, что в УФ области характер поляризации света резко изменяется. В фильтре U поляризация составляет $8.9 \pm 0.9\%$, а в полосе 2770 \AA (FWHM = 340 \AA , HST/HSP) поляризация уже $13.7 \pm 3.0\%$, причем направление поляризации изменяется на противоположное, — в УФ она направлена вдоль струй. УФ поляризация очень переменна от наблюдения к наблюдению, в полосе 2770 \AA иногда ее величина достигает 20% .

Dolan et al. (1997) предположили, что поляризация УФ излучения может возникать за счет Релеевского рассеяния на атомах водорода нейтрального газа, расположенного в плоскости аккреционного диска вне двойной системы. Это накладывает серьезные ограничения на геометрическую модель источников оптического и УФ излучения в аккреционном диске SS433, т. к. остается непонятным, почему УФ излучение эффективно рассеивается на нейтральном газе плоскости, а оптическое излучение не рассеивается. В рамках последних результатов рентгеновских наблюдений и оптических спектральных наблюдений в затмениях (см. ниже) вырисовывается модель внутренней области в SS433, в которой непосредственно над диском основания струй окутаны горячим газом. Температура этого кокона от оси к краям резко падает от $\sim 10^8$ К (область движения струй) до $\sim 5 \cdot 10^4$ К (кочон HeII). Область излучения стационарной рентгеновской флуоресцентной линии Fe, вероятно, находится там же. УФ излучение также формируется во внутренних частях, т. к. в этом излучении (и в поляризации) видны эффекты затмений оптической звездой. Если УФ излучение образуется в газе, окружающем основания струй, или в коконе, то оно может быть поляризовано. Выходящее излучение будет рассеиваться газом кокона (томсоновское рассеяние), причем плоскость поляризации рассеянного излучения будет ориентирована вдоль струй в согласии с данными Dolan et al. (1997). Более детальная количественная модель области УФ излучения и расчеты поляризации выходящего излучения весьма желательны.

Сверхкритический диск по данным спектроскопии

“Стационарный” спектр SS433

В спектре SS433 среди "стационарных" линий самые сильные линии водорода, кроме них, наблюдаются эмиссии HeI, HeII, CIII, NIII, а также более слабые эмиссии FeII (Murdin et al., 1980; Crampton and Hutchings, 1981a,b; Dopita and Cherepashchuk, 1981; Falomo et al., 1987; Filippenko et al., 1988; Korylov et al., 1989; Fabrika et al., 1997a; Gies et al., 2002 a; Fuchs et al., 2002). По виду спектра SS433 действительно напоминает звезду WR, точнее, выделенный недавно класс поздних WN-звезд типа WN10–WN11 (Crowther and Smith 1997; Bohannan and Crowther, 1999). Эти звезды в свою очередь являются близкими родственниками Ярких Голубых Переменных (LBVs, Humphreys and Davidson, 1994), которые на стадиях слабого блеска имеют горячие истекающие атмосферы и спектры типа поздних звезд WN. Подобие спектра SS433 спектрам WNL скорее не случайно. Условия для формирования спектра и линий в ветре сверхкритического диска и в ветре WNL вероятно подобны, химический состав также мог бы быть близким, если невидимый донор в SS433 является достаточно проэволюционировавшей звездой.

В основном, изучалась переменность и поведение стационарной линии $H\alpha$ как самой сильной линии спектра, и удобной для исследования, т. к. объект весьма яркий в красной области спектра. Эквивалентная ширина $H\alpha$ меняется очень сильно, в среднем в интервале 100–300 Å, иногда достигает до 1000 Å. Профили мощных эмиссий (FWHM \sim 1000 км/сек, полная ширина у основания 3000–5000 км/сек) переменны с фазой прецессии, они становятся более структурными и часто более широкими в положении аккреционного диска edge-on. Интенсивности линий, наоборот, заметно возрастают к фазам около T_3 . Например, светимость в линии $H\alpha$ в среднем с фазой прецессии меняется в 3 раза (Asadullaev and Cherepashchuk, 1986; Fabrika et al., 1997a), и во время максимального раскрытия диска равна $L(H\alpha) \approx 7 \cdot 10^{36}$ эрг/сек. Структурность профиля водородных линий определяется движениями газа, она "крупномасштабная", — появляются сильные эмиссионные компоненты, часто в голубом и красном крыльях (± 1000 км/сек). Неизвестно, возникает

ли часть структурности профилей за счет поглощения в линии с голубой (и с красной) стороны. Однако, линии водорода и HeI в фазы прецессии близкие к edge-on показывают также и "регулярные" профили типа P Cyg, которые возникают в ветре. В это время линии Fe II могут иметь настолько сильные голубые абсорбционные компоненты, что эмиссионные компоненты пропадают. Все линии в спектре SS433 формируются либо в разных местах ветра, истекающего из диска, либо в газовых потоках в системе. Профили линий и потоки излучения очень сильно меняются во вспышках.

Кривая лучевых скоростей He II и функция масс

Исследования лучевых скоростей линий и поведения линий в моменты затмений аккреционного диска дали довольно много информации о газовых потоках в SS433, структуре ветра из диска как во внутренних частях, где находятся области оснований струй, так и непосредственно за пределами двойной системы. Наблюдательные проявления потоков и ветра в очень сильной степени меняются в зависимости от фаз прецессии и орбиты. Наклон оси системы к лучу зрения ($i \approx 78^\circ$) хорошо известен из кинематической модели, поэтому не является неизвестным параметром задачи, как это обычно бывает в двойных звездах. Здесь мы опишем последовательно исследования поведения линии He II $\lambda 4686$, из которых, в частности, следует величина функции масс SS433, далее опишем исследования газовых потоков и ветра.

Линия He II обладает самым высоким потенциалом возбуждения из всех линий спектра SS433, кроме того, это единственная линия, орбитальное движение которой отражает движение релятивистской звезды (Crampton and Hutchings, 1981). SS433, вероятно, единственная звезда, о массе которой было столько противоречивых сообщений. Это связано с объективными сложностями. Отношение масс может быть получено из длительности затмений, но, в зависимости от фазы прецессии и от диапазона длин волн наблюдений, размер тела, окружающего релятивистскую звезду разный. Кроме того, размер фотосферы ветра никак не связан с полостью Роша релятивистского компонента. Функция масс получается из орбитальной переменности лучевых скоростей линий, но линии, в основном, излучаются в потоках и их лучевые

скорости существенно меняются с фазой прецессии.

Crampton and Hutchings (1981) нашли, что полуамплитуда лучевых скоростей He II $\lambda 4686$ составляет $K = 195 \pm 19$ км/сек, средняя скорость (γ -скорость) линии $V_0 = +27 \pm 13$ км/сек, а орбитальная фаза перехода лучевой скорости через γ -скорость из положительной области в отрицательную равна (в пересчете на современные точные эфемериды) $\phi_0 = -0.01 \pm 0.02$. Это фаза верхнего соединения источника излучения, она совпадает с моментом верхнего соединения аккреционного диска. Функция масс по этим данным получается $f(M) = M_o^3 / (M_x + M_o)^2 \approx 10.8 M_\odot$, где M_o и M_x — массы оптической и релятивистской звезд соответственно. Рассеяние точек на кривой лучевых скоростей значительно (также как и в более поздних исследованиях), но оно связано не с ошибками измерений и не с недостаточным спектральным разрешением, а с реальной переменностью лучевой скорости и структурностью профиля линии. В частности, соседняя по спектру линия H β значительно более яркая и обладает резким однопиковым профилем (т. е. точность измерений по этой линии высока), но, как обнаружили Crampton and Hutchings (1981), орбитальная кривая лучевых скоростей этой линии (а также линий He I и Fe II) существенно меняется в зависимости от сезона. Во время регулярного поведения лучевая скорость линии H β меняется с полуамплитудой ≈ 80 км/сек, при этом ее средняя скорость $\approx +220$ км/сек и $\phi_0 = 0.25$. Последние две величины означают, что лучевая скорость линии H β значительно искажена эффектами типа поглощения в ветре, а сама линия формируется в газовом потоке.

Fabrika and Vyckova (1990) нашли, что орбитальная кривая лучевых скоростей линии He II зависит от фазы прецессии таким образом, что во время максимального раскрытия аккреционного диска (T_3 , $0.9 \lesssim \psi \lesssim 0.1$) основной вклад в эмиссию этой линии вносит аккреционный диск (точнее, области, близкие к релятивистскому объекту), а в остальные фазы прецессии основной вклад вносит поток газа вне области аккреционного диска. Ниже мы подробнее опишем структуру этого потока. В районе фазы T_3 кривая лучевых скоростей He II подобна полученной Crampton and Hutchings (1981): $K = 175 \pm 20$ км/сек, $V_0 = -20 \pm 14$ км/сек, $\phi_0 = 0.03 \pm 0.01$, соответственно

функция масс $f(M) \approx 7.8 M_{\odot}$. В остальные фазы прецессии, когда доминируют потоки, $K \approx 80$ км/сек, $\phi_0 = 0.12 \pm 0.04$. По всем данным безотносительно фаз прецессии полуамплитуда лучевой скорости HeII составляет ≈ 120 км/сек. Газовый поток, излучение которого наблюдается в HeII, отстает по орбитальной фазе от релятивистского объекта на величину $\Delta\phi \approx 0.1$, и направлен, вероятно, в сторону от звезды к диску. Позднее Fabrika et al. (1997a) подтвердили на основе дополнительных наблюдений, что полуамплитуда орбитальной переменности линии HeII, измеренная в фазы прецессии около T_3 , равна $K = 176 \pm 13$ км/сек. В специальных кооперативных наблюдениях в районе главных затмений SS433 Goranskii et al. (1997), Fabrika et al. (1997b) по затмениям профиля этой линии выделили компонент профиля, образующийся в диске (он полностью затмевается на фазе $\phi = 0.0$) и компонент профиля, образующийся в потоке (он частично затмевается на фазе $\phi = 0.1$ и его лучевая скорость соответствует кривой лучевых скоростей потока).

D'Odorico et al. (1991) сообщили о малом значении функции масс в SS433, полуамплитуда переменности HeII, полученная в их работе, $K \approx 112$ км/сек и фаза верхнего соединения источника по кривой лучевых скоростей $\phi_0 = 0.08$. Такая полуамплитуда лучевых скоростей приводит к малым значениям функции масс ($f(M) \propto K^3$). Спектры были получены этими авторами на интервале 120 дней, и этот интервал не захватил фазы прецессии максимального разворота диска $0.9 < \psi < 0.1$. Поэтому кривая лучевых скоростей D'Odorico et al. (1991) относится не к релятивистскому компоненту, а к газовому потоку, что также можно видеть из ее параметров. Данные D'Odorico et al. (1991) полностью согласуются с результатами Fabrika and Vyckova (1990) для соответствующих фаз прецессии близких к "edge-on".

Интересно, что Crampton and Hutchings (1981) не проводили разделения своих наблюдений по фазам прецессионного периода, но, тем не менее, получили большую величину амплитуды смещений линии HeII. Их спектры были получены в два сезона наблюдений, в каждый из которых входил интервал фаз прецессии $0.9 < \psi < 0.1$, когда вклад излучения аккреционного диска в линию HeII максимальный (конкретный отбор спектров этими авторами для анализа лучевых скоростей нам неизвестен). Возможно, это привело к тому,

что Crampton and Hutchings (1981) удалось зарегистрировать реальную кривую лучевых скоростей аккреционного диска. Они отмечают, что, возможно, истинная полуамплитуда смещений этой линии несколько меньше, но она никак не меньше 150 км/сек.

Итак, достаточно достоверно найдено (Crampton and Hutchings, 1981; Fabrika and Vyckova, 1990; Fabrika et al., 1997a), что функция масс SS433, определяемая по орбитальному движению аккреционного диска (линия He II), находится в интервале $7-10 M_{\odot}$. Недавно Gies et al. (2002a) обнаружили, что сдвиг фаз в орбитальной переменности лучевых скоростей эмиссий CII $\lambda 7231, 7236$ в спектре SS433 соответствует орбитальному положению аккреционного диска, при этом полуамплитуда изменений $K \approx 160$ км/сек. Это подтверждает измерения, сделанные по линии He II. Возможно, в ближнем ИК диапазоне, где объект достаточно яркий, будут обнаружены и другие линии, которые светятся в области релятивистской звезды.

Отношение масс компонентов

Отношение масс компонент в SS433 $q = M_x/M_o$ определялось многими авторами. Из моделирования оптических затмений Antokhina and Cherepashchuk (1987) заключили, что отношение масс $q \approx 0.25$, однако имеется довольно широкий минимум невязок для бóльших отношений масс, в частности, $q \sim 0.4$ и, возможно, даже более. К заключению о больших q приходили Leibowitz (1984), $\gtrsim 0.8$, и Hirai and Fukue (2001), $\approx 1 - 1.5$. Последние моделировали кривые блеска в модели толстого сверхкритического диска. Подобные исследования формы рентгеновских затмений дают заметно меньшие величины отношения масс. Antokhina et al. (1992) заключили, что $q = 0.15 - 0.2$, возможна величина до 0.3. Kotani et al. (1998) из анализа затмений ASCA нашли $q \approx 0.22$. Заметим, что если точечный источник затмевается звездой, заполняющей критическую полость Роша, то длительность рентгеновских затмений SS433 приводит к величине $q = 0.15$ (Goranskii et al., 1998b). Рентгеновские и оптические модели затмений дают систематически разные величины отношения масс, их "неформальное" среднее близко к ≈ 0.3 . При такой величине q функция масс $f(M) = 7 - 10 M_{\odot}$ дает массу релятивистской звезды

$M_x = 3.5 - 5.1 M_{\odot}$. Однако, вряд ли следует усреднять различные результаты определения отношения масс, необходимо понять причину различий и нужны более сложные модели областей оптического и рентгеновского излучения. Необходимо также научиться учитывать дополнительное поглощение в потоках газа в этой системы, искажающее форму рентгеновских затмений. Другими ограничениями в этом методе измерения отношения масс являются два предположения: 1) источник излучения не может быть больше полости Роша компактной звезды (от него следует отказаться), и 2) размер звезды-донора полностью соответствует размеру своей полости Роша. Звезда, теряющая газ с темпом $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$, может иметь весьма плотную и протяженную атмосферу. Неучет этого возможного фактора приводит к занижению отношения масс.

Действенным методом определения отношения масс может оказаться исследование изменений орбитального периода. Goranskii et al., (1998b) нашли, что за 17 лет интенсивных наблюдений период не изменился с точностью до величины $0^{\text{d}}00008$. Затмения, найденные в архивных материалах, позволяют заключить, что фактически период не изменился за 34 года. Это соответствует верхнему пределу на скорость изменения периода $\dot{P}_{orb} \lesssim 2 \cdot 10^{-7}$. Fabrika et al. (1990) изучали изменение периода в зависимости от скорости перетекания и потери массы в SS433 в предположении, что все вещество с темпом $\sim 10^{-4} M_{\odot}/\text{год}$ поступает в аккреционный диск, далее часть газа теряется через точку Лагранжа L2 за релятивистским компонентом, а оставшийся газ теряется системой в виде ветра из внутренних областей диска. Они исходили из неверного результата определения скорости изменения периода (крупномасштабные колебания на диаграмме O-C они приняли за изменение периода). Сейчас ясно, что период в SS433 удивительно стабилен (Goranskii et al., 1998b). Тем не менее, если принять, что $\dot{P}_{orb} = 0$, то из рассмотрения Fabrika et al. (1990) следует отношение масс компонентов $q = 0.7 - 0.8$.

Вероятно, прогресса в измерении масс звезд SS433 следует ждать в спектроскопии. Если обнаруженный Gies et al. (2002 a) абсорбционный компонент в эмиссии He I $\lambda 6678$ принадлежит атмосфере звезды-донора, то наблюдаемое смещение лучевой скорости этого компонента дает оценку $K_o = 126 \pm 26$

км/сек, что, в свою очередь, приводит к отношению масс $q = 0.72 \pm 0.17$ (Gies et al., 2002 a). При функции масс $f(M) \approx 7.8 M_{\odot}$ отношение масс $q \approx 0.7$ дает массу релятивистской звезды $M_x \approx 16 M_{\odot}$.

Конечно, ряд косвенных аргументов, один из них огромная светимость SS433, говорят о том, что в этой системе находится черная дыра с массой $\sim 10-20 M_{\odot}$, однако, без прямых измерений отношения масс компактная звезда в этом объекте остается только весьма вероятным кандидатом в черные дыры. Найти линии второго компонента системы было бы наиболее оптимальным решением проблемы отношения масс.

Такие линии были найдены в недавних наблюдениях Gies et al. (2002 b), которые были проведены в течение трех последовательных ночей, включающих затмение аккреционного диска звездой-донором, в фазы прецессии максимального раскрытия диска на наблюдателя ($\psi \approx 0$). Последнее обстоятельство означает, что растекающаяся в плоскости диска материя не закрывает донор, и мы имеем наилучшие шансы увидеть фотосферный спектр этой звезды. В голубой области спектра (4000–46000 Å) были обнаружены слабые линии поглощения Ti II, Fe II, Cr II, Si II, Sr II, Ca I, Fe I, которые напоминают спектр проэволюционировавшей звезды – сверхгиганта типа A ($T_{eff} \sim 8000$ K). Эти линии становились сильнее, когда диск максимально затмевался. Абсорбции показали орбитальное смещение лучевых скоростей, противоположное тому, которое показывают эмиссии диска, окружающего компактную звезду. Gies et al. (2002 b) представили серьезные свидетельства, что они обнаружили спектр звезды-донора в SS433. По амплитуде смещений абсорбций и с учетом функции масс, полученной по линии He II (Fabrika and Vyckova, 1990), $f(M) = 7.8 M_{\odot}$, Gies et al. (2002 b) оценивают отношение масс в SS433 $M_x/M_o = 0.57 \pm 0.11$ и массы $M_o = 19 \pm 7$, $M_x = 11 \pm 5$. Очевидно, что последующие более обширные наблюдения в голубой области уточнят параметры компонент SS433, но результаты Gies et al. (2002 b) уже показывают, что в этой системе присутствует черная дыра.

