

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт космических исследований Российской академии наук

на правах рукописи

Семена Андрей Николаевич

Определение геометрии аккреционных колонок на
поверхности магнитных белых карликов по свойствам
апериодической переменности их яркости

01.03.02 Астрофизика, звездная астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. Ревнивцев М.Г.

Москва, 2014

Оглавление

1	Введение	3
1.1	Актуальность и цели работы	3
1.2	Тесные двойные системы	5
1.3	Аккреция	7
1.4	Течение вещества в тесной двойной системе	8
1.5	Стохастическая переменность яркости аккрецирующих двойных систем	12
1.6	Модель распространяющихся возмущений	14
1.7	Переменность яркости на коротких масштабах	17
1.8	Глобальная тепловая неустойчивость в аккреционной колонке	19
1.9	Подавление глобальной тепловой неустойчивости	23
1.9.1	Циклотронные потери	23
1.9.2	Двухтемпературная плазма	25
1.10	Время остывания вещества в аккреционной колонке у поверхности БК	25
2	Численное моделирование аккреционной колонки	29
2.1	Граничные условия на дне аккреционной колонки	30
2.2	Расчет остывания плазмы	33
2.3	Переменность светимости горячей зоны в численном моделировании	36
2.4	Оценка параметров плазмы	40
2.5	Результаты моделирования	46
3	Анализ спектров мощности переменных звезд	47
3.1	Статистические распределения значений мощности	48
3.2	Шум в кривых яркости исследуемых источников	52
4	Рентгеновские наблюдения EX Hya.	55
4.1	XMM-Newton	56
4.2	RXTE/РСА	57
4.3	Спектр мощности Рентгеновской кривой блеска EX Hya	62
4.4	Форма аккреционного канала	64
4.5	Геометрия основания аккреционной шторки	66
5	Переменность яркости в оптических кривых блеска	68

5.1	Спектр мощности звезд при наблюдения наземными телескопами	69
5.2	Переменность оптического потока от промежуточных поляров	72
5.3	Геометрическое замывание высокочастотной переменности	75
5.4	Оптические наблюдения промежуточного поляра LS Pegasi	78
5.4.1	Параметры наблюдений	80
5.4.2	Аккреционный диск в системе LS Pegasi	82
5.4.3	Результаты	82
5.5	Оптические наблюдение EX Нуа	86
5.5.1	Оптические наблюдения SAAO	87
5.5.2	SALTICAM	88
5.5.3	BVIT	93
5.5.4	SHOC	95
5.5.5	HIPPO	95
5.5.6	Результаты	96
5.6	Геометрия аккреционного течения по магнитосфере БК	98

Глава 1

Введение

1.1 Актуальность и цели работы

Падение (аккреция) вещества на компактные объекты является одним из наиболее эффективных способов выделения энергии. При падении вещества на нейтронные звезды и черные дыры может выделяться энергия, составляющая десятки процентов от энергии покоя падающего вещества, при падении на белые карлики - энергия лишь в несколько раз меньшая, чем выделяемая при его термоядерном сгорании. Это означает, что аккреционный поток на еще достаточно значительных расстояниях от компактного объекта сильно разогревается, достигает температур в десятки тысяч (а в некоторых случаях и миллионов) градусов и превращается в высокопроводящую плазму. Наличие магнитного поля компактного объекта может существенным образом повлиять на всю конфигурацию аккреционного течения. Высокопроводящая плазма аккреционного потока может быть остановлена магнитным полем компактного объекта и перенаправлена на его магнитные полюса. Считается, что в этом случае у магнитных полюсов компактного объекта образуется небольшая аккреционная колонка, в которой выделяется основная часть гравитационной энергии вещества. Эта аккреционная колонка фактически является ярким пятном, создающим вариации яркости потока на частотах вращения компактного объекта (эффект маяка).

Аккрецирующие магнитные компактные объекты были обнаружены в тесных двойных звездных системах и с тех пор находятся под пристальным вниманием астрофизиков. Интерес к исследованию таких объектов связан с экстремальностью значений физических параметров, при которых происходит взаимодействие вещества и магнитного поля. Так, например, аккрецирующие магнитные белые карлики имеют магнитные поля до десятков МГс, а аккрецирующее вещество может иметь температуры до миллионов градусов, что создает условия очень близкие к условиям в экспериментальных установках по управляемому термоядерному синтезу.

Несмотря на то, что само предсказание существования аккреционных колонок у магнитных аккрецирующих компактных объектов было сделано достаточно давно, их геометрия и структура до сих пор слабо изучены. Попытки определить геометрию аккре-

ционных колонок по профилям импульса излучения этих систем не дают однозначных ответов. Определить геометрию аккреционной колонки используя ее затмение звездой-компаньоном в двойной системе не представляется возможным. В случае нейтронных звезд размер аккреционных колонок слишком мал по сравнению с размером звезды-компаньона. В случае аккрецирующих магнитных белых карликов попытки определить размер основания аккреционной колонки делаются, однако все они имеют существенные недостатки. Например, метод затменной томографии позволяет определить не общую площадь пятна, а лишь его максимальный размер, метод оценки размера аккреционной колонки по площади освещаемой ей поверхности белого карлика сильно зависит от высоты колонки, и т.д.

С другой стороны - определение размеров аккреционных колонок очень важно как для дальнейшего понимания ее структуры, физических процессов, определяющих ее излучение и т.д., так и для понимания процесса проникновения замагниченной плазмы в магнитосферу компактных объектов. Считается, что аккрецирующий поток, останавливаемый магнитным полем компактного объекта, в дальнейшем течет строго вдоль магнитных силовых линий и, следовательно, толщина аккреционного потока на границе магнитосферы должна быть связана с толщиной аккреционной колонки на поверхности компактного объекта. Таким образом, оказываясь, что измеряя размеры аккреционной колонки на поверхности компактного объекта можно измерить параметры диффузионного проникновения замагниченной плазмы в магнитосферу, скорость дрейфа плазмы поперек магнитного поля и т.д.

Ввиду большой удаленности от нас компактных объектов, доступных для нашего изучения, их угловые размеры несколько малы, что в настоящее время нет никакой возможности их пространственного разрешения. Нам остается для анализа только два типа информации: спектральная и временная. В настоящей диссертационной работе предложен метод использования характеристик аperiodической переменности яркости магнитных аккрецирующих белых карликов для получения оценок размеров аккреционных колонок на их поверхностях. Проведены численные гидродинамические расчеты аккреционного течения в колонках, а также на основе анализа массива данных наблюдений рентгеновского и оптического диапазонов получены важные ограничения на размер аккреционной колонки и глубину проникновения плазмы в магнитосферу белого карлика в двойной системе EX Нуа.

Целью работы являлась разработка метода определения геометрии аккреционных колонок на поверхности аккрецирующих магнитных белых карликов и демонстрация его применения на некоторых реальных системах. Для демонстрации работоспособности метода были проведены численные расчеты гидродинамического течения у поверхности компактного объекта. Предложенный метод был апробирован на данных наблюдений ряда аккрецирующих магнитных белых карликов в рентгеновском (при помощи рентгеновских обсерваторий RXTE и XMM) и оптическом (при помощи быстрых ПЗС фотометров на телескопах Российско-Турецкий Телескоп 1.5м РТТ150, телескопах Южноафриканской астрономической обсерватории SAAO1.9м, SALT 12м) спектральных диапазонах. Получены важные ограничения на площадь поверхности аккрецион-

ной колонки на поверхности белого карлика в двойной системе ЕХ Нуа, а также ограничения на глубину проникновения горячей плазмы аккреционного диска в магнитосферу компактного объекта.

1.2 Тесные двойные системы

Астрофизика - наука, изучающая физические процессы в естественных природных лабораториях в космическом пространстве. Многие из явлений, наблюдаемых в космосе, невозможно повторить в экспериментах на Земле в связи с высокими плотностями энергий, высокими температурами вещества при изучаемых процессах, из-за важности в них сильных гравитационных полей. Некоторые из аспектов, наблюдаемых в космосе явлений, хорошо изучены, однако, многие по-прежнему не объяснены и, возможно, скрывают за собой важные физические эффекты.

Среди природных лабораторий, в которых происходят экстремальные физические процессы, можно выделить тесные двойные звездные системы. В этих системах можно наблюдать широкий набор явлений взаимодействия магнитных полей и излучения с плазмой, эффекты общей теории относительности и т.д. Теории, развитые для описания поведения тесных двойных систем, часто оказываются применимые к гораздо более широкому классу астрофизических объектов. Так, например, теория дисковой аккреции (постепенного падения вещества на тяготеющий объект, сопровождающегося формированием диска), развитая в 1970х годах для объяснения наблюдательных проявлений тесных двойных звездных систем с компактными объектами в нашей Галактике, позволяет так же описывать явления, происходящие вблизи молодых звезд и вблизи сверхмассивных черных дыр в ядрах активных галактик.

Тесные двойные системы, т.е. такие двойные системы, взаимодействие которых существенно сказывается на их долговременной эволюции, как правило, появляются в процессе эволюции обычных двойных систем или при гравитационном захвате. Двойные системы, обладающие соответствующими массами звезд и орбитальными периодами, в процессе эволюции проходят стадию тесной двойной системы, в которой компактный аккректор получает вещество со звезды компаньона. Конечными стадиями жизни наиболее массивных звезд являются нейтронные звезды и черные дыры, менее массивные становятся белыми карликами.

Эволюция звезд в составе тесных двойных отличается от эволюции одиночных звезд. Основной отличительной особенностью является наличие звезды компаньона, с которой возможны процессы обмена массой. Обращение двух звезд вокруг общего центра масс приводит к образованию сложного потенциала (так называемый потенциал Роша), определяемого гравитацией двух звезд и центробежной силой в их системе вращения. Само по себе воздействие гравитации, излучения и магнитного поля звезды компаньона приводят к изменению процесса эволюции звезды, однако, самую большую роль играет возможность перетекания вещества со звезды на звезду.

В потенциале Роша (см. рис.1.2) можно выделить эквипотенциальную поверхность, ограничивающую области преобладания гравитации каждой звезды, которые называ-

ются полостями Роша. Полости Роша соединены между собой в точке неустойчивого равновесия - точке либрации L_1 . Вещество, лежащее на поверхности, ограничивающей полость Роша, может без потери энергии переходить от одной звезды к другой, проходя точку либрации. Это приводит к тому, что вещество со звезды, заполнившей свою полость Роша, может перетекать в полость Роша звезды компаньона.

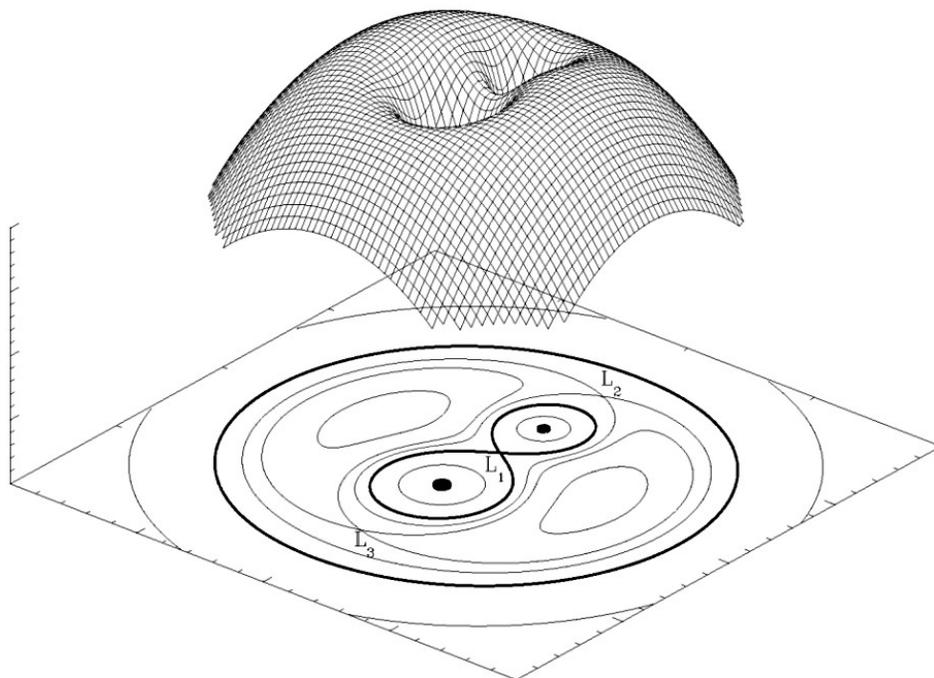


Рис. 1.1. Схематическое изображение потенциала Роша. Снизу изображен набор сечений эквипотенциальных поверхностей в плоскости вращения двойной системы. Сечение, обозначенное внутренней толстой линией и имеющее вид восьмерки, ограничивает полости Роша в плоскости вращения системы.

В процессе эволюции двойной системы входящие в нее звезды могут заполнять полость Роша, проходя через стадии эволюции с расширяющейся оболочкой. При этом вещество может перетекать из одной полости Роша в другую, что приводит к перераспределению массы и углового момента в системе. В процессе эволюции двойная система может оказаться даже в стадии так называемой общей оболочки, при которой фактически один компонент системы движется внутри внешней оболочки другой. В процессе такого взаимодействия система может существенно сжаться и, после сброса оболочки звезды-гиганта, превратиться в тесную двойную систему с орбитальными периодами менее суток. На следующей стадии эволюции вторая звезда в системе так же превращается в компактный звездный остаток. Последней стадией эволюции двойных систем, как предполагается, является слияние двух звездных остатков, которое может сопро-

вождаться значительным выделением энергии, в том числе, в виде гравитационных волн.

Несмотря на то, что основные этапы эволюции двойных систем были определены уже достаточно давно (см. например, Пачинский 1971; Юнгельсон 1971; Веббин 1976; Тутуков и Юнгельсон 1979, 1987; Ибен и Тутуков 1985; Постнов и Юнгельсон 2006; Белчинский и др. 2008; Липунов и др. 2009; Циолковски 2010; ван Хаафтен и др. 2013), определение деталей этой теории до сих пор привлекает к себе большой интерес различных групп в мире. Понимание эволюции требует проведения измерений физических параметров большого количества двойных систем на разных стадиях их жизни. На стадии аккреции вещества с нормальной звезды на компактный аккректор двойная система может проводить значительное время - сотни миллионов и миллиарды лет, при этом, благодаря перетеканию вещества со звезды на звезду, эти системы оказываются чрезвычайно яркими.

1.3 Аккреция

Если в тесной двойной системе один компаньон заполняет или переполняет полость Роша начинается процесс аккреции на другую звезду (за счет истечения вещества через внутреннюю точку Лангранжа L1). Если звезда, на которую аккрецирует вещество, компактная, т.е. является белым карликом, нейтронной звездой или черной дырой, то в процессе аккреции (падения) на звезду выделяется много энергии. Вещество, падающее в полость Роша аккректора через внутреннюю точку Лагранжа L1, обладает угловым моментом, поэтому не может упасть сразу на объект, а формирует диск. При наличии вязкости в этом диске вещество может постепенно терять угловой момент (передать его внешним слоям диска) и продвигаться к компактному объекту – в этом случае формируется аккреционный диск (см., например, обзор в Франк, Кинг и Рейн, 2002).

За счет вязкости в аккреционном диске выделяется значительная часть гравитационной энергии падающего вещества которую легко оценить воспользовавшись соотношением

$$L \approx GM_{\text{acc}} \left(\frac{1}{R_{\text{acc}}} - \frac{1}{R_{\text{circ}}} \right) \dot{M}$$

где M_{acc} , R_{acc} - масса и радиус аккректора, \dot{M} – темп поступления вещества на аккректор, R_{circ} - так называемый радиус циркуляризации, т.е. радиус Кеплеровской орбиты, на которой удельный угловой момент равен удельному угловому моменту вещества, поступающего в полость Роша аккректора. Радиус циркуляризации, как правило, значительно больше размера аккректора в тесных двойных системах с компактным остатком.

Из приведенной оценки видно, что энергия, выделяемая при аккреции на черные дыры и нейтронные звезды, будет составлять десятки процентов от массы покоя аккрецируемого вещества. В случае, если аккректор обладает поверхностью (в случае нейтронной звезды или белого карлика), и вращается со скоростью, гораздо меньше угловой скорости Кеплеровского движения внутреннего края диска, то на поверхности компакт-

ного объекта должна будет выделиться дополнительная энергия равная кинетической энергии вещества на внутреннем крае аккреционного диска. Светимость двойной системы с нейтронной звездой в качестве аккретора для темпа аккреции $\dot{M} = 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$ составит $L \approx G1.4M_{\odot}\dot{M}/R_{\text{ns}} \sim 10^{36}$ эрг/сек. Для того же темпа аккреции светимость белого карлика, размеры которого приблизительно в тысячу раз больше, окажется порядка 10^{33} эрг/сек.

Значительная часть энергии при аккреции выделяется у поверхности компактного объекта и во внутренних частях аккреционного диска. Температуры вещества в этих областях оказываются более миллионов градусов и его основное излучение попадает рентгеновский энергетический диапазон. Эта особенность систем с аккрецией на компактные звездные остатки позволяет очень эффективно находить их с помощью рентгеновских наблюдений.

Аккреция на компактный объект может сопровождаться формированием аккреционного диска, формированием струй вещества и быстрого ветра. До сих пор нет согласия о том, чем определяется темп аккреции вещества в данных системах, до конца не понятен механизм передачи углового момента между аккрецируемым веществом и аккретором и структура течения аккрецируемого вещества. Все эти явления связаны с физикой взаимодействия вещества с магнитными, гравитационными полями и излучением во время аккреции. Широкий диапазон параметров полей, излучения и плотности вещества при аккреции приводит к большому количеству особенностей в наблюдаемом поведении компактных двойных систем. Энергетические спектры этих систем содержат множество компонент, например, черно-тельного излучения разных температур, циклотронного/синхротронного излучения электронов в магнитном поле, комптонизированного излучения (т.е. излучения, в котором распределение фотонов по энергиях создано Комптоновским рассеянием неких затравочных фотонов на энергичных электронах), тормозного излучения. Как полная светимость объектов, так и их энергетические спектры могут сильно меняться со временем. Нередко можно увидеть как поведение, общее для разных систем, так и индивидуальные особенности, которые связывают с нестандартными параметрами двойных систем - например, сверхкритическим темпом аккреции, большими магнитными полями и т.п. Не вызывает сомнений то, что очень важную роль в поведении многих тесных двойных систем играет взаимодействие аккрецируемого вещества с магнитным полем.

1.4 Течение вещества в тесной двойной системе

Течение вещества на компактный аккретор в тесных двойных системах может происходить разными путями в зависимости от звезды донора и магнитных полей в системе. Если магнитное поле компактного объекта не достаточно велико для захвата вещества вне радиуса циркуляризации вокруг аккретора, будет формироваться аккреционный диск.

За счет вязкости происходит перераспределение углового момента между веществом в диске, часть вещества переходит на более высокие орбиты (см., например, Прингл,

1981), часть продвигается внутрь к компактному объекту, при этом аккреционный диск растет, заполняя большую часть полости Роша (Папалоизу и Прингл, 1977). Некоторое количество вещества может быть выброшено из системы в виде ветра. При аккреции вещества через точку либрации в точке втекания вещества во внешнюю часть аккреционного диска образуется протяженная ударная волна - горячая линия (см. например Смак 1971; Баз и др. 1974; Бисикало и др. 2000; Романова и др. 2004). Вещество в этой зоне нагревается до значительных температур и выделяется на фоне излучения остального аккреционного диска. Изучение этих горячих пятен/линий широко используется для определения параметров аккреционных дисков двойных систем (определение размера диска, темпа аккреции, масс компаньонов и т.д.).