Газовый поток и структура диска по линиям He II и H β

Прецессия диска и его затмения оптической звездой создают редкую возможность непосредственно изучать сам диск и область появления релятивистских струй. Здесь необходимо напомнить, что объект, окружающий релятивистскую звезду в SS433 мы традиционно называем "диск". С каждым новым исследованием этот объект все менее напоминает диск. Вокруг релятивистской звезды наблюдается ветер сверхкритического аккреционного диска, его структура, определенно, является сложной.

В кооперативных спектральных и фотометрических наблюдениях SS433 в затмениях Goranskii et al. (1997) выделили три компонента в эмиссии HeII λ 4686. Компонеты профиля HeII также хорошо видны на спектрах D'Odorico et al. (1991), однако, требуются непрерывные наблюдения от ночи к ночи, причем в районе главного затмения, чтобы отождествить компоненты и разобраться в их изменениях. Кроме того, в зависимости от фазы прецессии, компоненты HeII имеют разный вид и их поведение в затмениях различно (Fabrika et al., 1997b). Эмиссия HeII состоит из узкого, практически гауссового профиля с шириной FWHM $\approx 950 \pm 20$ км/с и двух компонент, составляющих широкий двухпиковый профиль.

С центре фотометрического затмения узкий компонент не затмевается. Область излучения узкого компонента HeII испытывает частное затмение ($\approx 30 - 40\%$) на орбитальной фазе 0.1. Линия H β состоит только из одного "узкого" компонента (FWHM = 840 ± 40 км/с). Она также испытывает частное затмение с амплитудой около 15%, но на фазах $\phi = 0.1 - 0.25$. Профиль и ширина линий H β и узкого компонента HeII не изменяются в течение затмений. Fabrika et al. (1997c) выделили также затмение в линии H α , используя наблюдения в узком фильтре и в соседнем континууме. Затмение приходится на орбитальную фазу $\phi \approx 0.2$, глубина затмения в H α около 15%.

Узкий компонент He II, а также линии водорода формируются в *газовом потоке, направленном в аккреционный диск*. Полуамплитуда лучевых скоростей эмиссий, излучаемых в потоке $K \approx 80$ км/с. Орбитальные фазы, на которых области формирования линий потока оказываются в верхнем соединении, возрастают от $\phi_0 \approx 0.1$ для HeII (узкий компонент около фазы пре-

цессии T_3 или вся линия в остальных прецессионных фазах), до $\phi_0 = 0.1 - 0.2$ для линий HeI и $\phi_0 \approx 0.25$ для линий водорода (Crampton and Hutchings, 1980; Korylov et al., 1989; Goranskii et al., 1997; Fabrika, 1997; Fabrika et al., 1997abc; Gies et al., 2002 a). Отсюда делается вывод, что наблюдаемый поток весьма протяженный. Из фаз и длительности затмений HeII и H β следует (Goranski et al., 1997), что размер потока не менее 0.4 а, и сам поток в среднем отстоит от аккреционного диска на расстоянии ~ 0.6 а, где а – расстояние между компонентами. Поток направлен в сторону аккреционного диска и температура газа в потоке падает с расстоянием от диска от $(3 - 5) \cdot 10^4$ К до $(1 - 2) \cdot 10^4$ К. Возможно, газ прогревается ударными волнами, возникающими при контакте потока с аккреционным диском.

Фактически, все основные эмиссии в спектре кроме HeII излучаются в потоке. Профили линий излучения потока очень сильно искажены поглощением в голубом крыле (во внешнем ветре), они смещаются в красную сторону в зависимости от оптической глубины линии и скорости ветра на луче зрения до $\Delta V_r \sim 200$ км/сек, величина смещения сильно зависит от фазы прецессии (Fabrika, 1997; Fabrika et al., 1997a; Gies et al., 2002 a). Ширина линий потока намного больше вириальной скорости системы. Korylov et al. (1989) предположили, что поток является оптически толстым по электронному рассеянию ($\tau \sim 150$), и линии уширяются за счет рассеяния выходящего излучения.

Широкий двухпиковый компонент линии HeII полностью затмевается во время главного минимума. По наблюдениям затмения в районе фазы прецессии $\psi = 0.95$ Goranskii et al. (1997) установили, что при выходе диска из затмения появилось сначала голубое крыло широкого профиля ($\phi = 0.1$), на следующую ночь появилось красное крыло. В другом затмении, в фазу прецессии $\psi = 0.0$ при появлении диска из-за лимба звезды появились сразу два пика примерно одинаковой интенсивности. Расстояние между пиками двугорбого профиля $\Delta V \approx 1500$ км/сек. Этот профиль не может принадлежать линии, излучаемой в диске. При кеплеровской скорости $\Delta V / 2 \approx 750$ км/сек для разумных значений масс компактной звезды $1 \div 5 M_\odot$ размер диска в линии HeII был бы равен $2 \cdot 10^{10} \div 10^{11}$ см. Время выхода из затмения такого диска не превышает 2-х часов, в то время как наблюдаемый выход из

затмения широкого компонента профиля He II длится не менее дня.

Goranskii et al. (1997) предположили, что двухпиковый профиль He II формируется в горячих газовых коконах, окружающих основания приближающейся и удаляющейся струи. Последовательность появления голубого и красного компонентов из-за лимба звезды согласуется с геометрией положения струй в стандартной модели, в которой прецессионное и орбитальное движения противоположно направлены. Была найдена скорость истечения газа в этих “коконах He II” (по известному углу наклона струй для момента наблюдений) $V_w(He II) \approx 1500$ км/сек. Если в He II мы действительно видим горячие основания струй, тогда противоположный кокон, излучающий в красном крыле He II, не закрывается аккреционным диском, т. е. в проекции на картинную плоскость расстояние между релятивистской звездой и местоположением кокона больше, чем радиус диска. Фактически, то же самое наблюдается в рентгеновской области (гл. “Рентгеновские струи”), — тело диска не закрывает удаляющуюся струю. Полное затмение обоих компонент широкого профиля He II звездой означает, что размер звезды больше проекции аккреционного диска на картинную плоскость.

Из сравнения времен выхода из-за лимба звезды области He II и рентгеновского источника в линии Fe XXV Goranskii et al. (1997) нашли, что размер области излучения He II ($0.25 - 0.30 a$) больше размера области рентгеновского излучения ($\approx 0.20 a$). Наблюдения рентгеновского затмения в линии Fe XXV были взяты по данным Ginga (Kawai et al., 1989). Во время этих наблюдений рентгеновская линия струи и стационарная линия слабоионизованного железа еще не были точно разрешены. Возможно, область He II окружает не только рентгеновскую струю, но и область излучения флюоресцентной линии железа. Кроме того было замечено, что бленда линий C III, N III $\lambda_{eff} 4644$ ($T \sim 30000$ К) также показывает поведение в затмениях подобное He II (узкие пики линий в центре затмений и общее уширение бленды при выходе из затмения).

По всем этим данным основание струи может быть представлено как кокон горячего газа, окутывающий область прохождения струи, температура в коконе падает от оси к краям от $\sim 10^8$ К до $\sim (3 - 5) \cdot 10^4$ К. Вероятно, эта же

область является источником поляризованного УФ излучения. Наблюдения еще в нескольких затмениях (Fabrika et al., 1997b) подтвердили, что в центре затмений в спектре остается только один узкий компонент HeII, а при выходе диска из затмения появляются двухпиковый широкий компонент профиля. В разные фазы прецессии картина появления голубого и красного компонентов двухпикового профиля разная и не всегда понятная из-за пропусков наблюдений по погодным условиям.

Профили линий, возникающих в сверхкритическом диске ("супердиске") рассчитывались Fukue (2000). Учитывались эффекты переизлучения и экранирования излучения одних частей диска другими. Линии оказываются двухпиковыми, как и в обычном диске, однако, если в динамике диска учитываются адвекционные движения, при которых резко возрастает скорость радиального течения к центру, то голубой компонент профиля становится ярче красного. Это эффект проекции, он связан с тем, что часть горячей внутренней поверхности такого диска закрывается краем диска. В целом, на наблюдаемое излучение супердиска значительно влияет его ориентация относительно наблюдателя. Если края диска могут быть практически темными, то околополярное излучение усиливается из-за эффектов переизлучения. Светимость супердиска $L \sim 9(H/r)L_e$, где H/r – отношение толщины к радиусу, т. е. она зависит от угла раскрытия диска. Интересно, что для массы компактного объекта $10 M_{\odot}$ светимость супердиска примерно равна наблюдаемой болометрической светимости SS433, $\sim 10^{40}$ эрг/сек.

Что касается двухпикового профиля He II, было бы заманчиво связать его с формированием в супердиске (Fukue, 2000), тем более, что голубой пик в наблюдениях часто выглядит ярче красного. Однако, как говорилось выше, размер области излучения этой линии существенно превышает Кеплеровский радиус, поэтому эмиссионные пики He II не могут формироваться в диске.

Filippenko et al. (1988) обнаружили в спектре SS433 в линиях Пашена ($P_{11} - P_{15}$) двухпиковые профили с расстоянием между пиками $\Delta V \approx 290$ км/сек. Наблюдения проводились в фазы прецессии близкие к положению диска edge-on и вне затмений. Кроме линий Пашена двухпиковый профиль имели линии Fe II и H β . За три последовательные ночи наблюдений отно-

шение интенсивностей двух пиков в профилях линий несколько изменилось. Filippenko et al. (1988) предположили, что в двухпиковых линиях проявляется аккреционный диск. Время затмения такого диска оптической звездой (1–1.5 дня) вполне разумно для наблюдений, поэтому проверкой предположения, что раздвоенные линии возникают в диске, было бы наблюдение затмений в линиях в моменты главных минимумов. Изменение профилей эмиссий или изменение лучевых скоростей на уровне ~ 100 км/сек в моменты затмений относительно легко обнаружить, однако сообщений о таких эффектах в литературе не было. Двухпиковость ("многокомпонентность") линий наблюдается в фазах прецессии edge-on (Grampton and Hutchings, 1981b), весьма вероятно, что она связана с истечением газа из системы через внешнюю точку Лагранжа (экскреционный диск) в плоскости аккреционного диска. Filippenko et al. (1988) предложили эту гипотезу как вторую для объяснения наблюдаемой двухпиковости эмиссий. В таком случае полная масса системы должна быть достаточно большой ($M \gtrsim 40 M_{\odot}$). Это согласуется с последними оценками масс компонент (Gies et al., 2002 b) из спектроскопии.

Прецессионная модуляция стационарных линий

Crampton and Hutchings (1981ab) обратили внимание, что лучевые скорости эмиссионных и абсорбционных линий зависят от фазы прецессии. Fabrika et al. (1997a) исследовали прецессионную переменность лучевых скоростей и заключили, что она сводится к переменному вкладу поглощения в голубое крыло эмиссий. В фазы прецессии, когда аккреционный диск располагается edge-on поглощение в голубом крыле эмиссий резко усиливается и смещается приближаясь к центру эмиссии (видны профили типа P Cyg), остаток эмиссионной линии оказывается смещенным в красную сторону. Когда диск начинает раскрываться на наблюдателя (фаза прецессии приближается к T_3), поглощение отдаляется от эмиссии в голубую сторону и интенсивность поглощения уменьшается, поэтому лучевая скорость эмиссий уменьшается. У некоторых линий HeI и у линии HeII к моменту T_3 их лучевая скорость приближается к нормальному для системы значению ($V_r \sim 0$ км/сек). Это напрямую связано с описанным выше эффектом, что реальная орбитальная переменность у HeII

может быть измерена только в фазах прецессии $0.9 < \psi < 0.1$. Соответственно, интенсивность эмиссионных линий возрастает, когда диск раскрывается, и уменьшается, когда диск наблюдается с ребра (Crampton and Hutchings, 1981b; Asadullaev and Cherepashchuk, 1986; Fabrika et al., 1997a), это тоже следствие переменного поглощения. Итак, в фазы прецессии disk-edge-on лучевые скорости эмиссий возрастают, а интенсивности уменьшаются, а в то время, когда диск раскрывается, наоборот, лучевые скорости эмиссий уменьшаются, а интенсивности возрастают.

Орбитальная и прецессионная переменности лучевых скоростей искажают друг друга. Орбитальная переменность существенно меняется в разных фазах прецессии. С другой стороны, после исправления за орбитальную переменность разброс лучевых скоростей линий на прецессионных зависимостях значительно уменьшается. Появляются некоторые закономерности в прецессионной переменности разных линий, в частности, для эмиссий He I, H β и He II чем больше амплитуда прецессионной переменности (50 ÷ 120 км/сек), тем меньше средняя лучевая скорость линии (100 ÷ 200 км/сек). Эти эффекты также свидетельствуют, что прецессионная переменность связана не с реальными изменениями областей излучения линий, а с переменным вкладом поглощения в голубом крыле линий. Последнее возможно, если области излучения и поглощения разделены в пространстве. Кроме прецессионного и орбитального периодов в изменениях лучевых скоростей эмиссий наблюдаются новые периоды (Fabrika et al., 1997a), самый сильный их которых 23.22 дня ($K_{23} \approx 115$ км/сек). В отличие от прецессионной модуляции, изменения с этим периодом не связаны с соответствующими изменениями подлежащей абсорбции. Возможно, эта периодичность есть следствие кивающих движений в аккреционном потоке или спиральных ударных волн в диске.

Переменность линий поглощения. Профиль скорости ветра из диска

Абсорбционные линии в спектре SS433 ведут себя удивительным образом. Пример абсорбционных линий можно видеть на Рис. 1, это слабые голубые компоненты у эмиссий, создающие профиль типа P Cyg. Абсорбционные линии резко усиливаются в моменты "диск edge-on", причем в SS433 таких

моментов два за прецессионный цикл, они еще называются моментами T_1 ($\psi = 0.34$) и T_2 ($\psi = 0.66$). Линии поглощения усиливаются, соответственно, дважды (Crampton and Hutchings, 1981b) за прецессионный цикл. Это усиление поглощения, очевидно, надо связать с большей плотностью газа, теряемого системой в плоскости аккреционного диска, т. к. в моменты T_1 и T_2 луч зрения лежит в плоскости диска.

Интенсивность асорбций также усиливается в орбитальные фазы $\phi \sim 0.1$, т. е. сразу после затмения аккреционного диска (Fabrika et al., 1997b; Fabrika, 1997). Этот эффект виден на Рис. 1. Верхний спектр получен почти в середине главного затмения, а нижний в орбитальную фазу $\phi = 0.096$. Усиление абсорбций при выходе из затмений (когда яркий источник выходит из-за лимба звезды) связывается с увеличением плотности газа на луче зрения в зоне возмущенного ветра. Ветер от диска обдувает звезду-донор, и на границе, где происходит взаимодействие и возмущение ветра, плотность ветра должна быть выше. В фазы прецессии, когда диск раскрывается на наблюдателя, линии поглощения вообще еле заметны, но они, тем не менее, резко усиливаются во время затмений и сразу после него в орбитальные фазы $\phi = 0.0 - 0.2$. Чем выше скорость ветра на луче зрения (чем ближе фаза прецессии к 0), тем раньше начинается и заканчивается усиление абсорбций. Геометрия возмущения в потоке, обтекающем звезду, действительно должна меняться в зависимости от скорости потока. Чем выше скорость ветра, обтекающего звезду (по сравнению с неизменной скоростью орбитального движения), тем должно быть меньше искривление кильватерного следа в возмущенном ветре. Именно это следует из наблюдений. На Рис. 1 видно, что линии поглощения хорошо заметны даже в середине главного минимума. Во время, когда были получены эти наблюдения, скорость ветра на луче зрения была ~ 1200 км/сек.