В результате действия вязкости потенциальная энергии вещества в аккреционном диске переводится в тепловую энергию, происходит его нагрев. В работе Шакура и Сюняев (1973) было показано, что сложную физику вязкости, детали которой остаются не до конца ясными до сих пор (см. например, Кинг, Прингл и Ливио, 2007), можно параметризовать параметром α , фактически связывающим величину вязких напряжений, имеющих место в дифференциально вращающемся аккреционном диске, со значением давления вещества в данном месте. В рамках такого подхода были получены формулы, описывающие зависимость температуры аккреционного диска от радиуса, зависимости поверхностной плотности вещества и т.д.

Одним из классов тесных двойных систем с аккрецией являются катаклизмические переменные (катаклизмические переменные - исторически сложившееся название для семейства тесных двойных систем с белым карликом в качестве аккретора; своим названием они обязаны резкому "катаклизмическому" изменению яркости, время от времени делающим их видимыми даже невооруженным глазом). Эти системы оказываются удобными для исследования течения вещества в аккреционных дисках из-за их распространенности, что дает возможность наблюдать их на близких расстояниях, до сотен парсек. В частности, проведенные исследования распределения температуры дисков в этих системах (провести такой же анализ для других аккрецирующих систем в настоящее время не представляется возможным) показали хорошее согласие с теорией (см., например, Хорн, 1985).

Над оптически толстым аккреционным диском может образовываться горячее, оптически тонкое течение, которое наблюдается в энергетических спектрах многих тесных двойных систем (см. например Шапиро, Лайтман и Эрдли 1976; Сюняев и Трюмпер 1979; Хаардт и Мараски 1991; Герлинский и др. 1997; Дон, Герлинский и Кубота 2007). Оптически тонкое течение так же может играть важную роль в процессе формирования спектра мощности переменности кривой блеска и процессе вспышек карликов Новых и рентгеновских Новых (Чуразов, Гильфанов и Ревнивцев, 2001; Аревало и Утли, 2006; Дон, Герлинский и Кубота, 2007).

Магнитное поле компактного объекта может быть достаточно велико, чтобы остановить продвижение вещества к его поверхности. Угловой момент вещества во внутренней части диска в таком случае будет отводиться за счет взаимодействия с магнитным полем компактного объекта и передаваться на аккретор. Внутренняя часть диска будет

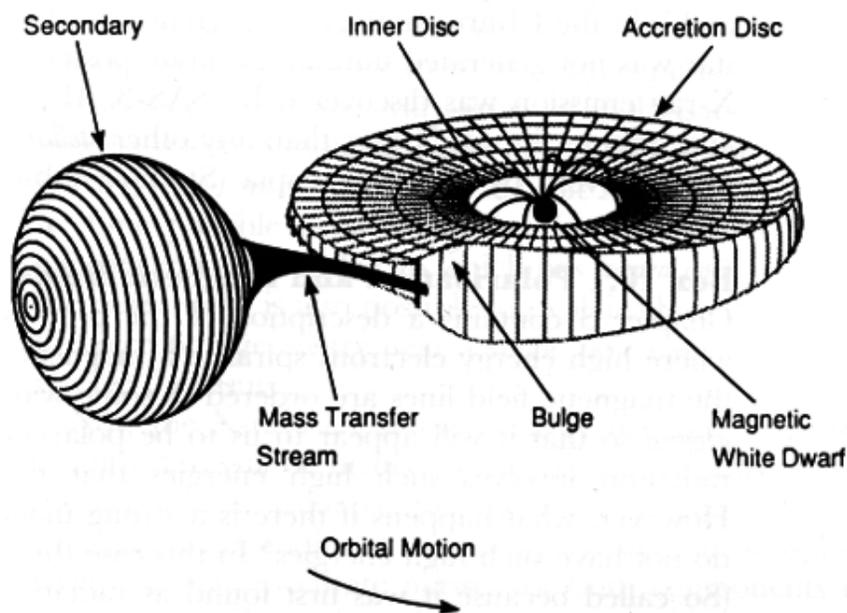


Рис. 1.2. Схематическое изображение течения в окрестности компактного объекта. В полости Роша вокруг компактного объекта формируется аккреционный диск. На внешней границе диска есть область утолщения и горячая линия, рядом с точкой вхождения струи вещества из L1 в диск. В диске могут образовываться спиральные волны. Под действием магнитного поля внутренняя часть диска может быть разрушена, внутри магнитосферы течение происходит вдоль силовых линий магнитного поля.

разрушена, угловой момент вещества будет частично передан БК, а частично унесен из системы запущенным за счет магнитного поля ветром (см., например, Шу, 1994; Лавлейс и др., 1995).

Тесные двойные системы с белыми карликами, аккрецирующим из диска, частично разрушенного во внутренних частях магнитосферой БК, называются промежуточными полярами. В случае, если магнитное поле компактного объекта еще больше, то вещество звезды-компаньона может быть захвачено магнитным полем еще до радиуса циркуляции, т.е. до образования аккреционного диска. Системы с такими БК называются полярами.

Вещество, теряя угловой момент, будет продвигаться к поверхности БК и падать вблизи его магнитных полюсов. При падении вещества в этих зонах должна выделяться его кинетическая энергия, происходит его нагрев и остывание за счет излучения в разных спектральных диапазонах.

В случае аккрецирующих белых карликов типичные скорости падения вещества на поверхность достигают значений ~ 1000 км/сек, и, следовательно, эффективные температуры – до $10^7 - 10^8$ К.

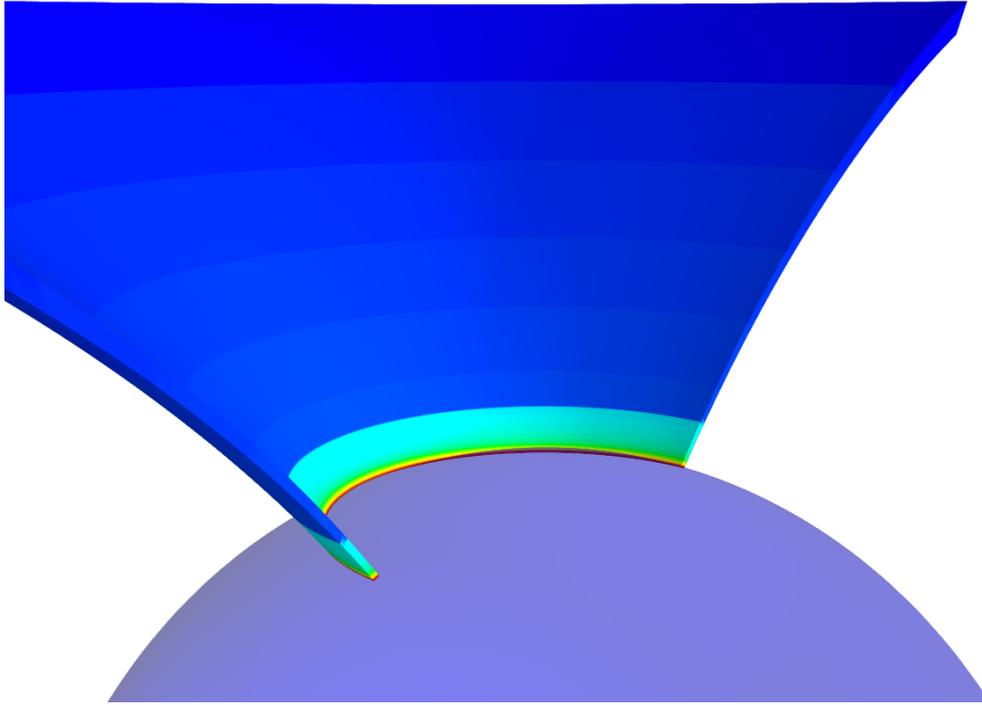


Рис. 1.3. Схематическое изображение течения вещества внутри магнитосферы белого карлика. Цветом (красный – самая большая, синий – самая маленькая) обозначена плотность вещества в аккреционном канале. У поверхности белого карлика находится стоячая ударная волна, проходя сквозь которую, вещество резко замедляется и разогревается, плотность увеличивается.

Области падения вещества - аккреционные колонки – занимают небольшую часть всей площади аккрецирующего объекта и поэтому при его вращении должен наблюдаться эффект маяка: появление на наблюдаемой стороне компактного объекта горячей области должно приводить к существенному увеличению его видимой яркости и наоборот. Такие вариации яркости – пульсации – действительно наблюдаются у аккрецирующих магнитных белых карликов и нейтронных звезд.

Орбитальные периоды катаклизмических переменных варьируются в диапазонах от часа до нескольких дней (см, например, Риттер и Колб, 2003). Массы звезд, входящих в эти системы, порядка массы Солнца. Из приведенных значений масс компонент и периодов этих систем можно оценить типичный размер орбиты $r \approx (GM_{\odot}T^2)/(2\pi^2) \approx 2 \times 10^{11}$ см - т.е. всего несколько радиусов Солнца. При том, что ближайшие из этих систем удалены от нас на десятки парсек, их угловые размеры на небе оказываются много меньше угловых разрешений любых современных телескопов. Это означает, что ни для одной из этих систем нет прямых изображений, исходя из которых можно было бы описать ее геометрическую структуру. Вся доступная информация о системе содержится в рас-

пределении приходящих от нее фотонов по энергии и по времени. В настоящей работе мы используем информацию об аperiodических вариациях яркости аккрецирующих объектов для определения физических параметров аккреционного потока.