Прецессия аккреционного диска позволяет измерить по линиям поглощения скорость ветра в SS433 (Fabrika et al., 1997a) в зависимости от величины полярного угла α , отсчитываемого от оси диска. Согласно кинематической модели мы можем изучать ветер только в интервале полярных углов $60^\circ < \alpha < 90^\circ$. В положении диска edge-on ($\alpha = 90^\circ$) наблюдается плотный и медленный ($V_w \sim 100$ км/сек) ветер, при увеличении углового расстояния

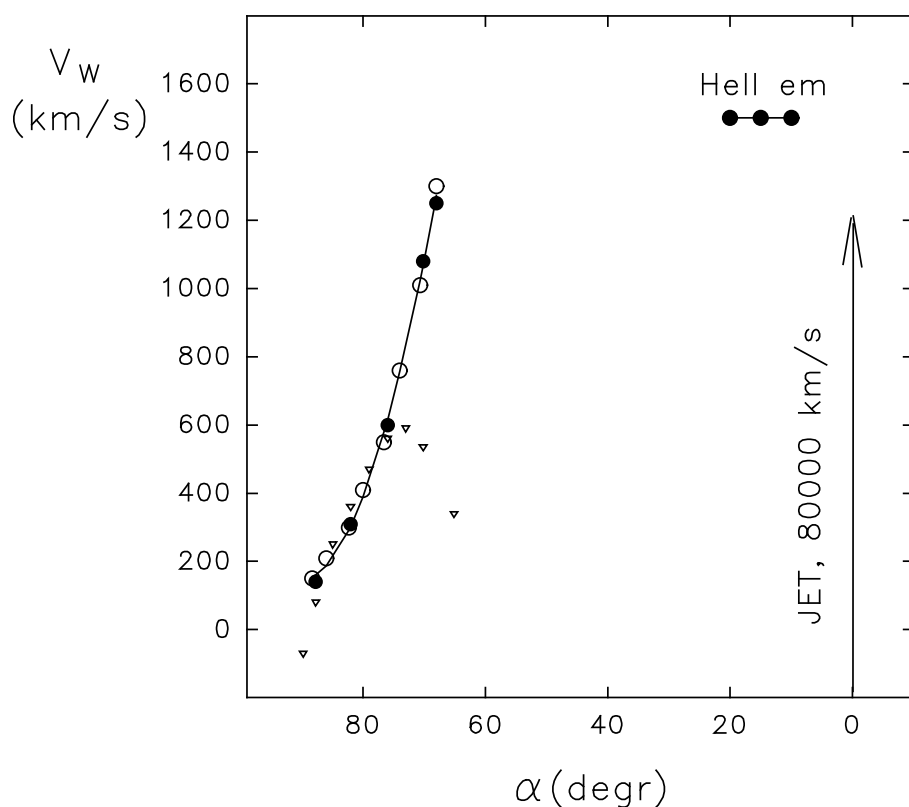


Рис. 18: Скорость истечения ветра из аккреционного диска SS433 в зависимости от полярного угла диска (Fabrika et al., 1997a). Светлые и темные кружки слева — данные по линиям поглощения H β и He I λ 5015. Треугольниками показана скорость истечения, измеренная по линии Fe II λ 5169. Возвратное поведение скорости, измеренной по линии железа, показывает, что быстрый ветер догоняет медленный ветер на больших расстояниях от SS433. Конечная средняя скорость ветра вдоль луча зрения около $V_w \approx 340$ км/с. Данные по эмиссии He II (кокон He II) модельнозависимы.

от плоскости диска ветер резко ускоряется и достигает скоростей $V_w \sim 1300$ км/сек. Линии поглощения H β и He I при максимальном раскрыве диска становятся очень слабыми. На Рис. 18 показана скорость истечения ветра из аккреционного диска в зависимости от полярного угла, измеренная по линиям поглощения разных элементов в интервале углов $60^\circ < \alpha < 90^\circ$. Лучевые скорости линий поглощения были измерены по данным многих прецессионных циклов. Если линии водорода и He I показывают практически одну и ту же зависимость, то линия железа (неблендированная линия Fe II λ 5169) следует этой же зависимости только до значений скорости ~ 600 км/сек, после

чего ее лучевая скорость вновь начинает уменьшаться и достигает значения $V_w \approx 340$ км/сек при $\alpha \approx 60^\circ$. На рисунке также показана скорость ветра по линии He II в области углов $\alpha \sim 10^\circ - 20^\circ$ при предположении, что двухпиковый профиль He II формируется в коконах, окутывающих основания струй. В отличие от данных по H β , He I и Fe II скорость ветра в линии He II не является результатом прямых измерений.

По мере уменьшения полярного угла скорость истечения газа из диска резко возрастает от 100 – 150 км/сек при $\alpha = 90^\circ$ до $V_w \gtrsim 1300$ км/с при $\alpha \approx 60^\circ$ (Fabrika et al., 1997a; Fabrika, 1997). В этой области углов α скорость ветра хорошо аппроксимируется зависимостью $V_w = (8000 \pm 100 \text{ км/с}) \cdot \cos^2\alpha + 150 \pm 10$ км/сек. Полученные данные о ветре очень хорошо согласуются с картиной истечения газа в сверхкритических аккреционных дисках, модель которых была впервые описана Shakura and Sunyaev (1973). Согласно этой модели (см. также van den Heuvel, 1981; Seifina et al., 1991) конечная скорость ветра есть $V_w \sim (2GM_x/R_{sp})^{1/2}$, где R_{sp} — радиус сферизации аккреционного диска. Принимая $V_w = 1500$ км/с, мы можем найти, что в SS 433 радиус сферизации составляет $R_{sp} \sim 7 \cdot 10^{10} m_6$ см, если предположить массу релятивистской звезды равной $m_6 = M_x/6 M_\odot$. На больших расстояниях, от релятивистской звезды, чем $\sim 7 \cdot 10^{10} m_6$ см, аккреционный диск SS 433 является “нормальным”, т. е. не должен сильно отличаться от дисков в катаклизмических переменных. Следуя тем же простым соотношениям темп поступления газа в аккреционный диск SS 433 $\dot{M}_a = L_e R_{sp}/GM_x$ оказывается равным $\dot{M}_a = 2 L_e/V_w^2 \sim 10^{-3} m_6 M_\odot/\text{год}$. Критическая или эддингтоновская светимость $L_e \sim 8 \cdot 10^{38} m_6$ эрг/сек для той же массы компактной звезды. Наблюдаемая болометрическая светимость SS 433 на порядок превышает критическую.

Темп истечения газа из SS433 $\dot{M}_e \sim 10^{-4} M_\odot/\text{год}$ (Shklovskii, 1981; van den Heuvel, 1981). Размер фотосферы ветра R_{ph} определяется скоростью истечения, темпом потери массы и температурой газа (коэффициентом поглощения). Наблюдаемый радиус яркого источника вокруг релятивистского объекта в SS433, как уже говорилось, $R_{ph} \approx 1.5 \div 2 \cdot 10^{12}$ см, наблюдаемая чернотельная температура источника $T_{ph} \gtrsim 5 \cdot 10^4$ К. Если истечение из диска

сферически симметрично (что является грубым приближением), то темп потери массы в ветре оказывается $\dot{M}_e \approx 4\pi m_p R_{ph} V_w / \sigma_T \sim 10^{-4} M_\odot / \text{год}$. Эта величина близка ко многим другим оценкам \dot{M}_e , сделанным по независимым данным, например, IR (Shklovskii, 1981) или радионаблюдениям (Blundell et al., 2001). Получается, что темп поступления газа на внешний край диска значительно превышает темп истечения газа из SS 433: $\dot{M}_a / (\dot{M}_e + \dot{M}_j) \sim 10$. Возможно, это подтверждает справедливость моделей сверхкритических дисков с адвекцией (Eggum et al., 1985, 1988; Okuda, 2002), в которых значительная доля аккрецирующего вещества вместе с излучением поглощается черной дырой. Это также косвенно подтверждает, что релятивистская звезда в этой системе является черной дырой.

Структура экваториального истечения SS433

Абсорбционные линии появляются и резко усиливаются примерно в моменты edge-on T_1 и T_2 (Crampton and Hutchings, 1981b), но на самом деле, моменты максимального усиления интенсивности поглощения несколько запаздывают относительно точных моментов T_1 и T_2 на величину $\Delta\psi(I_{abs}) = 0.15$. Fabrika et al. (1997a) предположили, что это запаздывание связано с необходимым для образования линии поглощения накоплением на луче зрения достаточной оптической толщи в истекающем газе. Примерно на такое же время запаздывают максимумы лучевых скоростей эмиссий. Поглощение в ветре искажает профили эмиссионных линий с голубой стороны, и максимум лучевых скоростей эмиссий наблюдаются в моменты максимального искажения профилей линий (фазы "edge-on"). Однако, максимум лучевых скоростей эмиссий приходится не на фазу $\psi = 0.5$ (середина между моментами T_1 и T_2) как следовало бы ожидать, а запаздывает в среднем по всем линиям на величину $\Delta\psi(V_{r,em}) \approx 0.12 \pm 0.07$. В прецессионной переменности интенсивностей эмиссионных линий минимум интенсивности должен наблюдаться в момент максимального поглощения в ветре на фазе $\psi = 0.5$, а максимум, соответственно, на фазе $\psi = 0.0$. Здесь также наблюдается запаздывание: минимум интенсивности $H\alpha$ запаздывает относительно фазы $\psi = 0.5$ на величину $\Delta\psi(I_{H\alpha}) = 0.19$ по данным Asadullaev and Cherepashchuk (1986), максимум

интенсивности этой же линии запаздывает относительно фазы $\psi = 0.5$ на $\Delta\psi(I_{H\alpha}) \approx 0.1$ (Fabrika et al., 1997c), и минимум интенсивности $H\beta$ запаздывает относительно $\psi = 0.5$ на $\Delta\psi(I_{H\beta}) = 0.13$ (Fabrika et al., 1997a). И наконец, примерно такая же величина запаздывания наблюдается в поведении лучевых скоростей абсорбций с фазой прецессионного периода. Когда мы наблюдаем SS433 при ориентации аккреционного диска edge-on, лучевые скорости линий поглощения максимальны (-100 км/сек), после второго положения edge-on (T_2) диск разворачивается на наблюдателя, и лучевая скорость линий поглощения значительно возрастает. Максимум лучевой скорости абсорбций наблюдается не в момент T_2 ($\psi = 0.66$), а позже на время в среднем по всем линиям $\Delta\psi(V_{r,abs}) \approx 0.11$. Для каждой линии поглощения фаза максимума лучевой скорости несколько варьируется, что было учтено при получении Рис. 18.

Все приведенные выше величины запаздывания очень близки между собой. Важно, что они измерены по разным линиям и по разным параметрам линий, но все эти эффекты запаздывания обязаны только одной причине — переменности линий поглощения. Запаздывание определяется временем, необходимым для накопления оптической толщины в оттекающем в плоскости аккреционного диска газе, достаточной для формирования линий поглощения. В плоскости диска газ истекает со скоростью $V_w \approx 100 - 150$ км/с, как следует из максимальных (но отрицательных) лучевых скоростей линий поглощения $H\beta$ и $He I$, однако по линиям поглощения $Fe II$ максимальная лучевая скорость варьируется в пределах $V_r = +50 \div -150$ км/сек. Линии $Fe II$ имеют весьма слабый эмиссионный компонент, поэтому их лучевая скорость измеряется наиболее точно, без систематических ошибок. С другой стороны, орбитальная переменность может вносить значительные искажения, по этой причине мы считаем, что скорость истечения материи в плоскости аккреционного диска измерена весьма приблизительно, $V_w \sim 100$ км/с.

Из поведения лучевых скоростей и интенсивностей линий поглощения фазой прецессии следует, что внешние части аккреционного диска SS 433 участвуют в прецессионном движении. Действительно, поток газа, истекающий с внешнего края диска, а значит и сам внешний край диска участвуют в пре-

цессионном движении. Это означает, что угловой момент вещества, истекающего из звезды–донора также прецессирует, а это является независимым подтверждением ведомого типа прецессии аккреционного диска SS433 и вынужденного типа прецессии звезды–донора (Shakura, 1972; Roberts, 1974; van den Heuvel et al., 1980; Whitmire and Matese, 1980; Katz, 1980; Hut and van den Heuvel, 1981). Соответственно, внутренние части диска, в которых формируется быстрый ветер и струи, также прецессируют.

В плоскости диска система наиболее эффективно может терять газ через либрационную точку L2, эта потеря связана с отводом углового момента при формировании диска. Через точку L2 система может терять не менее половины от общего бюджета газа, поставляемого звездой–донором (Sawada et al., 1986), переполняющим критическую поверхность Роша. Над плоскостью диска появляется дополнительный источник потери углового момента — сверхкритический ветер. Потерянный системой газ через точку L2 покидает систему по разворачивающейся спирали. Вероятно, это истечение зарегистрировано Filippenko et al. (1988) в двухпиковых профилях эмиссий Пашена. Если это и есть экскреционный диск, то скорость его вращения (плюс расширения) равна ~ 150 км/сек, это хорошо согласуется с данными по линиям поглощения. Истекающий в плоскости аккреционного диска газ, как обсуждалось выше, наблюдается в рентгеновском диапазоне (по поглощению излучения удаляющейся струи и искажению орбитальных кривых блеска), в оптической фотометрии (искажения орбитальных кривых блеска), в VLBI–радиоизображениях (центральный провал и экваториальный диск), это же истечение, как предсказывается, может быть зарегистрировано как протяженный H α –диск вокруг SS433 (Fabrika, 1993).

В непосредственной близости от системы скорость истечения в плоскости аккреционного диска ~ 100 км/сек. Если мы будем рассматривать распределение плотности ветра вдоль фиксированного направления (вдоль луча зрения), то на небольших расстояниях от системы $r \lesssim 5 \cdot 10^{13}$ см, что соответствует движению со скоростью 100 – 150 км/с в течение нескольких орбитальных периодов, истекающий газ должен быть расположен неоднородно. Области повышения плотности модулированы с орбитальным периодом, расстояние

между ними $(1 \div 1.5) \cdot 10^{13}$ см. По мере удаления от системы расстояние между уплотнениями и амплитуда изменения плотности должны сокращаться, т. к. высокоскоростной газ, выброшенный из аккреционного диска позднее, но в этом же направлении, догоняет медленный газ. На больших расстояниях от системы плотность ветра вдоль луча зрения модулирована уже с прецессионным периодом, расстояние между уплотнениями газа вдоль радиуса $\approx 5 \cdot 10^{14}$ см.

Скорость ветра на расстояниях $\sim 10^{14}$ см может быть оценена из Рис. 18. Лучевая скорость абсорбции Fe II, как и в линиях $H\beta$ и He I, возрастает по мере раскрытия аккреционного диска, но только до ~ 600 км/с ($\alpha \approx 75^\circ$). Выше над плоскостью диска температура ветра повышается настолько, что ион Fe II, вероятно, перестает существовать. Однако, далее скорость ветра, измеряемая по линии Fe II, начинает уменьшаться и составляет на фазе $\psi = 0.95$ (47 дней после состояния edge-on T_2) только $V_t \approx 340$ км/сек. Это конечная скорость ветра, полученная в результате усреднения импульсов быстрого и медленного газа, движущихся вдоль луча зрения. Высокоскоростной ветер, догоняя медленный ветер, который был испущен ранее в плоскости аккреционного диска, уплотняет его. В эти фазы прецессии мы наблюдаем абсорбции Fe II на более далеких расстояниях от источника. Средняя скорость ветра V_t наблюдается на расстоянии $\gtrsim 1.4 \cdot 10^{14}$ см, покрываемом при движении с этой скоростью за 47 дней, где еще раз создаются условия для усиления линии поглощения Fe II.

В VLBI радиоизображении струй SS433 (гл. "Радиоструи и W50") в центре наблюдается провал или резкое ослабление радиоизлучения (Paragi et al., 1999). Двойная система находится на оси струй, но не совсем в центре провала. Радиус провала равен $\approx 1.8 \cdot 10^{14}$ см (в проекции на картинную плоскость, при расстоянии до SS433 5 кпк). Учитывая, что газ истекает в экваториальной плоскости в довольно широком диапазоне углов (только из-за прецессии диска этот угол составляет $\pm 20^\circ$), вещество, создающее поглощение радиоизлучения и центральный провал, в экваториальной плоскости находится на расстоянии от источника $\sim 3 \cdot 10^{14}$ см. Вероятно, это и есть газ в уплотнениях экваториального ветра, наблюдаемый в оптических спектрах по поглощению

в FeII.

Экваториальный VLBI–диск (Paragi et al., 1999; Blundell et al., 2001) наблюдается на заметно больших расстояниях от SS433, до $\sim 3 - 4 \cdot 10^{15}$ см. Механизм этого радиоизлучения не вполне ясен (см. "Радиоструи и W50"), его спектр тепловой, но яркостная температура очень высока. Требуются дополнительные наблюдения и идеи, чтобы объяснить это радиоизлучение, но можно сказать, что условия для радиоизлучения в протяженном диске вполне подходящие благодаря диссипации энергии ударных волн. Прецессия в SS433 приводит к тому, что экваториальный ветер промодулирован медленными (~ 100 км/сек) и быстрыми (~ 1500 км/сек) порциями вещества. Амплитуда этой модуляции зависит от угла над плоскостью орбиты. В частности, при углах $\gtrsim \pm 20^\circ$ медленный ветер должен пропадать, на таких высотах над плоскостью орбиты остаются только высокоскоростные порции газа, которые обжимают плотный экваториальный ветер. Зарегистрированные Paragi et al. (2002) фрагменты экваториального ветра (~ 1200 км/сек) подтверждают модель ветра, следующую из спектроскопии.