1.5 Стохастическая переменность яркости аккрецирующих двойных систем

Яркость аккрецирующих двойных систем не является постоянной. Первые свидетельства наличия аperiodической переменности яркости двойной системы с аккрецирующими белыми карликами были получены более 60 лет назад (Хениз, 1949; Линелл, 1950; Волкер, 1957). Оказалось, что аperiodические вариации яркости - общее свойство аккрецирующих объектов: они так же были обнаружены у тесных двойных систем с нейтронными звездами и черными дырами с маломассивными и массивными компаньонами (Сандаж и др., 1969; Ода и др., 1971), а также и аккрецирующих сверхмассивных черных дыр в активных ядрах галактик (Сандаж, 1967; Зайцева и Лютый, 1969)

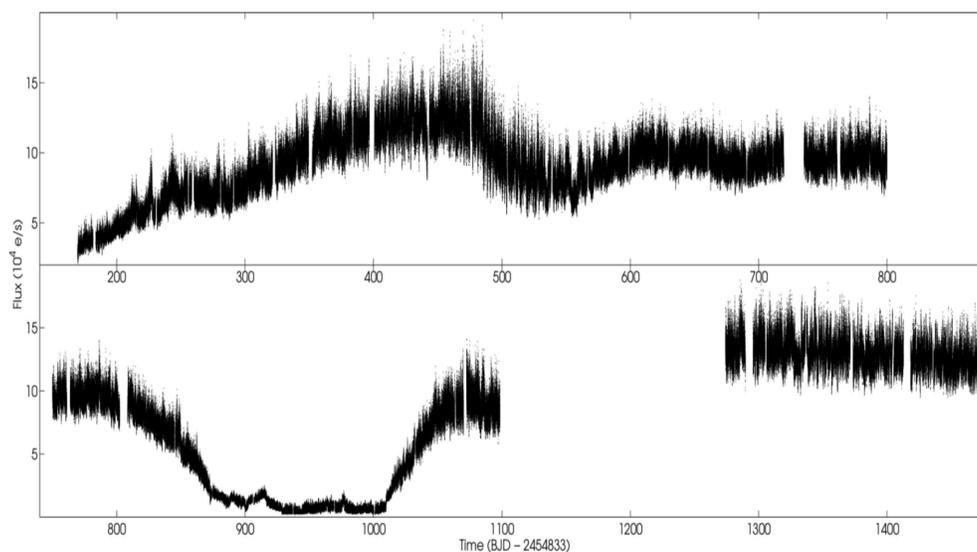


Рис. 1.4. На графике представлена кривая блеска катаклизмической переменной MV Лугае полученной при помощи обсерватории Kerler. На кривой блеска хорошо видны вариации на всех временных масштабах. Рисунок взят из работы Скаринги (2014)

Существенные вариации яркости аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр в рентгеновском диапазоне непосредственно показывали, что в возникновении переменности задействованы самые внутренние части аккреционного потока (см, например, обсуждения в Ода и др. 1971; Рапапорт, Докси и Зомен 1971). Для аккрецирующих белых карликов, чье излучение в основном регистрировалось в оптическом диапазоне, это было не столь очевидно. Например, согласно наблюдениям Мумфорд (1963) вариации

кривой блеска усиливались, когда в наблюдалось так называемое "горячее пятно" на краю аккреционного диска в двойной системе (область на внешнем краю диска, в которую попадает баллистическая струя вещества звезды компаньона, вытекающего из внутренней точки Лагранжа двойной системы L1), и были меньше, когда пятно затмевалось. Эти данные привели к предположениям, что переменность яркости рождается в горячем пятне за счет вариации темпа аккреции приходящего туда вещества. Однако, впоследствии при исследовании ряда систем не было обнаружено уменьшения амплитуды вариаций во время затмения горячего пятна (Ворнер, 1975, 1974; Кук и Брюнт, (1983)). В некоторых системах вариации напротив усиливались во время затмений горячего пятна (Вогт и др., 1981; Вуд и др., 1986).

Позже была предложена возможность генерации вариации в потоке вещества, текущего из точки либрации над диском (Ворнер и Назер, 1971; Смак, 1985; Хессман, 1987). Энерговыделения, производимого в горячем пятне, достаточно для объяснения варьируемого потока в двойных звездах, однако, построенная позднее теория вариаций в пятне, показала, что вариации не могут быть созданы на временных масштабах короче ≈ 1 секунды, однако, подобные вариации наблюдались в кривых блеска. Аналогично теории генерации варьируемого потока в горячем пятне была отвергнута теория генерации возмущений в турбулентном слое на внешней границе диска, в который втекает аккреционный поток из точки либрации (Шу, 1976).

Более детальные исследования переменности яркости аккрецирующих белых карликов показали, что действительно относительно медленная, менее 1-10 мГц, переменность яркости может рождаться во внешних областях аккреционного потока, в горячем пятне, однако более быстрая переменность обязана своим происхождением внутренним частям аккреционного потока (Брух, 1992, 1996; Баптиста и Бортолетто, 2004)

Первые попытки объяснения формирования аperiodической переменности аккрецирующих объектов оформились в так называемую модель вспыхивающего шума - shot noise model (Тэррелл, 1972), в рамках которой кривая блеска источника возникает как совокупность отдельных всплесков яркости разной амплитуды, продолжительности и вероятности появления в единицу времени. Считалось, что скорее всего всплески/вспышки возникают в области основного энерговыделения аккреционного потока (это совершенно необходимо, поскольку наблюдаются модуляции потока с амплитудами до десятков процентов). Были проведены аналогии между такими вспышками в аккреционных дисках и вспышками на Солнце (Галеев и др., 1979).

Эта модель позволяла успешно описать характеристики переменности яркости таких аккрецирующих систем как, например, Лебедь X-1 (Нолан и др., 1981; Белони и Хасингер, 1990). Ее так же пытались применить к объяснению аperiodической переменности аккрецирующих магнитных белых карликов (см. например, Халевин и др. 2004).

Накопление данных о переменности яркости аккрецирующих источников со временем поставило перед моделью случайных вспышек непреодолимые сложности.

- В частности, было показано, что, например, в системах с черными дырами и нейтронными звездами, переменность яркости объектов регистрируется в очень широком диапазоне Фурье частот, от десятков Герц до 10^{-4} Гц (Чуразов, Гильфанов

и Ревнивцев, 2001), и даже ниже (Гильфанов и Арефьев, 2005), что в рамках модели случайных вспышек означало бы наличие соответствующих временных масштабов в области основного энерговыделения. С другой стороны, мы знаем, что область основного энерговыделения в аккреционном диске находится в пределах $3-10 R_g$ (см. например Шакура и Сюняев, 1973), и эта ограниченная область не может обеспечить диапазон временных масштабов в 5-6 порядков величины.

- Вторым важнейшим наблюдательным фактом аperiodической переменности яркости аккрецирующих объектов является прямая связь амплитуды наблюдаемой переменности со средним значением потока в данный момент времени. Впервые на это было обращено пристальное внимание в работе Утли и МакХарди (2001) на основе анализа аккрецирующей черной дыры Лебедь X-1 и аккрецирующей нейтронной звезды SAX J1808.4-3658, однако оказалось, что аналогичная зависимость амплитуды переменности от значения среднего потока была замечена ранее в кривых яркости аккрецирующей сверхмассивной черной дыры NGC 4151 (Окнянский, 1987).
- Еще одним важным наблюдательным проявлением аperiodической переменности яркости аккрецирующих объектов является вид распределения мгновенных значений их потоков. В модели случайных вспышек неизбежным следствием является формирование потока как суммы некоторого количества случайных величин, что, согласно центральной предельной теореме, статистики должно приводить к Гауссовому распределению значения потоков. В реальности оказывается, что распределение мгновенных значений потоков аккрецирующих объектов не гауссово, а гауссово в логарифмических координатах - так называемое лог-нормальное распределение (Утли, МакХарди и Вон, 2005; Ревнивцев, 2008; Скаринги и др., 2012). Такое распределение значений потоков в модели сложения случайных вспышек получить невозможно.

1.6 Модель распространяющихся возмущений

Для объяснения этого массива наблюдательных проявлений в работе Чуразова и др. (2001) было предложено применить теоретическую модель распространяющихся возмущений, разработанную Любарским (Любарский, 1997). В этой модели переменность яркости аккрецирующего объекта задавалась переменностью поступления вещества в область основного энерговыделения. А переменность темпа аккреции вещества, в свою очередь создавалась флуктуациями вязкости на разных радиусах аккреционного диска.

Действительно, продвижение к центру вещества в аккреционном диске обеспечивается в основном отводом его углового момента за счет вязкости (следует отметить, что также возможен отвод углового момента за счет различных приливных взаимодействий в двойной системе, см. например, Папалоизу и Прингл 1977, за счет выброса вещества в виде звездного ветра и т.д., но вклад этих механизмов скорее всего невелик), в особенности в центральных частях аккреционного потока, вблизи компактного объекта .

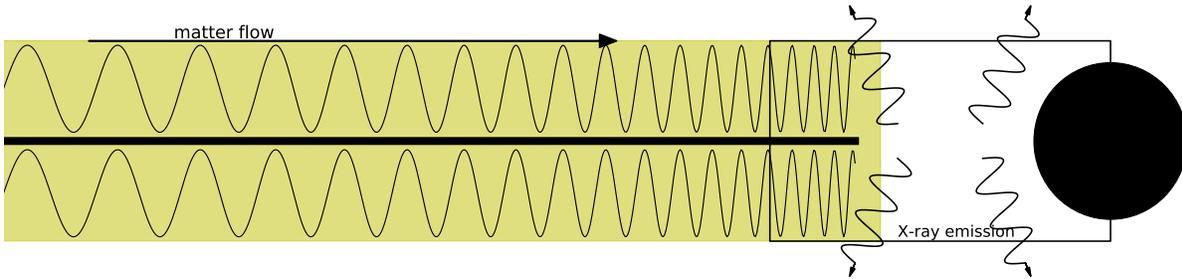


Рис. 1.5. Схематическое изображение аккреционного потока. Сплошным черным прямоугольником обозначен оптически толстый аккреционный диск. Закрашенный круг в правой части обозначает компактный аккретор. Оптически тонкая корона лежит над оптически толстым диском. Синусоидальные волны различной длины демонстрируют, что на больших расстояниях от аккретора переменность происходит на больших временных масштабах.

В простой теории аккреционного диска Шакуры, Сюняева (Шакура и Сюняев, 1973) вязкость в диске параметризуется одним параметром α , который фактически связывает значение тензора вязких напряжений в диске со значением давления в данном месте диска, и параметр α для простоты считается постоянным по времени и независимым от места в диске.