Схема потоков газа в SS433

На Рис. 19 мы представляем схему системы SS 433. За исключением собственно аккреционного диска и звезды–донора, надежных наблюдательных проявлений которых не было зарегистрировано, все остальные компоненты системы наблюдаются и приведены примерно в масштабе. По данным последних наблюдений Gies et al. (2002 b) звезда–донор в SS433 имеет спектр класса A, из их оценки отношения масс компонент $M_x/M_o = 0.57 \pm 0.11$ следует, что размер донора в единицах размера полуоси системы составляет $R_o = 0.43 \pm 0.02$. Если какой–либо элемент системы не наблюдался непосредственно (например, “горячее пятно” в месте взаимодействия струи и диска), то он не изображен на схеме. Ветер из диска показан стрелочками прямо над диском, а также за оптической звездой системы. Мы не изобразили на схеме фотосферу ветра и истечение из точки L2, чтобы не загромождать рисунок. Поток газа в диск на схеме, возможно, находится слишком далеко от звезды. Он может быть несколько ближе, но в таком случае необходимо пропорциональ-

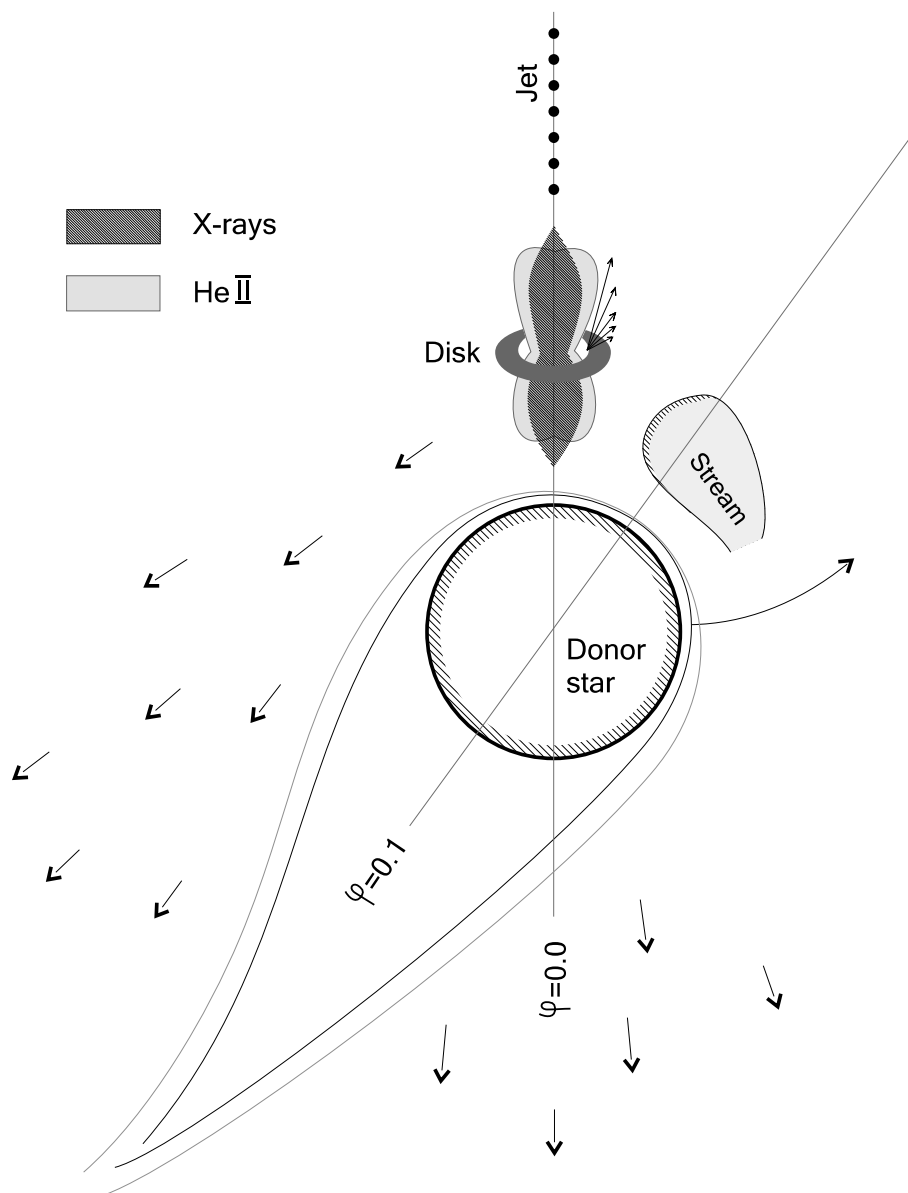


Рис. 19: Схема компонент и газовых потоков в системе SS433. Показан "ненаблюдаемый" аккреционный диск. Стрелки изображают ветер из диска, также как и ветер, обтекающий звезду-донор.

но уменьшить его размеры. В передней части потока, которая затмевается звездой на орбитальной фазе $\phi \approx 0.1$, светятся линии He II, He I и водорода, дальше от диска в потоке (не показано на рисунке) излучаются только линии He I и водорода.

Основание струи на Рис. 19 представлено как протяженная область рентгеновского излучения, окруженная горячим газом излучающим эмиссию He II. Относительные размеры этой области и области He II следуют из анализа затмений. Вместе с тем, на самом деле точно неизвестно, какая доля затмеваемого рентгеновского потока формируется в "медленном" газе ветра, а какая в газе горячих струй. От этого зависит модель кокона, окружающего основания струй. Флюоресцентная линия слабо ионизованного железа 6.4 кэВ имеет малую ширину, $\text{FWHM} \lesssim 1000$ км/сек (Marshall et al. 2002), она может формироваться как внутри кокона He II, так и во внешнем ветре. Будущие наблюдения рентгеновских затмений с высоким спектральным разрешением ответят на вопрос о локализации "стационарного" рентгеновского источника.

SS433 и микроквазары

Микроквазары

В этой секции мы кратко опишем свойства микроквазаров как самых близких родственников SS433, а также других объектов — ультраярких рентгеновских источников во внешних галактиках, которые, вероятно, имеют непосредственное отношение к SS433 и микроквазарам. Современная литература по микроквазарам весьма обширна, данные по этим объектам можно найти в обзорах (Mirabel and Rodriguez, 1999; Greiner, 2000; Mirabel, 2001; Fender, 2001a, 2002).

Микроквазарами считаются рентгеновские двойные звезды с релятивистскими струями. Прототипом микроквазаров, вероятно, следует считать SS433, т. к. впервые у этого объекта были обнаружены релятивистские струи. Однако, название "микроквазар" впервые было применено к рентгеновской двойной Sco X-1, имеющей радиовыбросы. Радиоизображения некоторых рентгеновских двойных с релятивистскими выбросами и радиоярких квазаров (и радиогалактик) настолько подобны, что без дополнительных данных их

невозможно отличить. Поэтому сам термин "микрокварар" в первую очередь должен был подчеркнуть морфологическое подобие радиоструктур этих объектов (Mirabel et al., 1992).

Под микрокварарами, как правило, понимаются рентгеновские двойные с нейтронными звездами или черными дырами, у которых обнаруживается струйная радиоактивность. Этот класс сейчас включает чуть менее 20 объектов как микроквараров и около десятка кандидатов (Tsarevsky, 2002). Например, известная массивная рентгеновская двойная Cyg X-1 также является микроквараром. Считается, что с аккреционной активностью всегда связана струйная активность, однако разнообразие объектов несколько размывает сам класс микроквараров.

Можно говорить о "классических" микрокварарах — GRS 1915+105 и GRO J1655-40. Обе рентгеновские двойные содержат черные дыры с массами, соответственно, $\sim 14 M_{\odot}$ (Greiner et al., 2001) и $\approx 7.0 M_{\odot}$ (Ozorsz and Bailyn, 1997). Классические микрокварары являются сверхсветовыми синхротронными радиоисточниками. Скорость струйных выбросов в них 0.92 c–0.98 c (Mirabel and Rodriguez, 1999). Они являются транзиентными объектами, струи выбрасываются в определенные моменты активности, время жизни радиогустков в струях составляет от нескольких дней до нескольких недель. В активных состояниях рентгеновская светимость существенно повышается. Весьма вероятно, что струи в этих микрокварарах лептонные (в отличие от SS433), т. е. непосредственно во внутренних областях вокруг черной дыры происходит ускорение и коллимация релятивистских частиц. В момент формирования релятивистского выброса (на интервале времени несколько минут) наблюдается инфракрасное синхротронное излучение (Mirabel et al., 1998). Это, а также особенности поведения рентгеновского излучения во вспышке (см. ниже) говорит о том, что в отличие от SS433 сама область генерации струи вполне открыта для наблюдений. Возможно, будет обнаружено оптическое синхротронное излучение при образовании струи.

Во всей совокупности микроквараров скорость струйных выбросов весьма разнообразна ($\sim 0.1 - 0.9 c$). Однако, почти во всех случаях скорость струй невозможно определить более или менее точно, т. к. не известны расстоя-

ния до объектов и ориентация струй. Наблюдательные проявления микроквazarов, как уже говорилось, чрезвычайно многообразны, особенно хорошо изучена переменность рентгеновского блеска и квазипериодические осцилляции. Мы отсылаем читателя к перечисленным выше обзорам, добавив к ним недавний обзор (Poutanen and Zdziarski, 2002) рентгеновских континуальных спектров микроквazarов и моделей их формирования.

Несмотря на большое количество данных, пока не было замечено значительных различий в струйной активности микроквazarов, содержащих нейтронные звезды и черные дыры. Это обстоятельство весьма примечательно, казалось бы, в выбросе струй принимают участие самые внутренние области, где различие между нейтронной звездой и черной дырой становится принципиально важным. Однако, например, отношение радио к рентгеновской светимости в пике вспышек заметно выше у черных дыр, чем у нейтронных звезд (Fender and Kuulkers, 2001). Это может быть связано как с бóльшей эффективностью генерации струй, так и, например, с бóльшим поглощением рентгеновского излучения у черных дыр.

Fender & Hendry (2000) проанализировали радиоизлучение ряда постоянных (не временных источников или не транзиентных) рентгеновских двойных, включающих как черные дыры (или кандидаты в черные дыры), так и нейтронные звезды, и заключили, что для формирования радиоизлучающих струй необходимо, чтобы релятивистская звезда не имела большого магнитного поля ($< 10^{10}$ G) и чтобы был высокий темп аккреции ($> 0.1L_{crit}$), а также, что в момент образования ("запуска") струй происходит очень сильное изменение аккреционных потоков. В случае рентгеновских двойных с нейтронными звездами магнитное поле не должно быть сильным, чтобы аккреционный поток не был канализирован полем вплоть до внутренних областей. Рентгеновские пульсары (нейтронные звезды с сильными магнитными полями) не показывают струйной радиоактивности (Fender & Hendry, 2000).

Весьма важным обстоятельством, является то, что струи в микроквazарах выбрасываются в рентгеновском состоянии "низкое/жесткое" или low/hard (Fender, 2001a, 2002), которое характеризуется в рентгене жестким степенным спектром и сильной переменностью. Наличие радиоизлучение прямо корре-

лирует с состоянием low/hard. Из этого делается вывод, что интенсивность струйной активности антикоррелирует с темпом аккреции.

В знаменитой вспышке микроквара GRS 1915+105, произошедшей 9 сентября 1997 г. (Mirabel et al., 1998; Mirabel and Rodriguez, 1999) на фоне мощных коротких (~ 50 sec) осцилляций рентгеновского излучения произошло значительное ослабление рентгеновского потока за время, сравнимое с временным масштабом осцилляций. При этом рентгеновский спектр стал более жестким ($(13-60 \text{ keV})/(2-13 \text{ keV})$). В это же время более плавно слабело инфракрасное и радиоизлучение. Примерно через 7–8 минут рентгеновского ослабления возникла резкая изолированная рентгеновская вспышка, в основном за счет мягкого излучения. Этот момент считается моментом выброса струи, т. к. сразу после резкой вспышки начинают возрастать инфракрасный и рентгеновский потоки (опять появляются осцилляции), чуть позже инфракрасной появляется радиовспышка. Вся история от начала до конца развивается за 30–40 минут. Это рентгеновское поведение интерпретируется как быстрое пропадание (опустошение) и последующее восстановление и заполнение внутреннего аккреционного диска.

В массивной рентгеновской двойной Cyg X–3, которая, как считается, вероятно, включает нейтронную звезду в очень тесной паре (орбитальный период 4.8 часа) со звездой WR перед мощными радиовспышками заметно ослабляется радиоизлучение (Fender et al., 1997). Во время сильной радиоактивности поток мягкого рентгеновского излучения обычно возрастает что интерпретируется заметным возрастанием темпа поступления массы в аккреционный диск.

В Cyg X–3 были обнаружены очень интересные закономерности во время вспышек при выбросе радиоструй. Они весьма напоминают описанное выше поведение GRS 1915+105, но только их временной масштаб существенно длиннее. Поток жесткого рентгеновского излучения в диапазоне 20–100 keV по данным BATSE (McCollough et al., 1999) в спокойном состоянии антикоррелирует с радиопотоком, однако во время сильной активности наступает четкая корреляция в этих двух диапазонах.

История сильных вспышек в Cyg X–3 такова (McCollough et al., 1999),

что первым весьма существенно ослабляется жесткое излучение. Ослабляется также радиоизлучение, далее следует мощная радио и рентгеновская вспышка или несколько вспышек, во время которых потоки в этих диапазонах ведут себя скоррелированно. Выброс струй происходит, вероятно, в момент внезапного угасания жесткого и радио излучений.

Такие сильные корреляции позволили (McCollough et al., 1999) предположить, что в формировании жесткого рентгеновского излучения участвует не только аккреционный диск, но и струи. Кроме того, возможно, обратное Комптоновское рассеяние на радио (синхротронных) электронах играет определяющую роль в формировании жесткого рентгеновского излучения.

В модели микроквараров, развиваемой (Markoff et al., 2001) синхротронному излучению струй, а также обратному Комптоновскому излучению отводится определяющая роль в формировании практически всего спектра от радио до жестких рентгеновских энергий. В любом случае речь идет о весьма мощных струях, вклад которых в общее энерговыделение значителен, не менее 5 % от полной аккреционной светимости (Fender, 2001b).

Итак, поведение рентгеновского излучения во вспышках микроквараров может определяться излучением появившегося струйного выброса — синхротронное излучение релятивистских электронов и обратное Комптоновское (рассеяние внешнего света на этих электронах), а также опустошением внутренних частей аккреционного диска (Greiner, 2000). Однако, возможно, что корреляция рентгеновского и радиопотоков, резкое ослабление рентгеновского излучения, возрастание жесткости в рентгеновском минимуме классических микроквараров, обязаны появлению дополнительного поглощения рентгеновского потока при запуске струй. В этот момент активности происходит резкое увеличение темпа поступления газа во внутренние области или резкая перестройка газовых потоков. Конечно, сейчас на эти вопросы следует давать количественные ответы, а не качественные.

Весь период вспышечной активности Суг X-3 ("цикл") занимает 80–100 дней, а характерное время радиовспышки (и скоррелированной рентгеновской вспышки), а также время ослабления радио или рентгеновского потоков около 10 дней.

В классических микроквазарах (GRS 1915+105) характерные времена развития вспышек составляют минуты. Вероятно, в классических микрокварах мы наблюдаем "голый" релятивистский объект? Точнее, все процессы там мы наблюдаем "в реальном времени". Поэтому данные наблюдений микроквazarов рассматриваются как прямые тесты для физики черных дыр. В Cyg X-3 (и тем более в SS433) такое невозможно, поглощение окружающим газом (аккреционными потоками) существенно более сильно, поэтому внутренние области скрыты от наблюдателя. Разницу во временных масштабах, конечно, невозможно объяснить только поглощением излучения внутренней областью. Вероятно, на разных временных масштабах проявляются одни и те же процессы: увеличение темпа аккреции, перестройка аккреционной структуры, появление струйной активности.

Сверхкритические транзиенты

Grimm et al. (2002) изучили распределение по светимостям (функции светимости) рентгеновских двойных нашей Галактики по данным RXTE ASM (монитор всего неба). В основном рентгеновская светимость зависит от темпа аккреции газа на релятивистскую звезду, что, в свою очередь, определяется темпом потери газа донором. Поэтому ожидается непрерывное, в общем случае степенное, распределение рентгеновских двойных по светимостям вплоть до критической светимости L_{Edd} , соответствующей массе нейтронной звезды или несколько большей ($\sim 2 \cdot 10^{38}$) erg/s. Поскольку аккреционная светимость не может заметно превысить Эддингтоновский предел, в области критической светимости возможно "накопление" объектов, а при больших светимостях ожидается излом функций светимости. Примерно такая картина и наблюдается (Grimm et al., 2002; там же см. ссылки на исследования функций светимости рентгеновских источников в других галактиках).

При "умеренных" транзиентных превышениях критических темпов аккреции, $\dot{M} \leq 10 - 100 \dot{M}_{Edd}$, конечно, возможно появление примерно или слегка сверхэддингтоновских источников. Grimm et al. (2002) обнаружили, что среди рентгеновских двойных низкой массы (LMXB, термин, как и раньше, имеет отношение только к массе донора) имеется излом функции светимости

около Эддингтоновской светимости нейтронной звезды ($\approx 1.4 M_{\odot}$), а также не менее 12 источников показали эпизоды сверхкритической светимости за время наблюдений прибора ASM.

Темп потери массы звездой–донором и темп захвата массы релятивистской звездой зависит от многих причин. В частности, повышение темпа истечения может быть реакцией донора на аккреционную активность, но в общем случае темп потери массы донором не связан со вторым компонентом (совершенно не связан с наличием Эддингтоновского предела светимости). Резкое усиление обмена массой может быть следствием внутренних процессов в атмосфере донора, особенностей истечения, возможных прецессионных движений, прохождения компонентов через периастр и проч.

При значительных транзитных увеличениях темпа аккреции массы на короткое время возникнет "синдром SS433" — резкое ослабление рентгеновского потока из-за поглощения излучения в ветре из аккреционного диска. Материя выбрасывается из системы за счет светового давления (Shakura and Sunyaev, 1973). Кроме того могут возникнуть мощные дископодобные потоки, затемняющие центральный объект или даже всю систему. Переработка формирующегося в центре рентгеновского излучения в мощном ветре должна привести к появлению пекулярного объекта весьма слабого в рентгеновском диапазоне, но яркого в УФ и оптическом диапазонах. В спектре такого объекта в этот момент ожидается появление широких эмиссий, формирующихся в ветре со скоростью несколько тысяч км/с. Очевидно, ожидается появление струй, резкое повышение радиоизлучения. Кроме того, вполне возможно, что в эти сверхкритические моменты жесткое излучение объекта становится коллимированным в направлении перпендикулярном диску.

Знаменитую гигантскую вспышку сентября 1999 г. необычно быстрого транзита V4641 Sgr (релятивистский объект — черная дыра) Revnivtsev et al. (2002a,b) интерпретировали как сверхэддингтоновскую вспышку в этой системе. Необычно быструю и сильную вспышку транзита CI Cam (нейтронная звезда или черная дыра в паре с B[e]-сверхгигантом) Hynes et al. (2002) так же интерпретировали как сверхкритический эпизод аккреции. В обоих случаях короткое время рентгеновской вспышки связано с появлением ветра

и поглощением рентгеновского излучения. При этом соответствующие оптические вспышки были необычно яркими. Максимум болометрического излучения таких вспышек должен приходиться на оптический или УФ диапазон. В обоих случаях наблюдались широкие эмиссионные линии в оптических спектрах, указывающие на формирование ветра из внутренних областей аккреционной структуры.

Появлялись ли во вспышках V4641 Sgr и CI Cam "тяжелые и холодные" струи типа как у SS433? Сообщений о необычных линиях во вспышках этих объектов не было, однако сами спектры были весьма сложными и быстро эволюционировали (см. для ссылок Revnivtsev et al., 2002a,b; Hynes et al., 2002). На основе того, что мы знаем об SS433 можно предположить, что появление холодных струй в эпизоде сверхкритической аккреции маловероятно, т. к. для коллимации струи и удержания холодных облаков газа в струях требуется постоянный канал и развитый уже сформировавшийся ветер из диска.

Образовывалось ли во вспышках 4641 Sgr и CI Cam коллимированное излучение, на этот вопрос тем более ответа нет. Возможно, в относительно недалеком будущем мы дождемся сверхкритической вспышки рентгеновского транзientа, ориентированного к нам так, что луч зрения близок к оси диска. Если раствор телесного угла канала во сверхкритической вспышке Ω_c (и если, конечно, вообще коллимированное излучение выходит в таких случаях), то на $2\pi/\Omega_c$ таких сверхэддингтоновских вспышек (объектов) придется одна, когда мы зарегистрируем ярчайший ($L_x > 10^{40}$ эрг/с) рентгеновский транзientный источник. Другими словами, если появится "ультраяркий" транзientный рентгеновский источник, то это, возможно, будет сверхкритический транзient, ось диска которого направлена близко к лучу зрения.

На знании величины Эддингтоновской светимости (массы релятивистской звезды) и при предположении, что во время короткой рентгеновской сверхкритической вспышки пиковая светимость весьма близка к соответствующей Эддингтоновской, возможно, можно обосновать метод определения расстояний до рентгеновских транзientов в нашей Галактике. На знании величины рентгеновской светимости в месте излома функции светимости ($\sim 2 \cdot 10^{38}$) эрг/с можно обосновать метод определения расстояний до галак-

тик (Sarazin et al., 2001). В будущих рентгеновских миссиях можно будет определять функции рентгеновской светимости у множества галактик.

"Face-on SS433" и ультраяркие рентгеновские источники в галактиках

Рентгеновская светимость нашей Галактики по сумме рентгеновских источников в диапазоне 2–10 keV составляет $\sim 2 - 3 \cdot 10^{39}$ эрг/с (Grimm et al., 2002). Причем полная светимость определяется в основном несколькими наиболее яркими объектами. Примерно такая же картина наблюдается в галактике M 31 (Makishima et al., 1989), ее полная светимость в диапазоне 2–20 кэВ составляет $\sim 5 \cdot 10^{39}$ эрг/с.

Ярчайшие рентгеновские источники в нашей Галактике и в Местной группе имеют рентгеновские светимости несколько единиц 10^{38} эрг/с, некоторые микроквазары в пике вспышки достигают светимости $\sim 3 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Однако, во внешних галактиках встречаются существенно более яркие объекты, которые при этом не являются активными ядрами галактик (сверхмассивными черными дырами).

Один из наиболее статистически полных обзоров рентгеновских источников в близких галактиках получен Roberts and Warwick (2000) по архивным данным ROSAT, HRI (High-resolution-imager). Они основывались на списке ярких северных галактик Ho, Filippenko and Sargent (1997). Roberts and Warwick (2000) выделили 142 неядерных рентгеновских источника в галактиках, покрытых наблюдениями с HRI. Максимальные светимости их источников достигают $L_x \sim 10^{40}$ эрг/с. С добавлением данных по M 31 Roberts and Warwick (2000) получили распределение дискретных рентгеновских источников по светимостям в спиральных галактиках (49 галактик). Это распределение нормализовано на оптическую голубую светимость $10^{10} L_{\odot}$, оно имеет вид $dN/dL_{38} = (1.0 \pm 0.2) \cdot L_{38}^{-1.8}$, где L_{38} — рентгеновская светимость в единицах 10^{38} эрг/с. Из их распределения (Fig.7 цитируемой работы) также следует, что источник со светимостью $L_x \geq 10^{40}$ эрг/с встречается в совокупности спиральных галактик с суммарной голубой светимостью $L_B \geq 10^{12} L_{\odot}$. Это хорошо согласуется с тем фактом, что в Местной груп-

пе галактик нет ни одного источника такой яркости. Масса Местной группы составляет $(1.3 \pm 0.3) \cdot 10^{12} M_{\odot}$ (Karachentsev et al., 2002).

Самые последние исследования функций светимости рентгеновских источников в галактиках (XLF, Sarazin et al., 2001; Kilgard et al., 2002; Zezas and Fabbiano, 2002; Kim and Fabbiano 2003; Colbert et al. 2003; Grimm et al., 2003 и ссылки в этих работах) выполнены на основе наблюдений Chandra. Пространственное разрешение и спектральный диапазон Chandra позволяет исследовать распределения точечных источников и в значительной степени освободиться от путаницы с остатками Сверхновых. Оказалось, что XLFs существенно зависят от эффективности звездообразования в галактиках. Наклоны дифференциальных XLFs ($dN/dL \propto L^{-\alpha}$) варьируются от $\alpha \approx 1.5$ у галактик мощным звездообразованием до $\alpha = 2.0 - 2.5$ у спиральных и эллиптических галактик. Grimm et al. (2003), Gilfanov et al. (2003) обсуждают универсальную XLF нормализованную на скорость звездообразования в галактиках. Ее наклон $\alpha \approx 1.6$, в принципе, она может быть понята в рамках популяции массивных рентгеновских двойных (НМХВ, Postnov, 2003). Универсальная XLF описывается единым степенным законом в очень широком диапазоне светимостей, $L_x \sim 10^{36} - 10^{40}$ эрг/с, и имеет обрыв на $L_x \sim$ несколько единиц $\times 10^{40}$ эрг/с. Отсутствие изломов в универсальной XLF представляется весьма странным (Zezas and Fabbiano, 2002; Grimm et al., 2003). В этом интервале светимостей, $\sim 10^{36} - 10^{40}$ эрг/с, излучают как минимум три разные популяции объектов. Нейтронные звезды не могут обладать светимостями бóльшими, чем $\sim 2 \cdot 10^{38}$ эрг/с, и черные дыры звездных масс не могут излучать заметно ярче, чем $\sim 10^{39}$ эрг/с. В этом смысле универсальная XLF (Grimm et al., 2003) накладывает определенные ограничения на природу излучающих объектов. Возможно, необходимо более точное рассмотрение анизотропии излучения рентгеновских двойных, переменности рентгеновских источников. Дальнейшие исследования XLFs индивидуальных галактик помогут выявить более точные закономерности XLF, связанные с историей звездообразования.

Начиная с 2000 г. стало ясно, что ультраяркие источники ($L_x > (1 - 5) \cdot 10^{39}$ эрг/с) в галактиках являются отдельным классом объектов. Однако,

можно ли, тем не менее, "повысить" Эддингтоновский предел светимости, чтобы не обсуждать принципиально новые типы объектов?

Grimm et al. (2002) приводят несколько причин, по которым этот предел мог бы быть несколько повышен. i) в стандартной теории Shakura and Sunyaev (1973) с квазиплоским аккреционным диском поток излучения, выходящий перпендикулярно плоскости диска превышает среднюю величину примерно в 3 раза. ii) Если химический состав аккрецирующего вещества беден водородом (донор — гелиевая звезда), то для гелиевой плазмы Эддингтоновский предел в 2 раза выше, чем для водородной. Эти две причины могут в совокупности изменить величину классического предела в 6 раз. iii) В теориях сверхкритических аккреционных дисков, конечно, вполне можно повысить аккреционную светимость. Коэффициент, во сколько раз повышается светимость зависит от модели (и является ли эта модель стационарной или нет), но даже в первой модели сверхкритического диска (Shakura and Sunyaev, 1973) светимость диска повышалась в логарифмический фактор $\ln(\dot{M}/\dot{M}_{Edd})$, что может составить заметную величину при существенно сверхкритических режимах. В моделях толстых аккреционных дисков с внутренней частью в виде воронки (slim disk, Paczynsky and Wiita, 1980; Abramowicz et al., 1988) результирующая светимость также выше Эддингтоновской. iv) Имеются механизмы повышения аккреционной светимости в случае аккреции на нейтронные звезды, как с сильным, так и со слабым магнитным полем, за счет возникновения специфических геометрий в аккреционных структурах (например, магнитная аккреционная колонна).

Тем не менее, совокупность наблюдательных данных по сверхэддингтоновским рентгеновским источникам в галактиках (см. ниже) заставляет искать "кардинальные" методы решения этой проблемы. Либо эти объекты а) не сверхэддингтоновские, а являются черными дырами с массами ($10^2 - 10^4 M_{\odot}$) между черными дырами звездной массы и сверхмассивными черными дырами, — так называемые черные дыры промежуточных масс (intermediate-mass black holes, IMBHs); либо эти объекты б) наблюдаемые плашмя (face-on) сверхкритические аккреционные диски в двойных системах (SS433, микроквезары), излучение которых может быть как коллимировано за счет гео-

метрии канала диска, так и усилено за счет релятивистских эффектов при движении излучателя в направлении близком к лучу зрения.

Ниже мы подробнее рассмотрим вторую гипотезу, а именно, что излучение этих объектов формируется в каналах сверхкритических аккреционных дисков. Такие объекты впервые были предсказаны (Katz, 1987). Мы не будем касаться эффектов релятивистского усиления яркости, т. к. в случае ориентированного face-on SS433 его величина определяется надежно (глава "Строение и формирование струй"). Она зависит от наклона спектра выходящего излучения и составляет фактор ≈ 2 . В релятивистских струях микроквазаров релятивистское поярчение может составлять фактор $\sim 10-100$ в зависимости от скорости струй.

В предыдущей главе было показано, что в SS433 средний радиус фотосферы ветра составляет $R_{ph} \sim 1 \div 2 \cdot 10^{12}$ см или $(0.2 - 0.5)a$ в долях расстояния между компонентами. Внутри канала сверхкритического диска SS433 с раствором телесного угла Ω_c радиус (высота) фотосферы составит

$$R_{ph,j} \sim \dot{M}_j \sigma_T / \Omega_c m_p V_j \sim 4 \cdot 10^9 \text{ см}$$

при темпе потери массы в канале $\dot{M}_j \sim 5 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{год}$ и угле раствора канала $\theta_c \sim 40^\circ$. Через такой канал должно формироваться коллимированное излучение. При болометрической светимости SS433 $L_{bol} \sim 10^{40}$ эрг/сек, которая практически вся выделяется во внутренних областях аккреционного диска, мы можем ожидать, что светимость в коллимированном излучении также порядка $L_c \sim 10^{39} - 10^{40}$ эрг/сек.

Для удачливого наблюдателя, который мог бы непосредственно видеть центральные части канала SS433 этот объект предстал бы ультраярким рентгеновским источником, светимость которого была бы $L_x = (2\pi/\Omega_c)L_c \sim 10^{40} - 10^{42}$ эрг/сек, т. е. до $\sim 10^4$ раз ярче Cyg X-1. Рентгеновский поток SS433, ориентированного face-on, менялся бы с характерным временем $R_{ph,j}/V_j \div R_{ph}/V_j \sim 0.1 - 10^2$ сек. Ориентация SS433 не позволяет нам непосредственно изучать канал (однако, ее нельзя назвать неудачной, т. к. благодаря затмениям мы можем эффективно исследовать саму двойную систему и аккреционный диск). Объекты, подобные SS433 в других галактиках могут проявить себя как экстремально яркие рентгеновские источники (Katz, 1987).

Ультраяркие рентгеновские источники (ULXs) наблюдаются в галактиках (Fabbiano, 1998). Как правило, они находятся в спиральных и иррегулярных галактиках, в спиральных ветвях и в ядерных областях, т. е. в областях активного звездообразования. Это соответствует предположению, что ULXs принадлежат молодому звездному населению. В нашей Галактике известен только один SS433, расчеты моделей эволюционного синтеза (Lipunov et al., 1996) также предсказывают наличие единичных объектов такого типа в спиральной галактике подобной нашей. Однако, в молодых областях звездообразования плотность наиболее массивных звезд (из которых мог образоваться SS433) повышается в сотни раз по сравнению со средней плотностью по галактике. Fabrika and Mescheryakov (2001), King et al. (2001), Koerding et al. (2001) предположили, что объекты ULXs есть объекты типа SS433 или микроквазары, ориентированные face-on. В последние годы объекты ULXs исследуются весьма активно на костических аппаратах. Их основные свойства (светимость, спектр, переменность) не противоречат гипотезе, что в ULXs мы наблюдаем сверхкритические аккреционные диски, ориентированные так, что луч зрения близок к оси диска.

Практически все хорошо исследованные ULXs показывают значительную переменность рентгеновского потока. Это является весьма сильным аргументом в пользу того, что ULXs — ориентированные face-on сверхкритические аккреционные диски. Однако, даже такая хорошо исследованная звезда как SS433, будучи ориентированной face-on, превращается в "гипотетический объект", свойства которого (например, спектр) известны очень плохо.

Частота встречаемости ULXs в галактиках (Roberts and Warwick, 2000; Fabrika and Mescheryakov, 2001) примерно близка к ожидаемой, если это сверхкритические аккреционные диски. Fabrika and Mescheryakov (2001) провели кросскорреляцию рентгеновских источников из каталогов ярких и слабых источников ROSAT (ROSAT All-Sky-Survey, Voges et al., 1999, 2000) с RC3 каталогом галактик (de Vaucouleurs, et al., 1991), содержащим 16741 ярких спиральных и иррегулярных галактик. Было выделено 142 источника не известных как активные галактические ядра (AGNs) в галактиках таких типов, причем 80 из них не располагаются в ядерных областях. Рентгенов-

ские светимости этих объектов составляют $L_x \sim 10^{39} - 3 \cdot 10^{41}$ эрг/с. Оценена частота встречаемости неядерных источников, ~ 0.05 или один объект примерно на 20 галактик. Такая частота встречаемости количественно могла бы быть понята так, что в каждой галактике находится ~ 1 объект типа SS433, причем полный раствор конуса коллимированного излучения этого объекта $\theta_c = 30^\circ - 40^\circ$, и ориентация этих объектов случайна. По спектрам (индексы жесткости) выделенные объекты являются в среднем жесткими источниками.

Выборки источников в Roberts and Warwick (2000) и Fabrika and Mescheryakov (2001) существенно различаются. В первом случае использовались pointing наблюдения HRI относительно небольшого количества ярких ($B < 12.5$) галактик, соответственно, источники со светимостями $\sim 10^{38} - 10^{39}$ эрг/с, могли быть исследованы детально. Однако, для того, чтобы набрать заметное количество существенно более ярких объектов $L_x \geq 10^{40}$ эрг/с, требуется большее количество галактик. Во втором случае использовались каталоги на основе наблюдений ASS, и выборка галактик ($V < 15.0$) была существенно более представительной. Однако, источники более слабые, чем $\approx 10^{40}$ эрг/с могли быть полностью выбраны только в близких галактиках (< 11 Мпк). Поэтому во втором случае были отобраны в среднем наиболее яркие ULXs.

ULXs были выделены также и в эллиптических галактиках (Colbert and Prak, 2002 ; Colbert et al. 2003). Это не противоречит интерпретации ULXs как микроквазаров, т. к. среди микроквазаров много двойных низкой массы (LMXB), которые присутствуют в эллиптических галактиках. Однако, ярчайшие ULXs ($L_x > 10^{41}$ эрг/с) обнаруживаются во взаимодействующих галактиках и галактиках с активным звездообразованием, как например, "гипер-ULXs" в галактике Тележное Колесо (Gao et al. 2003). Тем не менее, возможно, что ULXs не являются однородным классом объектов.