В настоящее время считается, что важнейшим кандидатом на роль механизма вязкости в аккреционных дисках является взаимодействие частей потока, вращающихся вокруг центрального объекта с разными скоростями, через магнитное поле, возникающее в процессе развития так называемой магнито-ротационной неустойчивости, неустойчивости Велихова-Чандрасекара (Велихов, 1959; Чандрасекар, 1960; Балбус и Хоули, 1991). В рамках этого физического механизма оказывается, что вязкость действительно может быть параметризована α параметром, однако значение этого параметра не является стационарным. Численные расчеты аккреционных дисков с учетом развития магниторотационной неустойчивости показывают это непосредственно (Хиросе, Кролик и Стоун, 2006; Блаз и Балбус, 1994; Кролик, Хоули и Хиросе, 2005; Стоун и др., 1996; Стоун, 2011).

Таким образом, оказывается, что эффективный параметр α флуктуирует (причем, как показывают численные расчеты, скорее на динамическом масштабе времени, а не на вязком, Армитаж 1998; Хиросе, Кролик и Стоун 2006), что должно создавать переменный темп аккреции вещества на каждом радиусе аккреционного диска. Важно, что темп аккреции, промодулированный в более внешних частях аккреционного диска, поступает в более внутренние части и там на него накладываются дополнительные вариации, создаваемые уже в этом новом месте. Таким образом, флуктуации темпа аккреции вещества в диске не складываются, а умножаются и временной масштаб переменности задается характерными временами в разных частях аккреционного диска.

К моменту поступления вещества в область основного энерговыделения вблизи компактного объекта, аккреционный поток уже содержит вариации на широчайшем диапазоне временных масштабов (см рис.1.5). Если предположить, что характерный временной масштаб, на котором происходит модуляция темпа аккреции вещества на определенном радиусе аккреционного диска, пропорционален времени обращения вещества на Кеплеровской орбите, то отношение характерных времен должно быть приблизительно функцией отношения характерных размеров в степени $3/2$, т.е. $t_{\max}/t_{\min} \propto (R_{\max}/R_{\min})^{3/2}$. В случае аккрецирующих нейтронных звезд и черных дыр звездной массы в двойных звездных системах максимальный размер аккреционного диска может достигать значений порядка $10^{11} - 10^{12}$ см, а минимальный, задаваемый размером компактного объекта - около $10^6 - 10^7$ см. Т.е. перепад временных масштабов в рамках этой модели легко может составить 7-9 порядков величины!

Спектр мощности переменности (амплитуда Фурье-преобразования кривой блеска) будет степенным образом зависеть от частоты (Любарский, 1997). Сложение вариаций, очевидно, происходит в логарифмических координатах, т.е. модуляции, возникающие на разных масштабах, умножаются. Это естественным образом создает лог-нормальное распределение мгновенных значений потока и прямую пропорциональность между амплитудой вариаций и средним значением потока. Весь этот комплекс следствий был наглядно продемонстрирован, например, в работе Аревалло и Утли (2006).

Одним из важнейших предсказаний модели распространяющихся возмущений является утверждение об изменении характера переменности яркости при переходе через какие-либо критически границы в аккреционном потоке. Так, например, если в аккреционном диске по каким-то причинам отсутствует его внутренняя часть, то на частотах выше характерной частоты генерации переменности во внутренней части обрезанного аккреционного диска мы должны наблюдать недостаток переменности. Другими словами, в области частот, характерных для внутреннего края аккреционного диска, должен наблюдаться излом в спектре мощности переменности яркости объекта.

Такое предсказание модели распространяющихся возмущений было проведено с использованием набора аккрецирующих магнитных нейтронных звезд - постоянных рентгеновских пульсаров (Ревнивцев и др., 2009). Было показано, что на частотах выше частоты вращения нейтронной звезды в этих системах наблюдается укрупнение наклона спектра мощности, т.е. излом.

Оказалось, что таким способом можно оценить размер магнитосферы аккрецирующего объекта. В случае двойной системы с аккрецирующим белым карликом EX Нуа, когда размер магнитосферы можно было оценить другими способами, основывающимися на совершенно независимых физических эффектах (см, например, Сигель и др. 1989; Хельер и др. 1987), размер магнитосферы оказывался близким к размеру оцененным по методу положения излома в спектре мощности аperiodической переменности его яркости.

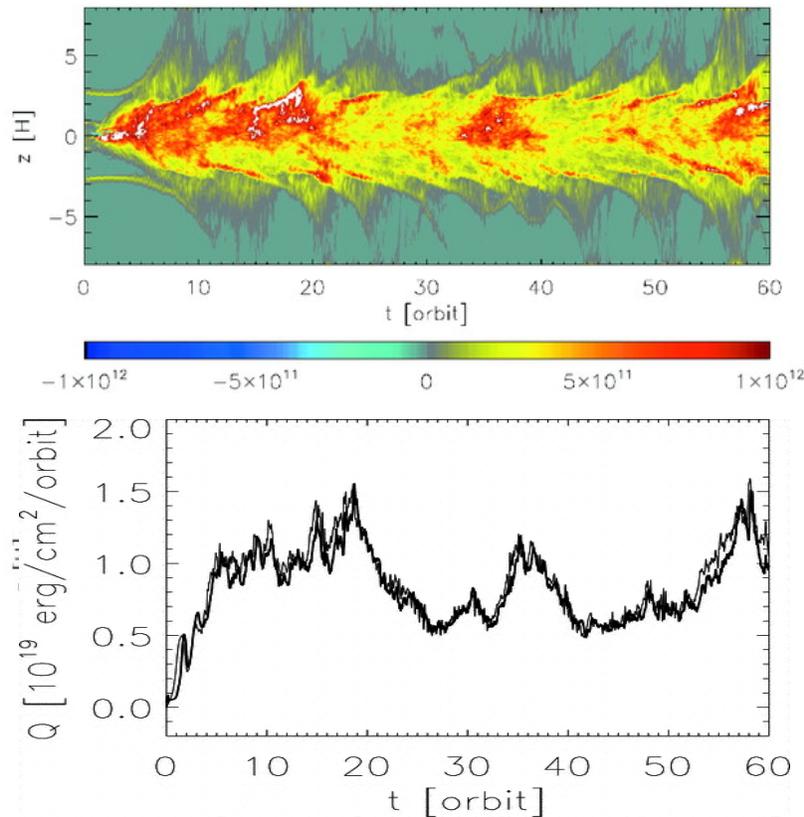


Рис. 1.6. На верхней панели Распределение плотности выделения энергии как функция времени и высоты в численном расчете аккреционного диска, вязкость которого формируется взаимодействием слоев вещества через магнитное поле. На нижней панели показана зависимость величины вязких напряжений(толстая линия) и выделения энергии(тонкая линия) от времени в этом же расчете. Из работы Хиросе, Кролик и Стоун (2006).

1.7 Переменность яркости на коротких масштабах

На частотах выше частоты излома, соответствующей частоте генерации шума во внутренней части обрезанного аккреционного диска, так же наблюдается апериодический шум. Наблюдения магнитных аккрецирующих объектов малого размера - нейтронных звезд, имеющих размер в тысячи раз меньше, чем белые карлики - демонстрируют переменность вплоть до частот порядка сотен герц рис.1.7, что указывает на нестационарность темпа поступления вещества в аккреционные колонки магнитных компактных объектов рис.1.7.

Каким бы переменным не был темп поступления вещества в аккреционную колонку, прежде чем преобразоваться в рентгеновский поток, аккрецируемое вещество должно потерять свою гравитационную энергию, т.е. нагреться, и остыть. В полярах и промежуточных полярах (магнитных аккрецирующих белых карликах) это происходит в

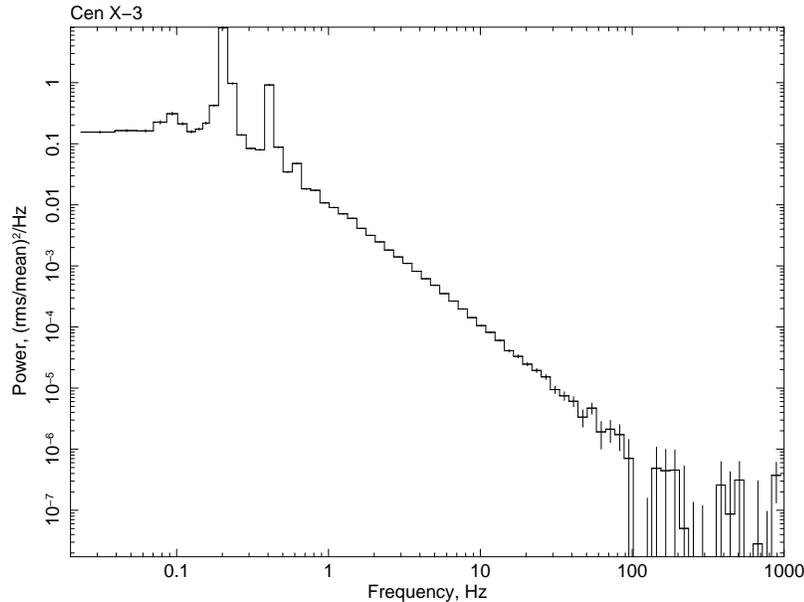


Рис. 1.7. Спектр мощности переменности светимости рентгеновского пульсара Cen X-3, полученный с помощью данных наблюдений обсерватории RXTE. Видно, что после слома, расположенного на частоте ≈ 0.3 Гц и относящегося к внутреннему краю диска, вплоть до частот порядка 100 Гц, спектр мощности следует степенному закону с наклоном -2. Вариации светимости связаны с переменным темпом аккреции. Аналогичный спектр мощности вариаций аккреционного потока должен иметь место и в системах с белыми карликами в качестве аккретора.

горячих зонах - областях, заключенных между поверхностью белого карлика и стоячей ударной волной, проходя сквозь которую, аккрецируемое вещество замедляется и разогревается до высоких температур.

Процесс выделения энергии имеет свое характерное время. В горячих зонах, существование которых хорошо видно по их излучению в рентгеновском диапазоне энергий, это будет характерное время остывания за счет тормозных оптически тонких потерь горячей плазмы. Вариации темпа поступления в горячую зону вещества должны усредняться за время остывания. Это должно приводить к подавлению высокочастотной переменности вариаций кривой блеска на характерных временах короче времени остывания вещества в горячей зоне. Оптически тонкие потери в горячей зоне известным образом зависят от температуры и плотности (см. рис.1.8), поэтому из характерного времени остывания можно получить комбинацию этих параметров вещества в горячей зоне. Если известны и другие параметры системы, такие как темп аккреции, масса и радиус белого карлика, то можно определить размеры горячей зоны в аккреционной колонки и ее площадь на поверхности белого карлика.