Спектры ULXs весьма напоминают спектры рентгеновских двойных, иногда они хорошо описываются так называемой моделью многоцветного диска (MCD, $kT \sim 1-3$ кэВ), но часто требуется более сложное описание спектра (Okada et al., 1998; Makishima et al., 2000; Kotoku et al., 2000; Kubota et al., 2002; Ebisawa et al., 2003). Недавние исследования (Miller et al. 2003abc)

показывают, что в некоторых объектах наилучшее описание рентгеновского спектра получается при добавлении к основной степенной компоненте "холодного" ($kT \sim 0.1-0.3$ кэВ) многоцветного диска. Некоторые ULXs имеют очень мягкие или экстремально крутые рентгеновские спектры (Fabbiano et al. 2003a; Cagnoni et al. 2003). ULXs так же как и рентгеновские двойные могут совершать переходы между "мягким/высоким" и "жестким/низким" состояниями спектра (Kubota et al., 2001; La Parola et al., 2001). Переменность рентгеновского потока, как уже говорилось, весьма значительна (Mizuno et al., 2001; Mukai et al., 2003; Fabbiano et al., 2003b; Roberts and Colbert, 2003), она может достигать фактора 2 за время около часа. Исследования переменности на коротких временах ограничены, вероятно, только чувствительностью современных детекторов. Сообщается даже о периодической переменности некоторых ULXs (Bauer et al., 2001; Sugiho et al., 2001; Liu et al., 2002a), обнаруживаемой на временах часы–дни и коротких квази-периодических осцилляциях (~ 20 сек; Strohmayer and Mushotzky, 2003).

У ULX в галактике NGC 5408 было обнаружено радиоизлучение (Kaaret et al., 2003), причем сообщается, что рентгеновский, радио и оптический потоки от этого объекта согласуются с ожидаемыми потоками в модели излучения релятивистских струй. Весьма важны оптические отождествления ULXs, т. к. именно они могли бы дать надежный ответ о природе этих источников. ULXs если и отождествляются, то с весьма слабыми объектами 20–25 звездных величин, часто в туманностях (Miller, 1995; Roberts et al., 2001; Liu et al., 2002b; Wang, 2002; Wu et al., 2002; Roberts et al., 2003; Holt et al. 2003; Zampieri et al. 2003). Обычно это голубые объекты, которые, иногда отождествляются с молодыми скоплениями (Goad et al. 2002; Zezas et al., 2002).

Вокруг ULXs часто обнаруживаются туманности типа пузырей (Pakull and Mirioni 2003; Roberts et al. 2003). В области ULXs в галактике Holmberg II Pakull and Mirioni (2001) обнаружили туманность, излучающую в линии HeII $\lambda 4886$, которая возбуждена этим рентгеновским источником. Они заключили, что сильная коллимация излучения вдоль луча зрения не соответствует наблюдениям этой туманности. Однако, сильная коллимация излучения или релятивистское усиление яркости не требуется для понимания

этих объектов. И так, радио и оптические отождествления поддерживают гипотезу, что ULXs есть сверхкритические диски или микроквазары, либо не противоречат ей.

Альтернативной моделью для ULXs являются черные дыры "промежуточных масс" (IMBHs), с массами $\sim 10^3 M_{\odot}$, т. е. в интервале между черными дырами звездных масс и сверхмассивными черными дырами (Colbert & Mushotzky, 1999; van der Marel, 2003; Miller and Colbert 2003), которые могли быть сформированы из самых первых звезд населения III (Madau & Rees, 2001) или в шаровых скоплениях (Miller & Hamilton, 2002). Такие черные дыры могут аккрецировать межзвездный газ и становиться яркими рентгеновскими источниками, $\sim 10^{40}$ эрг/с, в случае если окружающий газ достаточно плотный ($n > 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$), а скорость движения IMBHs относительно газа достаточно мала ($\Delta V < 10$ км/с). Рассматривается также предположение, что IMBHs в звездном скоплении могли захватывать звезду на тесную орбиту и аккрецировать газ донора. Очевидно, что все эти условия существенно ограничивают количество IMBHs, доступных для наблюдений.

Какие критерии для выбора между двумя альтернативными моделями ULXs могут быть предложены? При исследовании туманностей, окружающих эти источники следует искать свидетельства динамического воздействия струйных выбросов объекта на межзвездный газ. По аналогии с SS433 (Глава "Радиоструи и W50") на масштабах в десятки парсек можно ожидать возмущений межзвездной среды с амплитудой в десятки км/с. Такие особенности вокруг ULXs легко могут быть зарегистрированы даже в наземных наблюдениях в галактиках до расстояний ~ 10 Мпк. С другой стороны, IMBHs могут только ионизовать межзвездный газ, но никак не могут возмутить его динамически. Радиус захвата межзвездного газа черной дырой с массой $10^3 M_{\odot}$, движущейся со скоростью $\Delta V = 10$ км/с составит всего 0.1 пк.

Как уже говорилось, одним из возможных тестов может служить переменность блеска. Черные дыры не способны произвести сильную переменность блеска на временах значительно короче чем несколько единиц $0.01 (M_{BH}/M_{\odot})$ сек (Sunyaev and Revnivtsev, 2000). Если считать, что черные дыры в ULXs излучают на Эддингтоновском пределе, то можно ска-

зять, что переменность блеска черных дыр весьма маловероятна на временах $< 1 L_{40}$ сек, где рентгеновская светимость выражена в единицах 10^{40} эрг/с. Для детального исследования переменности ULXs на таких коротких характерных временах необходимо дождаться следующего поколения рентгеновских телескопов.

Критическим экспериментом, отождествившим источники ULXs с объектами типа SS433 ориентированными плашмя, было бы наблюдение канала в сверхкритическом аккреционном диске. В рентгеновских спектрах ULXs предсказывается наличие очень широких абсорбционных линий со сложным профилем. Абсорбционные полосы должны принадлежать водородо- и гелиоподобным ионам наиболее обильных тяжелых элементов (Fe, S, Si, Mg и другим) и протягиваться от энергий $K\epsilon$ до энергий $K\alpha$ соответствующих ионов и переходов. Благодаря Доплеровскому просветлению ускоряющегося в канале вещества можно надеяться, что в этих линиях поглощения можно будет изучать канал вплоть до глубины фотосферы в канале.

Изменения параметров газа вдоль канала — скорости, плотности, температуры и объемного фактора заполнения — могут существенно усложнять профили линий поглощения, поэтому для поиска этих линий необходимы рентгеновские спектры с высоким отношением сигнал/шум. Например, если, как предположено в Гл. "Строение и формирование струй", во внутренних частях канала газ сначала ускоряется до скоростей $\sim 10^{10}$ см/с, а потом замедляется за счет ветра от стенок и его скорость достигает величины $0.26c$, то следует ожидать весьма широкой линии поглощения перехода $K\alpha$, смещенной в сторону больших энергий, голубое крыло этой линии должно протягиваться до энергии соответствующей порогу $K\epsilon$. Такие мелкие и широкие линии поглощения могут искажать непрерывный спектр на масштабах $K\alpha$ – $K\epsilon$.

Фактически, предсказываемая сложная зависимость профилей линий поглощения от структуры канала и механизмов ускорения и коллимации газа несет в себе прекрасные возможности прямого зондирования каналов в сверхкритических аккреционных дисках и исследования механизмов формирования струй.

Благодарности

Автор благодарен Т.Р. Ирсамбетовой и А.А. Панферову за обсуждения, О.Н. Шолуховой, Н.С. Фабрике, А.Е. Суркову, Р.А. Каримовой и Е.А. Барсуковой за помощь в оформлении рукописи. Автор особенно благодарен Т. Kotani, Z. Paragi, В.П. Горанскому и Н.L. Marshall за предоставление рисунков и Z. Paragi полезные комментарии радиоданных, Г.С. Царевскому за предоставление сводки микрокварзов, Р.А. Сюняеву за весьма ценные замечания. Эта работа была поддержана грантом РФФИ N 03-02-16341 и грантом Федеральной Российской Программы "Астрономия".

Список литературы

1. Abell, G.O. and Margon, B. 1979, *Nature* 279, 701.
2. Abramowicz, M., Czerny, B., Lasota, J. and Szuszkiewicz, E. 1988, *Astrophys. J.* 332, 646.
3. Abramowicz, M.A., Igumenshchev, I.V., Quataert, E. and Narayan, R. 2002, *Astrophys. J.* 565, 1101.
4. Anderson, S.F., Grandi, S.A. and Margon, B. 1983, *Astrophys. J.* 273, 697.
5. Antokhina, E.A. and Cherepashchuk, A.M. 1987, *Sov. Astron.* 31, 295.
6. Antokhina, E.A., Seifina, E.V. and Cherepashchuk, A.M. 1992, *Sov. Astron.* 36, 143.
7. Arav, N. and Beleman, M. 1992, *Astrophys. J.* 401, 125.
8. Arav, N. and Beleman, M. 1993, *Astrophys. J.* 413, 700.
9. Asadullaev, S.S. and Cherepashchuk, A.M. 1986, *Sov. Astron.* 30, 57.
10. Aslanov, A.A., Cherepashchuk, A.M., Goranskij, V.P., Rakhimov, V.Yu. and Vermeulen, R.C. 1993, *Astron. Astrophys.* 270, 200.
11. Band, D.L. 1987, *Publ. Astr. Soc. Pac.* 99, 1269.
12. Band, D.L. and Grindlay, J.E. 1984, *Astrophys. J.* 285, 702.
13. Band, D.L. and Grindlay, J.E. 1986, *Astrophys. J.* 311, 595.
14. Bauer, F.E., Brandt, W.N., Sambruna, R.M., Chartas, G., Garmire, G.P., Kaspi, S. and Netzer, H. 2001, *Astron. J.* 122, 182.
15. Baykal, A., Anderson, S.F. and Margon, B. 1993, *Astron. J.* 106, 2359.
16. Begelman, M.C., Hatchett, S.P., McKee, C.F., Sarazin, C.L. and Arons, J. 1980, *Astrophys. J.* 238, 722.
17. Begelman, M. and Rees, M.J. 1984, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 206, 209.
18. Begelman, M.C., Blandford, R.D. and Rees, M.J. 1984, *Rev. Mod. Phys.* 56, N 2, 1.
19. Bisikalo, D.V., Boyarchuk, A.A., Kuznetsov, O.A. and Chechetkin, V.M. 1999, *Astron. Rep.* 43, 587.
20. Blandford, R.D. and Königl, A. 1979, *Astrophys. J.* 232, 34.
21. Blundell, K.M., Mioduszewski, A.J., Podsiadlowski, P., Muxlow, T.W.B. and Rupen, M.P. 2001, *Astrophys. J.* 562, L79.
22. Blundell, K.M., Rupen, M.P., Mioduszewski, A.J., Muxlow, T.W.B. and Podsiadlowski, P. 2002, In "New Views on Microquasars", the Fourth Microquasars Workshop, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata (India), p. 249; astro-ph/0209365.
23. Bodo, G., Ferrari, A., Massaglia, S. and Tsinganos, K. 1985, *Astron. Astrophys.* 149, 246.
24. Bodo, G., Ferrari, A., Massaglia, S. and Brinkmann, W. 1988, *Astrophys. Lett. Commun.* 27, 5.
25. Bohannan, B. and Crowther, P.A. 1999, *Astrophys. J.* 511, 374.
26. Bonsignori-Facondi, S.R., Padrielli, L., Montebugnoli, S. and Barbieri, R. 1986, *Astron. Astrophys.* 166, 157.
27. Borisov, N.V. and Fabrika, S.N. 1987, *Sov. Astron. Lett.* 13, 200.
28. Brinkmann, W., Fink, H.H., Massaglia, S., Bodo, G. and Ferrari, A. 1988, *Astron. Astrophys.* 196, 313.
29. Brinkmann, W., Kawai, N. and Matsuoka, M. 1989, *Astron. Astrophys.* 218, L
30. Brinkmann, W., Kawai, N., Matsuoka, M. and Fink, H.H. 1991, *Astron. Astrophys.* 241, 112.
31. Brinkmann, W., Aschenbach, B. and Kawai, N. 1996, *Astron. Astrophys.* 312,
32. Brinkmann, W. and Kawai, N. 2000, *Astron. Astrophys.* 363, 640.
33. Brown, J.C., Cassinelli, J.P. and Collins, G.W. II. 1991, *Astrophys. J.* 378, 307.
34. Brown, J.C. and Fletcher, L. 1992, *Astron. Astrophys.* 259, L43.
35. Brown, J.C., Mundell, C.G., Petkaki, P. and Jenkins, G. 1995, *Astron. Astrophys.* 296, L45.
36. Bursov, N.N. and Trushkin, S.A. 1995, *Astron. Lett.* 21, 145.
37. Cagnoni, I., Turolla, R., Treves, A., Huang, J.-S., Kim, D. W., Elvis, M. and Celotti, A. 2003, *it Astrophys. J.* 582, 654
38. Calvani, M. and Nobili, L. 1981, *Astrophys. Space Sci.* 79, 387.
39. Cantó, J., Tenorio-Tagle, G. and Różyczka, M. 1988, *Astron. Astrophys.* 192, 287.
40. Ciatti, F., Mammano, A. and Vittone, A. 1978, *IAU Circ.* N 3305, 3.
41. Ciatti, F., Mammano, A. and Vittone, A. 1981, *Astron. Astrophys.* 94, 251.
42. Chakrabarti, S.K. and Matsuda, T. 1992, *Astrophys. J.* 390, 639.
43. Chakrabarti, S.K., Goldoni, P., Wiita, P.J., Nandi, A. and Das, S. 2002, *Astrophys. J.* 576, L45.
44. Chattopadhyay, I. and Chakrabarti, S.K. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 333, 454.
45. Cherepashchuk, A.M. 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 194, 761.
46. Cherepashchuk, A.M., Aslanov, A.A. and Kornilov, V.G. 1982, *Sov. Astron.* 26, 697.
47. Cherepashchuk, A.M. 1989, *Astrophys. Space Phys. Rev.* 7, 185.
48. Cherepashchuk, A.M., Bychkov, K.V. and Seifina, E.V. 1995, *Astrophys. Space Sci.* 229, 33.
49. Cherepashchuk, A. 2002, *Space Sci. Rev.* 102, 23.
50. Cherepashchuk, A.M., Sunyaev, R.A., Seifina, E.V., Panchenko, I.E., Molkov, S.V. and Postnov, K.A. 2003, *Astron. Astrophys.* 411, L441.
51. Clark, D.H. and Murdin, P. 1978, *Nature* 276, 45.
52. Clark, D.H. 1985, *The Quest for SS433*. Viking, New York.
53. Colbert, E.J.M. and Mushotzky, R.F. 1999, *Astrophys. J.* 519, 89.
54. Colbert, E.J.M. and Ptak, A.F. 2002, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 143, 25.
55. Colbert, E.J.M., Heckman, T.M., Ptak, A.F., Strickland D.K. and Weaver, K.A. 2003,