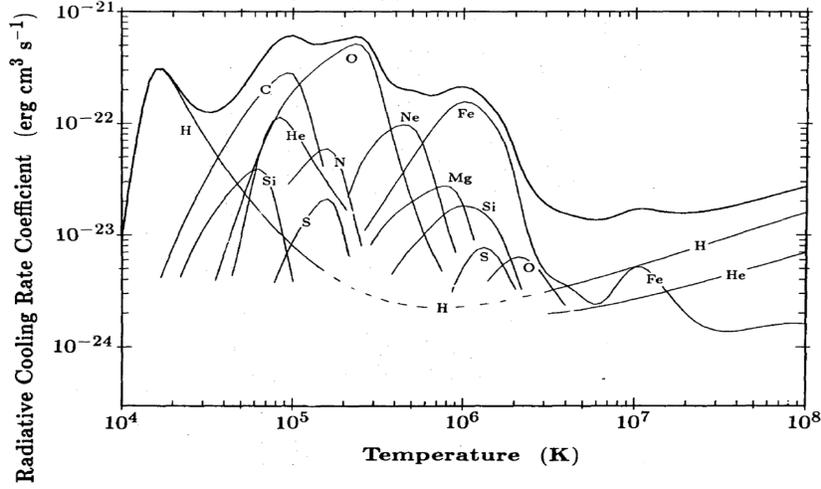


Рис. 1.8. Темп потерь энергии оптически тонкой плазмой как функция температуры $k_{\text{cool}}(T)$. Показан так же вклад ионов различных элементов. Энергетические потери из единицы объема за единицу времени определяются соотношением $\Lambda = k_{\text{cool}}(T)n^2$ (где n - концентрация). Из работы Бёрингер и Хенслер (1989).

1.8 Глобальная тепловая неустойчивость в аккреционной колонке

В полярных и промежуточных полярных веществах после захвата магнитным полем движется вдоль магнитных силовых линий поля и при приближении к поверхности белого карлика представляет собой сильно сверхзвуковой поток, резко замедляющийся и разогревающийся в стоячей ударной волне, расположенной над поверхностью белого карлика. Основную часть энергии падающего вещества до прохождения сквозь ударную волну составляет его кинетическая энергия $v_{\text{ff}}^2 \gg k_b T_0 / (\mu m_p (\gamma - 1))$ где k_b - постоянная Больцмана, μ - молекулярный вес вещества, m_p - масса протона. Можно оценить температуру вещества прошедшего сквозь сильную ударную волну, расположенную вблизи поверхности типичного белого карлика, при прохождении такой ударной волны скорость, плотность и давление вещества испытывают скачок

$$\rho_{\text{ps}} = (\gamma + 1)/(\gamma - 1)\rho_{\text{ff}} = 4\rho_{\text{ff}}$$

где γ - показатель адиабаты падающего газа (нами везде использовался $\gamma = 5/3$), а ρ_{ff} - плотность падающего со скоростью свободного падения вещества

$$\rho_{\text{ff}} = \frac{\dot{M}}{Av_{\text{ff}}}$$

, в данном выражении \dot{M} - темп аккреции, A - площадь аккреционного канала, $v_{\text{ff}} = \sqrt{2GM_{\text{wd}}/(R_{\text{wd}}+h_{\text{sh}})}$ - скорость свободного падения вещества на поверхности ударной

волны, расположенной на высоте h_{rms} над поверхностью белого карлика. Скорость вещества под ударной волной определяется соотношением

$$v_{ps} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} v_{ff} = \frac{1}{4} v_{ff}$$

Давление под ударной волной:

$$P_{ps} = P_0 + \frac{2}{\gamma + 1} \rho_{ff} v_{ff}^2 = P_0 + \frac{3}{4} \rho_{ff} v_{ff}^2$$

Из условия сильно сверхзвукового потока в веществе до прохождения ударной волны следует, что $P_0 \ll \rho_{ff} v_{ff}^2$ ($P_{ps} = 3/4 \rho_{ff} v_{ff}^2$), в результате температуру падающего вещества непосредственно после прохождения ударной волны можно определить соотношением:

$$T_{ps} = \frac{P_{ps} \mu m_p}{\rho_{ps} k_b} = \frac{3 \mu m_p}{8 k_b} \frac{G M_{wd}}{R_{wd}} \quad (1.1)$$

Исходя из этого соотношения, характерная температура вещества под ударной волной для типичного белого карлика с массой $M_{wd} = 0.8 M_{\odot}$ и радиусом $R_{wd} = 7.3 \times 10^8$ см составляет $k T_{ps} \approx 24$ кэВ и не зависит от темпа аккреции вещества на БК (в приближении оптически тонкого остывания).

Вещество в горячей зоне медленно оседает на поверхность белого карлика, одновременно остывая (см. рис.1.9). Горячая зона является источником рентгеновского излучения, а при значительности циклотронных потерь в общем энергобалансе горячей области и оптического/ИК излучения (Аизу, 1973; Фабиан и др., 1976).

В работе Ланжер и др. (1981) была рассмотрена устойчивость такой горячей зоны, в случае, если основным источником потери энергии плазмой являются оптически тонкое тормозное излучение, которые можно представить в виде

$$\frac{dE}{dt dV} = \Lambda_{\text{bremss}} \propto \rho^2 T^{1/2}$$

Темп потери энергии в горячей зоне в этом случае определяется плотностью вещества под ударной волной

$$\rho_{ps} \propto \dot{M}/A$$

Высота горячей зоны очевидно связана с темпом остывания вещества под ударной волной. Чем выше удельные энергопотери на единицу объема в горячей зоне, тем меньше ее объем, так как полная светимость определяется только темпом аккреции и не зависит от размеров горячей зоны

$$L \approx \frac{G M_{WD} \dot{M}}{R_{wd}}$$

В работе Ланжер и др. (1981) показано, что в горячей зоне может иметь место глобальная тепловая неустойчивость, приводящая к квази-периодическим осцилляциям ее

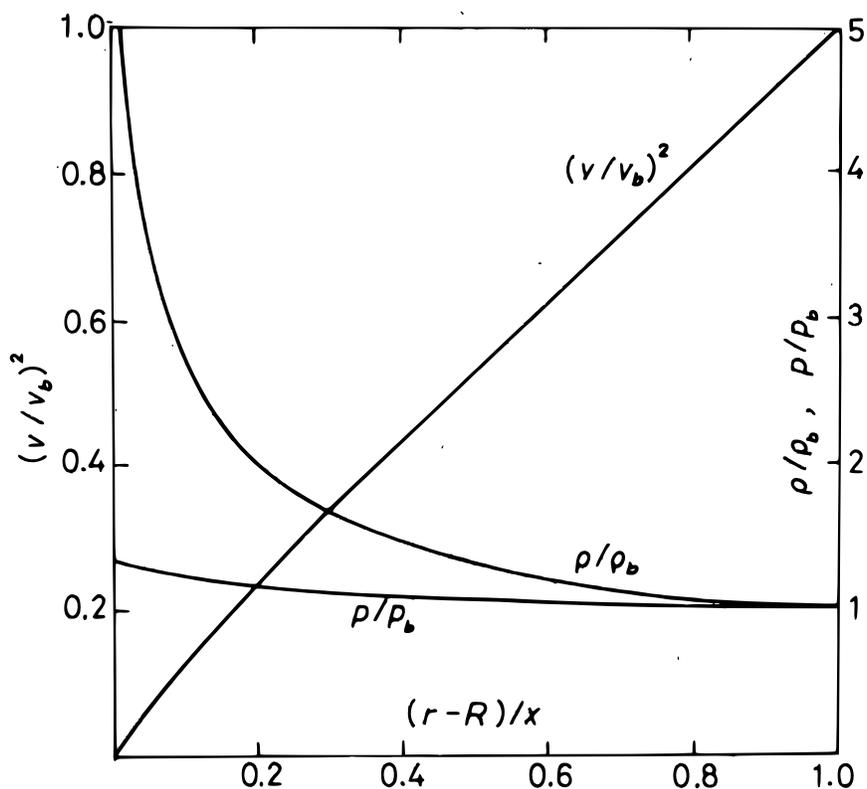


Рис. 1.9. На графике приведены профили плотности, квадрата скорости и давления в аккреционной колонке под ударной волной (Аизу, 1973). Плотность вещества вырастает в 4 раза на фронте ударной волны, при этом температура поднимается до значений в несколько кэВ. За фронтом ударной волны вещество замедляется, при этом давление и плотность растут, температура падает.

высоты и светимости. В работе Ланжер и др. (1981) рассмотрено поведение горячей зоны в предположении постоянного сечения аккреционного канала, отсутствия гравитации и с законом охлаждения вещества $\Lambda \sim \rho^2 T^\alpha$.

Механизм осцилляций, предложенный в работах Ланжер и др. (1981, 1982), можно описать, исходя из следующих простых соображений. Изначально находящуюся в положении неустойчивого равновесия ударную волну можно толкнуть. Если подтолкнуть ударную волну к поверхности белого карлика, то вещество, проходящее сквозь ударную волну, окажется немного холоднее, чем вещество под неподвижной ударной волной. Давление под ударной волной при этом уменьшится и горячая зона начнет сокращаться. Одновременно с уменьшением объема горячей зоны будут падать и потери на излучение, что приведет, в конце концов, к росту давления. За счет выросшего давления ударная волна начнет двигаться от поверхности белого карлика. При этом температура вещества, проходящего сквозь ударную волну так же вырастет. По мере движения ударной волны от поверхности белого карлика объем горячей зоны будет

увеличиваться, при этом потери на остывания так же будут расти. В итоге остывание станет настолько эффективным, что давление под ударной волной упадет и начнется движение ударной волны к поверхности белого карлика.