- astro-ph/0305476; 2004, *Astrophys. J.* 602, 231.
56. Collins, G.W., II 1985, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 213, 279.
 57. Collins, G.W., II and Newsom, G.H. 1986, *Astrophys. J.* 308, 144.
 58. Collins, G.W., II and Newsom, G.H. 1988, *Astrophys. J.* 331, 486.
 59. Collins, G.W. II and Scher, R.W. 2002, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 336, 1011.
 60. Crampton, D., Cowley, A.P. and Hutchings, J.B. 1980, *Astrophys. J.* 235, L
 61. Crampton, D. and Hutchings, J.B. 1981a, *Astrophys. J.* 251, 604.
 62. Crampton, D. and Hutchings, J.B. 1981b, *Vistas Astron.* 25, 13.
 63. Crowther, P.A. and Smith, L.J. 1997, *Astron. Astrophys.* 320, 500.
 64. D'Odorico, S., Oosterloo, T., Zwitter, T. and Calvani, M. 1991, *Nature* 353, 329.
 65. Davidson, K. and McCray, R. 1980, *Astrophys. J.* 241, 1082.
 66. de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H.G., Jr., Buta, R.J., Paturel G., Fouque P. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York.
 67. Dolan, J.F., Boyd, P.T., Fabrika, S., Tapia, S., Bychkov, V., Panferov, A.A., Nelson, M.J., Percival, J.W., van Citters, G.W., Taylor, D.C. and Taylor, M.J. 1997, *Astron. Astrophys.* 327, 648.
 68. Dopita, M.A. and Cherepashchuk, A.M. 1981, *Vistas Astron.* 25, 51.
 69. Drake, S.A. and Ulrich, R.K. 1980, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 42, 351.
 70. Dubner, G.M., Holdaway, M., Goss, W.M. and Mirabel, I.F. 1998, *Astron. J.* 116, 1842.
 71. Ebisawa, K., Życki, P., Kubota, A., Mizuno, T. and Watarai, K. 2003, *Astrophys. J.* 597, 780.
 72. Efimov, Yu.S., Shakhovskoi, N.M. and Piirola, V. 1984, *Astron. Astrophys.* 138, 62.
 73. Eggum, G.E., Coroniti, F.V. and Katz, J.I. 1985, *Astrophys. J.* 298, L41.
 74. Eggum, G.E., Coroniti, F.V. and Katz, J.I. 1988, *Astrophys. J.* 330, 142.
 75. Eikenberry, S.S., Cameron, P.B., Fierce, B.W., Kull, D.M., Dror, D.H., Houck, J.R. and Margon, B. 2001, *Astrophys. J.* 561, 1027.
 76. Fabbiano, G. 1998, In "Hot Universe". Proceedings of IAU Symp. N 188, K. Koyama, S. Kitamoto, M. Itoh (eds). Kluwer Acad. Press, Dordrecht, p.93.
 77. Fabbiano, G. and White N.E. 2003, astro-ph/0307077.
 78. Fabbiano, G., King, A.R., Zezas, A., Ponman, T.J., Rots, A. and Schweizer, F. 2003a, *Astrophys. J.* 591, 843.
 79. Fabbiano, G., Zezas, A., King, A.R., Ponman, T.J., Rots, A. and Schweizer, F. 2003b, *Astrophys. J.* 584, L5.
 80. Fabian, A.C. and Rees, M.J. 1979, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 187, 13P.
 81. Fabrika, S.N. 1984, *Sov. Astron. Lett.* 10, 16.
 82. Fabrika, S.N. and Borisov, N.V. 1987, *Sov. Astron. Lett.* 13, 279.
 83. Fabrika, S.N., Kopylov, I.M. and Shkhagosheva, Z.U. 1990, preprint N 61 of Special Astrophysical Observatory.
 84. Fabrika, S.N. and Bychkova, L.V. 1990, *Astron. Astrophys.* 240, L5.
 85. Fabrika, S.N. 1993, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 261, 241.
 86. Fabrika, S.N. 1997, *Astrophys. Space Sci.* 252, 439.
 87. Fabrika, S.N., Bychkova, L.V. and Panferov, A.A. 1997a, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* 43, 75.
 88. Fabrika, S.N., Goranskij, V.P., Rakhimov, V.Y., Panferov, A.A. Bychkova, L.V., Irmambetova, T.R., Shugarov, S.Y. and Borisov, G.V. 1997b, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* 43, 109.
 89. Fabrika, S.N., Panferov, A.A., Bychkova, L.V. and Rakhimov, V.Yu. 1997c, *Bull. Spec. Astrophys. Obs.* 43, 95.
 90. Fabrika, S.N. 1998, Doct. Diss. Special Astrophysical Observatory, RAS.
 91. Fabrika, S. and Mescheryakov, A. 2001, In "Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolution". IAU Symp. N 205, R.T. Schilizzi (ed.), Manchester, United Kingdom, p.268; astro-ph/0103070.
 92. Fabrika, S.N. and Irmambetova T.R. 2002; In "New Views on Microquasars", the Fourth Microquasars Workshop, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata (India), p.268; astro-ph/0207254.
 93. Falomo, R., Boksenberg, A., Tanzi, E.G., Tarengi, M. and Treves, A. 1987, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 224, 323.
 94. Fejes, I., Schilizzi, R.T. and Vermeulen, R.C. 1988, *Astron. Astrophys.* 189, 124.
 95. Feldman, P.A., Purton, C.R., Stiff, T. and Kwok, S. 1978, *IAU Circ.* N 3258, 1.
 96. Fender, R. 2001a, in "High Energy Gamma-Ray Astronomy", F.A. Aharonian and H.J. Völk (eds). American Institute of Physics Proc., 558, p.221; astro-ph/0101233.
 97. Fender, R.P. 2001b, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 322, 31
 98. Fender, R. 2002, in "Relativistic Flows in Astrophysics", A.W. Guthmann, M. Georganopoulos, A. Marcowith and K. Manolakou (eds); *Lecture Notes in Physics* 589, 101.
 99. Fender, R.P., Hendry, M.A. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 317, 1.
 100. Fender, R.P., Kuulkers, E. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 324, 923.
 101. Fender, R.P., Bell Burnell, S.J., Waltman, E.B., Pooley G.G., Ghiggo, F.D. and Foster, R.S. 1997, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 288, 849.
 102. Fender, R., Rayner, D., Norris, R., Sault, R.J. and Pooley, G. 2000, *Astrophys. J.* 530, L29.
 103. Ferrari, A., Trussoni, E., Rosner, R. and Tsinganos, K. 1985, *Astrophys. J.* 294, 397.
 104. Fiedler, R.L., Johnston, K.J., Spencer, J.H., Waltman, E.B., Florkowski, S.R., Matsakis, D.N.,

- Josties, F.J., Angerhofer, P.E., Klepczynski, W.J. and McCarthy, D.D. 1987, *Astron. J.* 94, 1244.
105. Filippenko, A.V., Romani, R.W., Sargent, W.L.W. and Blandford, R.D. 1988, *Astron. J.* 96, 242.
106. Frasca, S., Ciatti, F. and Mammano, A. 1984 *Astrophys. Space Sci.* 99, 329.
107. Fuchs, Y., 2002, *astro-ph/0207429*.
108. Fuchs, Y., Koch-Miramond, L. and Ábrahám, P. 2002, in "Neutron Stars in Supernova Remnants", P.O. Slane and B.M. Gaensler (eds), *ASP Conf. Ser. N 271*. ASP, San Francisco, p.369; *astro-ph/0112339*; in *Proceedings of the 4th Microquasar Workshop*, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs and J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata, p.261; *astro-ph/0208432*.
109. Fukue, J. 1987a, *Publ. Astron. Soc. Japan* 39, 679.
110. Fukue, J. 1987b, *Publ. Astron. Soc. Japan* 39, 895.
111. Fukue, J., Nakashima, R., Arimoto, J., Awano, Y., Honda, S., Ishikawa, K., Kato, T., Kawai, N., Matsumoto, K., Okugami, M., Sakaguchi, T., Tajima, Y., Tanabe, K., Tsuda, K., Watanabe, Y., Yamada, Y. and Yokoo, T. 1997, *Publ. Astron. Soc. Japan* 49, 93.
112. Fukue, J. 2000, *Publ. Astron. Soc. Japan* 52, 829.
113. Gao, Yu., Wang, Q.D., Appleton, P.N. and Lucas, R.A. 2003, *Astrophys. J.* 596, L171.
114. Geldzahler, B.J., Share, G.H., Kinzer, R.L., Magura, J., Chupp, E.L. and Rieger, E. 1989, *Astrophys. J.* 342, 1123
115. Gies, D.R., McSwain, M.V., Riddle, R.L., Wang, Z., Wiita, P.J. and Wingert, D.W. 2002a, *Astrophys. J.* 566, 1069.
116. Gies, D.R., Huang, W. and McSwain, M.V. 2002b, *Astrophys. J.* 578, L67.
117. Giles, A.B., King, A.R., Jameson, R.F., Sherrington, M.R., Hough, J.H., Bailey, J.A. and Cunningham, E.C., 1980, *Nature* 286, 689.
118. Gilfanov, M., Grimm, H.-J. and Sunyaev, R. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 347, L57.
119. Gladyshev, S.A., Goranskii, V.P. and Cherepashchuk, A.M. 1987, *Sov. Astron.* 31, 541.
120. Goad, M.R., Roberts, T.P., Knigge, C. and Lira, P. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 335, L67.
121. Goranskij, V.P., Kopylov, I.M., Rakhimov, V.Yu., Borisov, N.V., Bychkova, L.V., Fabrika, S.N. and Chernova, G.P. 1987, *Commun. Spec. Astrophys. Obs.* 52, 5.
122. Goranskii, V.P., Fabrika, S.N., Rakhimov, V.Yu., Panferov, A.A., Belov, A.N. and Bychkova, L.V. 1997, *Astron. Rep.* 41, 656.
123. Goranskii, V.P., Esipov, V.F. and Cherepashchuk, A.M. 1998a, *Astron. Rep.* 42, 336.
124. Goranskii, V.P., Esipov, V.F. and Cherepashchuk, A.M. 1998b, *Astron. Rep.* 42, 209.
125. Goranskii, V.P. 2002, private communication.
126. Grandi, S.A. and Stone, R.P.S. 1982, *Publ. Astr. Soc. Pac.* 94, 80.
127. Greiner, J. 2000, in "Cosmic Explosions: Tenth Astrophysics Conference", S.S. Holt and W.W. Zhang (eds). American Institute of Physics Proc., 522, p.307.
128. Greiner, J., Cuby, J.G., McCaughrean, M.J. 2001, *Nature* 414, 522.
129. Grimm, H.-J., Gilfanov, M. and Sunyaev, R. 2002, *Astron. Astrophys.* 391, 923.
130. Grimm, H.-J., Gilfanov, M. and Sunyaev, R. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 339, 793.
131. Grindlay, J.E., Band, D., Seward, F., Leahy, D., Weisskopf, M.C. and Marshall, F.E. 1984, *Astrophys. J.* 277, 286.
132. Henson, G., Kemp, J. and Kraus, D. 1982, *IAU Circ.* N 3750.
133. Hirai, Y. and Fukue, J. 2001, *Publ. Astron. Soc. Japan* 53, 679.
134. Hjellming, R.M. and Johnston, K.J. 1981, *Astrophys. J.* 246, L141.
135. Hjellming, R.M. and Johnston, K.J. 1988, *Astrophys. J.* 328, 600.
136. Ho, L.C., Filippenko, A.V. and Sargent, W.L.W. 1997, *Astrophys. J.* 487, 658.
137. Holt, S.S., Schlegel, E.M., Hwang, U. and Petre, R. 2003, *Astrophys. J.* 588, 792.
138. Humphreys, R.M., and Davidson, K. 1994, *Publ. Astr. Soc. Pac.* 106, 1025.
139. Hut, P. and van den Heuvel, E.P.J. 1981, *Astron. Astrophys.* 94, 327.
140. Hynes, R.I., Clark, J.S., Barsukova, E.A., Callanan, P.J., Charles, P.A., Collier Cameron, A., Fabrika, S.N., Garcia, M.R., Haswell, C.A., Horne, K., Miroshnichenko, A., Negueruela, I., Reig, P., Welsh, W.F. and Witherick, D.K. 2002, *Astron. Astrophys.* 392, 991.
141. Icke, V. 1989, *Astron. Astrophys.* 216, 294.
142. Inoue, H., Shibasaki, N. and Hoshi, R. 2001, *Publ. Astron. Soc. Japan* 53,
143. Irmambetova, T.R. 1997, *Astron. Lett.* 23, 299.
144. Irmambetova, T.R. 2001, *Astrophysics* 44, 243.
145. Jaroszynski, M., Abramowicz, M.A. and Paczynski, B. 1980, *Acta Astron.* 30
146. Johnston, K.J., Santini, N.J., Spencer, J.H., Klepczynski, W.J., Kaplan, G.H., Josties, F.J., Angerhofer, P.E., Florkowski, D.R. and Matsakis, D.N. 1981, *Astron. J.* 86, 1377.
147. Johnston, K.J., Geldzahler, B.J., Spencer, J.H., Waltman, E.B., Klepczynski, W.J., Josties, F.J., Angerhofer, P.E., Florkowski, D.R., McCarthy, D.D. and Matsakis, D.N. 1984, *Astron. J.* 89, 509
148. Jowett, F.H. and Spencer, R.E. 1995, in "Proc. 27th YERAC", D.A. Green and W. Steffen (eds). Cambridge University Press, Cambridge, p.12
149. Kaaret, P., Corbel, S. Prestwich, A.H., Zezas, A. 2003, *Science* 299, 365.
150. Karachentsev, I.D., Sharina, M.E., Makarov, D.I., Dolphin, A.E., Grebel, E.K., Geisler, D., Guhathakurta, P., Hodge, P.W., Karachentseva, V.E., Sarajedini, A. and Seitzer, P. 2002, *Astron. Astrophys.* 389, 812.
151. Katz, J.I. 1980, *Astrophys. J.* 236, L127.

152. Katz, J.I. 1986, *Comments Astrophys.* 11, 201.
153. Katz, J.J. 1987, *Astrophys. J.* 317, 264.
154. Katz, J.I., Anderson, S.F., Grandi, S.A. and Margon, B. 1982, *Astrophys. J.* 260, 780.
155. Kawai, N., Matsuoka, M., Pan, H. and Stewart, G.C. 1989, *Publ. Astron. Soc. Japan* 41, 491.
156. Kemp, J.C., Henson, G.D., Kraus, D.J., Carroll, L.C., Beardsley, I.S., Takagishi, K., Jugaku, J., Matsuoka, M., Leibowitz, E.M., Mazeh, T. and Mendelson, H. 1986, *Astrophys. J.* 305, 805.
157. Kilgard, R.E., Kaaret, P., Krauss, M.I., Prestwich, A.H., Raley, M.T. and Zezas, A. 2002, *Astrophys. J.* 573, 138.
158. Kim, D.-W. and Fabbiano, G. 2003, *Astrophys. J.* 586, 826.
159. King, A.R., Davies, M.B., Ward, M.J., Fabbiano, G. and Elvis, M. 2001, *Astrophys. J.* 552, L109.
160. Kirshner, R.P. and Chevalier, R.A. 1980, *Astrophys. J.* 242, L77.
161. Kodaira, K., Nakada, Y. and Backman, D.E. 1985, *Astrophys. J.* 296, 232.
162. Koerding, E., Falcke, H., Markoff, S. and Fender, R. 2001, *Astron. Gesells. Meet. Abstr.* 18, 176.
163. König, A. 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 205, 471.
164. Kopylov, I.M., Kumaigorodskaya, R.N. and Somova, T.A. 1985, *Sov. Astron.* 29, 186.
165. Kopylov, I.M., Kumaigorodskaya, R.N., Somov, N.N., Somova, T.A. and Fabrika, S.N. 1986, *Sov. Astron.* 30, 408.
166. Kopylov, I.M., Kumaigorodskaya, R.N., Somov, N.N., Somova, T.A. and Fabrika, S.N. 1987, *Sov. Astron.* 31, 410.
167. Kopylov, I.M., Bychkova, L.V., Fabrika, S.N., Kumaigorodskaya, R.N. and Somova, T.A. 1989, *Sov. Astron. Lett.* 15, 474.
168. Kotani, T., Kawai, N., Aoki, T., Doty, J., Matsuoka, M., Mitsuda, K., Nagase, F., Ricker, G. and White, N.E. 1994, *Publ. Astron. Soc. Japan* 46, L147.
169. Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M. and Brinkmann, W. 1996, *Publ. Astron. Soc. Japan* 48, 619.
170. Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M. and Brinkmann, W. 1997a, in "X-ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasmas", F. Makino and K. Mitsuda (eds). Universal Academy Press, Tokyo, p.443.
171. Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M. and Brinkmann, W. 1997b, in "Accretion Phenomena and Related Outflows". IAU Coll. N163, D.T. Wickramasinghe, G.V. Bicknell and L. Ferrario (eds). Astron. Soc. of the Pacific, San Francisco, p.370.
172. Kotani, T. 1998, Ph.D. The Institute of Space and Astronautical Sciences, Japan.
173. Kotani, T., Kawai, N., Matsuoka, M. and Brinkmann, W. 1998, in "The Hot Universe". Proc. of IAU Symp. N188. K. Koyama, S. Kitamoto, M. Itoh (eds). Kluwer Acad. Press, Dordrecht, p.358.
174. Kotani, T., Trushkin, S. and Denissyuk, E.K. 2002, In "New Views on Microquasars", the Fourth Microquasars Workshop, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata (India), p. 257 ; astro-ph/0208250.
175. Kotoku, J., Mizuno, T., Kubota, A. and Makishima, K. 2000, *Publ. Astr. Soc. Japan* 52, 1081.
176. Kubota, A., Mizuno, T., Makishima, K., Fukazawa, Y., Kotoku, J., Ohnishi, T. and Tashiro, M. 2001, *Astrophys. J.* 547, L119.
177. Kubota, A., Done, C. and Makishima, K. 2002, *Mon. Not. R. Astr. Soc.* 337, L11.
178. La Parola, V., Peres, G., Fabbiano, G., Kim, D. W. and Bocchino, F. 2001, *Astrophys. J.* 556, 47.
179. Lebedev, S.V., Chittenden, J.P., Beg, F.N., Bland, S.N., Ciardi, A., Ampleford, D., Hughes, S., Haines, M.G., Frank, A., Blackman, E.G. and Gardiner, T. 2002, *Astrophys. J.* 564, 113.
180. Leibowitz, E.M. and Mendelson, H. 1982, *Publ. Astr. Soc. Pac.* 94, 977.
181. Leibowitz, E.M. 1984, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 210, 279.
182. Leibowitz, E.M., Mazeh, T., Mendelson, H., Kemp, J.C., Barbour, M.S., Takagishi, K., Jugaku, J. and Matsuoka, M. 1984, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 206, 751.
183. Liebert, J., Angel, J.R.P., Hege, E.K., Martin, P.G. and Blair, W.P. 1979, *Nature* 279, 384.
184. Lind, K.R. and Blandford, R.D. 1985, *Astrophys. J.* 295, 358.
185. Lipunov, V.M. and Shakura, N.I. 1982, *Sov. Astron.* 26, 386.
186. Lipunov, V.M., Ozernoy, L.M., Popov, S.B., Postnov, K.A. and Prokhorov, M.E. 1996, *Astrophys. J.* 466, 234.
187. Lipunova, G.V. 1999, *Astron. Lett.* 205, 508.
188. Liu, J.-F., Bregman, J.N., Irwin, J. and Seitzer, P. 2002a, *Astrophys. J.* 581, L93.
189. Liu, J.-F., Bregman, J.N. and Seitzer, P. 2002b, *Astrophys. J.* 580, L31.
190. Lubow, S.H. and Shu, F.H. 1975, *Astrophys. J.* 198, 383.
191. Lyndel-Bell, D. 1978, *Phys. Scripta* 17, 185.
192. Madau, P. 1988, *Astrophys. J.* 327, 116.
193. Madau, P. and Rees, M.J. 2001, *Astrophys. J.* 551, L27.
194. Makishima, K., Ohashi, T., Hayashida, K., Inoue, H., Koyama, K., Takano, S., Tanaka, Y., Yoshida, A., Turner, M.J.L., Thomas, H.D., Stewart, G.C., Williams, R.O., Awaki, H., Tawara, Y. 1989, *Pub. Astr. Soc. Japan* 41, 697.
195. Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Ohnishi, T., Tashiro, M., Aruga, Y., Asai, K., Dotani, T., Mitsuda, K., Ueda, Y., Uno, S., Yamaoka, K., Ebisawa, K., Kohmura, Y. and Okada, K. 2000, *Astrophys. J.* 535, 632.
196. Mammano, A. and Vittone, A. 1978, *IAU Circ.* N 3308, 3.
197. Margon, B. 1979, *IAU Circ.* N 3345, 1.

198. Margon, B., Grandi, S. and Ford, H. 1979a, *Bull. Am. Astron. Soc.* 11, 446.
199. Margon, B., Stone, R.P.S., Klemola, A., Ford, H.C., Katz, J.I., Kwitter, K.B. and Ulrich, R.K. 1979b, *Astrophys. J.* 230, L41.
200. Margon, B., Grandi, S.A., Stone, R.P.S. and Ford, H.C. 1979c, *Astrophys. J.* 233, L63.
201. Margon, B. and Anderson, S.F. 1989, *Astrophys. J.* 347, 448.
202. Margon, B. 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22, 507.
203. Markoff, S., Falcke, H., and Fender, R. 2001, *Astron. Astrophys.* 372, L25.
204. Marshall, F.E., Mushotzky, R.F., Boldt, E.A., Holt, S.S. and Serlemitsos, P.J. 1978, *IAU Circ.* N3314, 2.
205. Marshall, H.L., Canizares, C.R. and Schulz, N.S. 2002, *Astrophys. J.* 564, 941.
206. Matese, J.J. and Whitmire, D.P. 1982, *Astron. Astrophys.* 106, L9.
207. Matese, J.J. and Whitmire, D.P. 1983, *Astrophys. J.* 266, 776.
208. Matese, J.J. and Whitmire, D.P. 1984, *Astrophys. J.* 282, 522.
209. Maze, T., Leibowitz, E.M. and Lahav, O. 1981, *Astrophys. Lett.* 22, 55.
210. Maze, T., Aguilar, L.A., Treffers, R.R., Königl A. and Sparke, L.S. 1983, *Astrophys. J.* 265, 235.
211. Maze, T., Kemp, J.C., Leibowitz, E.M., Meninger, H. and Mendelson, H. 1987, *Astrophys. J.* 317, 824.
212. McAlary, C.W. and McLaren, R.A. 1980, *Astrophys. J.* 240, 853.
213. McCollough, M.L., Robinson, C.R., Zhang, S.N., Harmor, V.A., Hjellming, R.M., Waltman, E.B., Foster, R.S., Ghiggo, F.D., Briggs, M.S., Pendleton, G.N. and Johnstone K.J. 1999, *Astrophys. J.* 517, 951.
214. McLean, I.S. and Tapia, S. 1980, *Nature* 287, 703.
215. Migliari, S., Fender, R. and Mendez, M. 2002, *Science* 297, 167.
216. Milgrom, M. 1979a, *Astron. Astrophys.* 76, L3.
217. Milgrom, M. 1979b, *Astron. Astrophys.* 78, L9.
218. Milgrom, M. 1981, *Vistas Astron.* 25, 141.
219. Miller, B.W. 1995, *Astrophys. J.* 446, L75.
220. Miller, M.C. and Hamilton, D.S. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 330, 232.
221. Miller, M.C. and Colbert, E.J.M. 2003, *astro-ph/0308402*.
222. Miller, J.M., Fabbiano, G., Miller, M.C. and Fabian, A.C. 2003a, *Astrophys. J.* 585, L37.
223. Miller, J.M., Zezas, A., Fabbiano, G. and Schweitzer, F. 2003b, *astro-ph/0302535*.
224. Miller, J.M., Fabian, A.C. and Miller, M.C. 2003c, *astro-ph/0310617*.
225. Mirabel, I.F., Rodriguez, L.F., Cordier, B., Paul, J. and Lebrun, F. 1992, *Nature* 358, 215.
226. Mirabel, I.F., Dhawan, V., Chaty, S., Rodriguez, L.F., Marti, J., Robinson, C.R., Swank, J. and Geballe, T. 1998, *Astron. Astrophys.* 330, L9
227. Mirabel, I.F. and Rodriguez, L.F. 1999, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 37,
228. Mirabel, I.F. 2001, *Astrophys. and Space Sci. Suppl.* 276, 319.
229. Mizuno, T., Kubota, A. and Makishima, K. 2001, *Astrophys. J.* 554, 1282.
230. Molteni, D., Lanzafame, G. and Chakrabarti, S.K. 1994, *Astrophys. J.* 425, 161.
231. Mukai, K., Pence, W.D., Snowden, S.L. and Kuntz, K.D. 2003, *Astrophys. J.* 582, 184.
232. Murdin, P., Clark, D.H. and Martin, P.G. 1980, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 193, 135.
233. Namiki, M., Kawai, N., Kotani, T., Mamauchi, S. and Brinkmann, W. 2000, *Adv. Space Res.* 25, 709.
234. Namiki, M., Kawai, N., Kotani, T. and Makishima, K. 2003, *Publ. Astron. Soc. Japan* 55, 281.
235. Narayan, R., Nityananda, R. and Wiita, P.J. 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 205, 1103.
236. Niell, A.E., Preston, R.A. and Lockhart, T.G. 1981, *Astrophys. J.* 250, 24
237. Okada, K., Dotani, T., Makishima, K., Mitsuda, K. and Mihara, T. 1998, *Publ. Astr. Soc. Japan* 50, 25.
238. Okuda, T. and Fujita, M. 2000, *Publ. Astron. Soc. Japan* 52, L5.
239. Okuda, T. 2002, *Publ. Astron. Soc. Japan*, 54, 253.
240. Orosz, J.A. and Bailyn, C.D. 1997, *Astroph. J.* 477, 876.
241. Paczynsky, B. and Wiita, P. 1980, *Astron. Astrophys.* 88, 23.
242. Pakull, M.W. and Mirioni, L. 2001, *Astron. Gesells. Meet. Abstr.* 18, 12.
243. Pakull, M.W. and Mirioni, L. 2003, *Rev. Mex. de Astron. y Astrof. (Serie de Conferencias)*. 15, 197
244. Panferov, A.A. and Fabrika, S.N. 1993, *Astron. Lett.* 19, 41.
245. Panferov, A.A. and Fabrika, S.N. 1997, *Astron. Rep.* 41, 506.
246. Panferov, A.A., Fabrika, S.N. and Rakhimov, V.Yu. 1997, *Astron. Rep.* 41,
247. Panferov, A.A. 1999, *Astron. Astrophys.* 351, 156.
248. Papaloizou, J.C.B. and Pringle, J.E. 1982, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 200,
249. Papaloizou, J.C. and Pringle, J.E. 1983, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 202, 1
250. Paragi, Z., Vermeulen, R.C., Fejes, I., Schilizzi, R.T., Spencer, R.E. and Stirling, A.M. 1999, *Astron. Astrophys.* 348, 910.
251. Paragi, Z., Fejes, I., Vermeulen, R.C., Schilizzi, R.T., Spencer, R.E. and Stirling, A.M. 2000, In "11 Galaxies and their Constituents at the Highest Angular Resolution". *IAU Symp. N 205*, R.T. Schilizzi (ed.), Manchester, United Kingdom, p.266.
252. Paragi, Z., Fejes, I., Vermeulen, R.C., Schilizzi, R.T., Spencer, R.E. and Stirling, A.M. 2002, in "6th VLBI Network" *Symposium*, E. Ros, R.W. Porcas, A.P. Lobanov and J.A. Zensus (eds), p.263;

- astro-ph/0207061.
253. Pekarevich, M., Piran, T. and Shaham, J. 1984, *Astrophys. J.* 283, 295.
 254. Peter, W. and Eichler, D. 1993, *Astrophys. J.* 417, 170.
 255. Peter, W. and Eichler, D. 1996, *Astrophys. J.* 466, 840.
 256. Petterson, J.A. 1981, *Adv. Space Res.* 1, 49.
 257. Postnov, K.A. 2003, *Astron. Lett.* 29, 1.
 258. Poutanen, J. and Zdziarski, A.A. 2002, in "New Views on Microquasars", the Fourth Microquasars Workshop, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata (India), p.268; astro-ph/0209186.
 259. Rees, M.J., Phinney, E.S., Begelman, M.C. and Blandford, R.D. 1982, *Nature* 295, 17.
 260. Revnivtsev, M., Sunyaev, R., Gilfanov, M. and Churazov, E. 2002a, *Astron. Astrophys.* 385, 904.
 261. Revnivtsev, M., Gilfanov, M., and Churazov, E. and Sunyaev, R. 2002b, *Astron. Astrophys.* 391, 1013.
 262. Roberts, W.J. 1974, *Astrophys. J.* 187, 575.
 263. Roberts, T.R. and Warwick, R.S. 2000, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 315, 98.
 264. Roberts, T.P. and Colbert, E.J.M. 2003, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 341, L49.
 265. Roberts, T.P., Goad, M.R., Ward, M.J., Warwick, R.S., O'Brien, P.T., Lira, P. and Hands, A.D.P. 2001, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 325, L7.
 266. Roberts, T.P., Goad, M.R., Ward, M.J. and Warwick, R.S. 2003 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 342, 709.
 267. Romney, J.D., Schilizzi, R.T., Fejes, I. and Spencer, R.E. 1987, *Astrophys. J.* 321, 822.
 268. Rowell, G.P. 2001, astro-ph/0104288.
 269. Safi-Harb, S. and Oegelman, H. 1997, *Astrophys. J.* 483, 868.
 270. Safi-Harb, S. and Petre, R. 1999, *Astrophys. J.* 512, 784.
 271. Safi-Harb, S. and Kotani, T. 2002, in "New Views on Microquasars", the Fourth Microquasars Workshop, Ph. Durouchoux, Y. Fuchs, and J. Rodriguez (eds). Center for Space Physics, Kolkata (India), 271; astro-ph/0210396.
 272. Sarazin, C.L., Irwin, J.A. and Bregman, J.N. 2001, *Astrophys. J.* 556, 533.
 273. Sawada, K., Matsuda, T. and Hachisu, I. 1986. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 22
 274. Shapiro, P.R., Milgrom, M. and Rees, M.J. 1986, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 60, 393.
 275. Seaquist, E.R., Gregory, P.C. and Crane, P.C. 1978, *IAU Circ. N* 3256, 2.
 276. Seaquist, E.R., Gilmore, W., Nelson, G.J., Payten, W.J. and Slee, O.B. 1980, *Astrophys. J.* 241, L77.
 277. Seaquist, E.R. 1981, *Vistas Astron.* 25, 79.
 278. Seaquist, E.R., Gilmore, W.S., Johnston, K.J. and Grindlay, J.E. 1982, *Astrophys. J.* 260, 220.
 279. Seifina, E.V., Shakura, N.I., Postnov, K.A. and Prokhorov, M.E. 1991. *Lect. Notes Phys.* 385, 151.
 280. Seward, F., Grindlay, J., Seaquist, E. and Gilmore, W. 1980, *Nature* 287, 806.
 281. Shakura, N.I. 1972, *Sov. Astron.* 16, 756.
 282. Shakura, N.I. and Sunyaev, R.A. 1973, *Astron. Astrophys.* 24, 337.
 283. Shklovskii, I.S. 1960, *Sov. Astron.* 4, 243.
 284. Shklovskii, I.S. 1981, *Sov. Astron.* 25, 315.
 285. Sikora, M. 1981, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 196, 257.
 286. Spencer, R. E. and Waggett, P. 1984, in "VLBI and Compact Radio Sources". *Proc. IAU Symp.* N110, R. Fanti (ed.), p.297.
 287. Stephenson, C.B. and Sanduleak, N. 1977, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 33, 45
 288. Stewart, G.C., Watson, M.G., Matsuoka, M., Brinkmann, W., Jugaku, J., Takagishi, K., Omodaka, T., Kemp, J.C., Kenson, G.D., Kraus, D.J., Mazeh, T. and Leibowitz, E.M. 1987, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 228, 293.
 289. Stone, J.M., Pringle, J.E. and Begelman, M.C. 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 310, 1002.
 290. Strohmayer, T.E. and Mushotzky, R.F. 2003, *Astrophys. J.* 586, L61.
 291. Sugiho, M., Kotoku, J., Makishima, K., Kubota, A., Mizuno, T., Fukazawa, Y. and Tashiro, M. 2001, *Astrophys. J.* 561, L73.
 292. Sunyaev, R. & Revnivtsev, M. 2000, *Astron. Astrophys.* 358, 617.
 293. Trushkin, S.A., Bursov, N.N. and Smirnova, Yu.V. 2001, *Astron. Rep.* 45, 804.
 294. Tsarevsky, G. 2002, private communication.
 295. van den Heuvel, E.P.J., Ostriker, J.P. and Petterson, J.A. 1980, *Astron. Astrophys.* 81, L7.
 296. van den Heuvel, E.P.J. 1981, *Vistas Astron.* 25, 95.
 297. van der Laan, H. 1966, *Nature* 211, 1131.
 298. van der Marel, R.P. 2003, astro-ph/0302101.
 299. Velazquez, P.F. and Raga, A.C. 2000, *Astron. Astrophys.* 362, 780.
 300. Vermeulen, R. C. 1996, in: "Jets from stars and Galactic Nuclei", W. Kundt (ed.). Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York; also *Lect. Notes Phys.* 471, 122.
 301. Vermeulen, R.C., Schilizzi, R.T., Icke, V., Fejes, I. and Spencer, R.E. 1987, *Nature* 328, 309.
 302. Vermeulen, R.C., Murdin, P.G., van den Heuvel, E.P.J., Fabrika, S.N., Wagner, B., Margon, B., Hutchings, J.B., Schilizzi, R.T., van Kerkwijk, M.H., van den Hoek, L.B., Ott, E., Angebault, L.P., Miley, G.K., D'Odorico, S. and Borison, N. 1993a, *Astron. Astrophys.* 270, 204.
 303. Vermeulen, R.C., Schilizzi, R.T., Spencer, R.E., Romney, J.D. and Fejes, I. 1993b, *Astron.*

- Astrophys.* 270, 177.
304. Vermeulen, R.C., McAdam, W.B., Trushkin, S.A., Facondi, S.R., Fiedler, R.L., Hjellming, R.M., Johnston, K.J and Corbin, J. 1993c, *Astron. Astrophys.* 270, 189.
305. Voges, W., Aschenbach, B., Boller, Th., Braüninger, H., Briel, U., Burkert, W., Dennerl, K., Englhauser, J., Gruber, R., Haberl, F., Hartner, G., Hasinger, G., Kürster, M., Pfeffermann, E., Pietsch, W., Predehl, P., Rosso, C., Schmitt, J.H.M.M., Trümper, J., Zimmermann, H.U. 1999, *Astron. Astrophys.* 349, 389.
306. Voges, W., Aschenbach, B., Boller, Th., Braüninger, H., Briel, U., Burkert, W., Dennerl, K., Englhauser, J., Gruber, R., Haberl, F., Hartner, G., Hasinger, G., Pfeffermann, E., Pietsch, W., Predehl, P., Schmitt, J.H.M.M., Trümper, J., Zimmermann, H.U. 2000, <http://wave.xray.mpe.mpg.de/rosat/catalogues/rass-fsc>.
307. Wagner, R.M. 1986, *Astrophys. J.* 308, 152.
308. Wang, Q.D. 2002, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 332, 764.
309. Watson, M.G., Willingale, R., Grindlay, J.E. and Seward, F.D. 1983, *Astrophys. J.* 273, 688.
310. Watson, M.G., Stewart, G.C., King, A.R. and Brinkmann, W. 1986, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 222, 261.
311. Whitmore, D.P. and Matese, J.J. 1980, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 193, 707.
312. Wu, H., Xue, S.J., Xia, X.Y., Deng, Z.G. and Mao, S. 2002, *Astrophys. J.* 576, 738.
313. Yamauchi, S., Kawai, N. and Aoki, T. 1994, *Pub. Astr. Soc. Japan* 46, L109
314. Yuan, W., Kawai, N., Brinkmann, W. and Matsuoka, M. 1995, *Astron. Astrophys.* 297, 451.
315. Zampieri, L., Mucciarelli, P., Falomo, R., Kaaret, P., Di Stefano, R., Turolla, R., Chieregato, M. and Treves, A. 2003, *astro-ph/0309687*.
316. Zealey, W.J., Dopita, M.A. and Malin, D.F. 1980, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* 192, 731.
317. Zezas, A. and Fabbiano, G. 2002, *Astrophys. J.* 577, 726.
318. Zezas, A., Fabbiano, G., Rots, A.H. and Murray, S.S. 2002, *Astrophys. J.* 577, 710.
319. Zwitter, T., Calvani, M., Bodo, G. and Massaglia, S. 1989, *Fundam. Cosmic Phys.* 13, 309.
320. Zwitter, T., Calvani, M. and D'Odorico, S. 1991, *Astron. Astrophys.* 251, 92.