С помощью одномерного численного моделирования было показано, что при $\alpha < 1.6$ в горячей зоне действительно имеет место глобальная тепловая неустойчивость. Позднее, при более точных расчетах, было показано, что значения α , при которых происходит стабилизация течения ($\alpha_{st} \sim 0.6 - 1.2$), как правило меньше полученного в работе Ланжер и др. (1981) и зависят от граничных условий (Миньон, 2005). Отсюда следует, что если удельные оптически тонкие энергопотери вещества в горячей зоне имеют сильную зависимость от температуры глобальная тепловая неустойчивость будет подавлена.

Период осцилляций глобальной тепловой неустойчивости горячей зоны порядка характерного времени остывания вещества в горячей зоне. Так как остывание плазмы в горячей зоне происходит в оптически тонком режиме, характеристики течения не должны зависеть от геометрической конфигурации течения и при одинаковых значениях удельного темпа аккреции, скорости и температуры падающего вещества, характерная высота колонки и профиль термодинамических величин под ударной волной не будут зависеть от формы аккреционного канала у поверхности белого карлика, например, поведение небольшого круглого пятна или длинной вытянутой шторки будут идентичны.

Результаты одномерного численного моделирования, выполненного в работе Ланжер и др. (1982), позже были подтверждены в статье Имамура и др. (1996) при помощи анализа системы гидродинамических уравнений, соответствующих течению вещества в горячей зоне при помощи теории возмущений. В результате данного анализа были получены амплитуды и периоды основных неустойчивых гармоник осцилляции горячей зоны.

Глобальная тепловая неустойчивость горячей области является удобным наблюдательным проявлением аккреции на замагниченные белые карлики, которую можно было бы использовать для оценки физических параметров аккреционного потока в двойных системах. В некоторых двойных системах осцилляции высоты горячей зоны, возможно, были обнаружены (см, например обзор Ларсон 1995), однако далеко не во всех магнитных системах (см., например Имамура и др. 2000). Высказывались предположения, что, возможно, это связано с тем, что существенное не одномерное течение в аккреционной колонке приводит к эффективному замыванию амплитуды осцилляций (Дрейк и др., 2009).

В любом случае наблюдения показывают, что светимость магнитных белых карликов часто не имеет выраженных квазипериодических осцилляций, что не дает возможность использовать механизм тепловой неустойчивости для оценки времени остывания и параметров вещества в аккреционной колонке.

В данной диссертационной работе показано, что время остывания горячей плазмы под ударной волной в аккреционной колонке у БК может быть оценено и другим способом. А именно, по анализу эффективности переработки вариаций переменности темпа аккреции, поступающего в аккреционную колонку, в вариации ее светимости. Метод

основан на том, что в реальных аккреционных потоках темп аккреции демонстрирует апериодическую переменность – фликкер-шум (см., например Брух 1992 для случая аккрецирующих белых карликов). Спектр мощности переменности темпа аккреции, как правило, описывается степенной функцией вида $P(f) \propto f^{-1\dots-2}$ до очень больших частот. Так, например, при аккреции на замагниченные нейтронные звезды темп аккреции через магнитосферные течения содержит вариации на частотах вплоть до сотен Гц (см., например, Джерниган и др. 2000 или рис. 1.7).

1.9 Подавление глобальной тепловой неустойчивости

После предсказания тепловой неустойчивости в горячей зоне аккреционной колонки в ряде работ было показано, что учет дополнительных эффектов может приводить к подавлению квазипериодических осцилляций. Важную роль при аккреции на магнитные карлики могут играть: 1) потери вещества на циклотронное излучение, 2) разница температур между электронами и ионами и 3) геометрия аккреционного канала.

1.9.1 Циклотронные потери

В магнитных белых карликах амплитуда магнитного поля у поверхности БК оказывается значительной. В этом случае помимо тормозных потерь горячей плазмы следует учитывать потери на циклотронное излучение. В работах Лемб и Мастерс (1979); Чанмугам, Вагнер (1979); Чанмугам (1980) было показано, что при условиях, имеющих место в аккреционном потоке у поверхности магнитных белых карликов, оптическая толща оказывается большой для низких гармоник циклотронного излучения и падает с ростом гармоники. Это означает, что низкоэнергетичная часть спектра циклотронного излучения горячей зоны будет описываться спектром черного тела с температурой, соответствующей температуре плазмы в этой части горячей области. На энергии, на которой оптическая толща для циклотронных потерь становится меньше единицы, спектр будет эффективно обрезаться. Для того, чтобы правильно оценить полные потери энергии, связанные с циклотронным излучением, необходимо правильно определить номер гармоники, начиная с которой, циклотронные потери становятся оптически тонкими. Полные потери за счет циклотронного излучения имеют сильную зависимость от температуры (Вада и др., 1980).

$$\Lambda_{\text{цикл}} \propto T^{2.5}$$

Усиление зависимости функции потерь энергии в горячей зоне от температуры приводит к подавлению глобальной тепловой неустойчивости (Имамюра и др. , 1996; Ву, Сакстон , 1999). На рис.1.10 приведены кривые, определяющие значения магнитных полей и отношения полной светимости к фракционной площади, при которых сравниваются тормозные и циклотронные потери. Для того, чтобы осцилляции колонки были подавлены необходимо, чтобы значение магнитного поля B и удельной светимости поляра L/f находились под кривой $t_{\text{цикл}} = t_{\text{бр}}$.

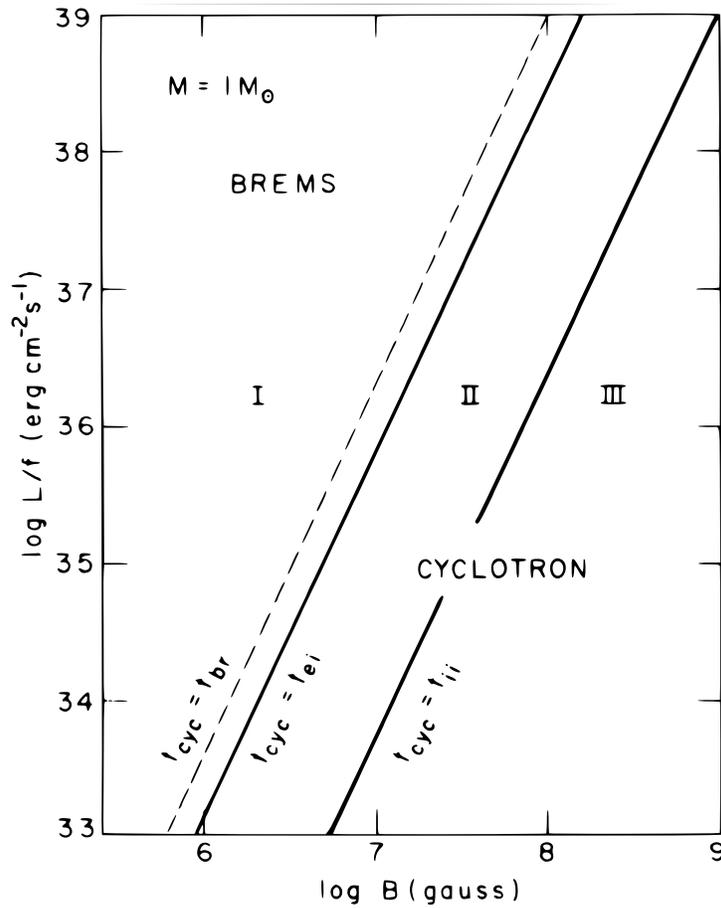


Рис. 1.10. На графике приведена зависимость роста вклада циклотронных потерь в зависимости от аккреционного канала и величины магнитного поля у поверхности белого карлика. Пунктирной линией обозначены значения отношения светимости к фракционной площади и магнитного поля, при которых циклотронные потери сравниваются с тормозными. Рисунок взят из работы Лемб и Мастерс (1979).

Подавление осцилляций при значительности циклотронных потерь можно объяснить тем, что циклотронные потери преобладают непосредственно под ударной волной, где температура вещества в горячей зоне наибольшая. В результате циклотронные потери слабо зависят от высоты колонки и находятся в одной фазе с движением ударной волны: при движении ударной волны к поверхности белого карлика циклотронные потери падают вместе с температурой вещества под ударной волной и растут при движении ударной волны в обратную сторону. Таким образом, циклотронное излучение подавляет неустойчивость. Важно отметить, что с ростом темпа аккреции остывание за счет тормозного излучения Λ_{bremss} растет быстрее, чем остывание за счет циклотронных потерь Λ_{cyc} , поэтому для системы с большим темпом аккреции требуется более сильное магнитное поле для подавления осцилляций данным механизмом.

Воздействие шума на неустойчивость рассматривалось в работе Вульф и др. (1991), где авторами было показано, что горячая зона при зашумленном темпе аккреции становится незначительно более неустойчивой. Так же они указали на изменение характерного времени осцилляций при переходе от малых темпов аккреции к большим в результате изменения соотношения между циклотронными и тепловыми потерями. При этом осцилляции все еще подавляются при преобладании циклотронных потерь.

1.9.2 Двухтемпературная плазма

В плазме основная часть внутренней энергии содержится в ионах и атомах, в то время как потеря энергии происходит за счет электронов. Если характерное время потери энергии электронами меньше характерного времени обмена энергией между электронами и ионами, то температура электронов будет отличаться от температуры ионов, размеры колонки будут определяться не характерным масштабом остывания вещества, а характерным масштабом электрон-ионного взаимодействия. Тормозные потери в плазме не могут привести к расхождению электронной и ионной температуры, поскольку фактически тормозное излучение является радиационной поправкой к электрон-ионному Кулоновскому взаимодействию, т.е. уносит энергии на постоянную тонкой структуры $1/137$ меньше, чем энергии передается при Кулоновском рассеянии. Однако в горячей зоне существенными могут оказаться другие механизмы - комптоновские потери, электронная теплопроводность и циклотронные потери.

В статье Имамура и др. (1987) было показано, что эффект двухтемпературного течения играет значительную роль при аккреции на массивные немагнитные белые карлики при значимости комптоновских потерь и электронной теплопроводности. В работе Вульф, Вуд и Имамура (1994) показано, что при значимости циклотронных потерь, течение может оказаться двухтемпературным и при аккреции на магнитные белые карлики. Наличие двухтемпературного течения может приводить как к усилению, так и к подавлению поперечных и радиальных мод осцилляций, однако, в условиях, реализующихся в наших системах, время передачи энергии между электронами и ионами значительно короче времени остывания (Имамура, 1985; Ву, Сакстон, 1999; Сакстон, Ву, 1999). Сразу после прохождения ударной волны температура электронов и ионов, по-видимому, должна отличаться, но благодаря короткому времени электрон-ионного взаимодействия быстро выравнивается (Хаяши и Исида, 1976).

1.10 Время остывания вещества в аккреционной колонке у поверхности БК

В случае стационарного течения вещества в аккреционной колонке (описанном, например, в работе Аизу 1973) градиент давления в колонке приводит к замедлению движения вещества в направлении БК, на дне колонки вещество полностью останавливается. Поступающий поток вещества проходит через всю аккреционную колонку (сверху вниз)

и окончательно остывает только достигнув ее дна. Таким образом, время оседания вещества в горячей зоне аккреционной колонки фактически равно времени высвечивания его удельной энергии.

Простая оценка времени остывания может быть получена без использования точных профилей термодинамических величин вдоль аккреционного канала:

$$\tau \approx \frac{E_{ps}}{\Lambda_{ps}} = \frac{k_b \rho_{ps} T_{ps}}{(\gamma - 1) \mu m_p \Lambda_{ps}} \quad (1.2)$$

здесь E_{ps} , ρ_{ps} , T_{ps} - плотность энергии, плотность и температура плазмы сразу под ударной волной.

Мы рассматриваем вариант сильной ударной волны, при которой

$$\rho_{ps} = 4\rho_{ff}, \rho_{ff} = \frac{\dot{M}}{Av_{ff}} = \frac{\dot{M}\sqrt{R_{wd}}}{A\sqrt{2GM_{wd}}}$$

ρ_{ff} - плотность плазмы непосредственно перед ударной волной.

Данная оценка времени остывания достаточно точна, если ударная волна расположена невысоко над поверхностью белого карлика $h \ll R_{wd}$. В этом случае гравитация белого карлика и геометрия аккреционного канала (изменение площади сечения с высотой) не будут играть существенной роли.

Температура вещества под ударной волной определяется выражением 1.1. Основную роль в остывании плазмы в горячей зоне играет тормозное излучение, которое можно приближенно описать функцией

$$\Lambda_{brems} \approx 6 \cdot 10^{20} \rho^2 \sqrt{T} \text{ [эрг/см}^3\text{/сек]} \quad (1.3)$$

(Райбики, Лайтман 1979). Для таких потерь энергии характерное время остывания вещества составит:

$$\tau \approx 0.8 \frac{A}{10^{15} \text{ см}^2} \frac{10^{15} \text{ г/с}}{\dot{M}} \frac{M_{wd}}{0.8 M_{\odot}} \frac{0.8 \times 10^9 \text{ см}}{R_{wd}}$$

Можно оценить время остывания для часто используемых в литературе значений темпа аккреции и площади аккреционного канала $M = M_{\odot}$; $A = 10^{16} \text{ см}^2$; $\dot{M} = 10^{15} \text{ г/сек} \approx 1.6 \times 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$; $R = 10^9 \text{ см}$. Высота горячей зоны при этом будет порядка $h \sim v_{sh} \tau$ (Ланжер и др., 1981).

Так как потенциально наблюдательной величиной является именно время остывания вещества в горячей зоне, удобнее представить значение площади аккреционного канала из других наблюдаемых характеристик системы:

$$A \approx 8\tau(\gamma - 1)k_{brems} R_{WD} \dot{M} \sqrt{3km_p^3 GM_{WD}}$$

$$A \approx 1.3 \cdot 10^{15} \tau \frac{R_{WD}}{10^9 \text{ см}} \frac{M_{\odot}}{M_{WD}} \frac{\dot{M}}{10^{15} \text{ г/с}} \text{ см}^2 \quad (1.4)$$

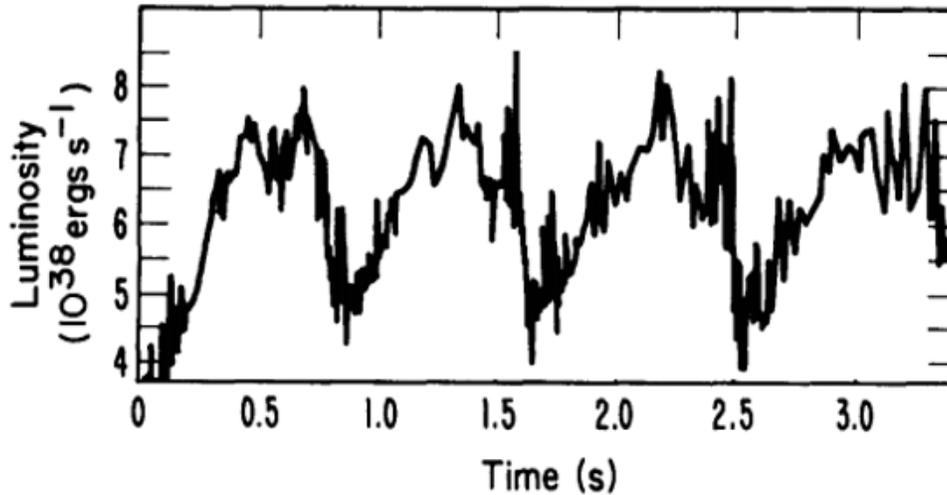


Рис. 1.11. На графике приведен график зависимости полных потерь вещества в аккреционном канале за счет оптически тонких тормозных потерь горячей плазмы от времени. Данная кривая блеска была получена в результате компьютерного моделирования, выполненного Ланжер и др. (1981). Хорошо видны квазипериодические осцилляции светимости.

В работе Канале и др. (2005) было рассмотрено течение плазмы в сужающемся по мере приближения к поверхности белого карлика аккреционном канале. Сужающийся аккреционный канал образуется, если плазма, падающая на белый карлик, движется вдоль магнитных силовых линий БК. В случае дипольного магнитного поля БК площадь аккреционного канала быстро уменьшается по мере приближения к белому карлику по закону $A \propto r^{-5/2}$. Сужение аккреционного канала будет приводить к дополнительному нагреву вещества при его сжатии во время движения. В работе Канале и др. (2005) было показано, что время остывания плазмы, текущей в таком дипольном канале больше, чем в случае течения в плоской геометрии. Высота горячей зоны в аккреционном канале в случае дипольного течения так же больше, чем в случае течения сквозь канал с постоянным сечением. Увеличение высоты и времени остывания связано с увеличением давления, вызванным нагревом вещества при сжатии.

Оценка времени остывания, приведенная выше, подразумевает, что тормозное излучение оптически тонкой плазмы является единственным (или главным) каналом потери тепловой энергии плазмой, нагретой в ударной волне у поверхности БК. Оценим возможный вклад потерь на циклотронное излучение.

В работах Лемб и Мастерс (1979); Чанмугам, Вагнер (1979) показано, что циклотронное излучение аккрецирующих магнитных БК должно иметь большую оптическую толщину по самопоглощению, вплоть до высоких гармоник. В работах Вада и др. (1980); Ланжер и др. (1982) была получена аппроксимация на номер гармоники m , начиная с

которой циклотронное излучение в колонке становится оптически тонким:

$$m = 9.87 \left(\frac{4\pi n e x}{10^7 B} \right)^{0.05} \left(\frac{T}{10^8 K} \right)^{1/2}$$

где n - плотность частиц в аккреционной колонке, x - толщина колонки, B - напряженность магнитного поля на поверхности белого карлика, T - температура вещества в колонке. Для оценок можно считать, что до энергии, соответствующей m -ой гармонике циклотронной частоты в аккреционной колонке, ее циклотронное излучение выходит в оптически толстом режиме, и это излучение отсутствует на больших энергиях. В результате полные циклотронные потери из колонки будут иметь вид (Чанмугам, Вагнер, 1979):

$$L_{\text{cyc}} < S \frac{k_b T}{12\pi^2 c^2} (m\omega_c)^3$$

$$L_{\text{cyc}} = 2.5 \times 10^{-29} S T^{\frac{5}{2}} (x n)^{0.15} B^{2.85} \text{эрг/сек} \quad (1.5)$$

где S - площадь излучающей поверхности аккреционной колонки, $\omega_c = eB/m_e$ - циклотронная частота.

Из данной формулы ясно, что эффективность циклотронных потерь связана с геометрией аккреционного канала и растет с ростом внешней поверхности колонки. В большинстве случаев, для промежуточных полярных магнитных полей меньше 5 – 10 МГс, тормозные потери значительно превышают циклотронные (см. (Лемб и Мастерс, 1979) рис.1.10) для низкой цилиндрической колонки. По-видимому, данный результат справедлив для большинства конфигураций течения вещества у поверхности белого карлика.

Глава 2

Численное моделирование аккреционной колонки

Для проверки предположения о подавлении высокочастотной переменности рентгеновской кривой блеска при остывании вещества в аккреционной колонке было проведено компьютерное моделирование течения вещества с параметрами, аналогичными течению плазмы в аккреционной колонке магнитного белого карлика. Результатом расчета должны стать функция светимости колонки от времени при переменном темпе аккреции. Анализ спектров мощности рассчитанных таким образом кривых блеска покажет имеет ли место сглаживание вариаций темпа аккреции в кривой блеска, и на каком характерном времени оно происходит.

Фактически для расчета течения вещества в аккреционной колонке решалась система уравнений, описывающая гидродинамическое течение остывающего оптически тонким образом вещества в канале постоянного сечения (см. например Ланжер и др. 1981).

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\frac{\partial \rho v}{\partial r} \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= -v \frac{\partial v}{\partial r} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\partial \phi}{\partial r} \\ \frac{\partial P}{\partial t} &= -v \frac{\partial P}{\partial r} - \gamma P \frac{\partial v}{\partial r} - (\gamma - 1)(\Lambda_{brem} + \Lambda_{cyc})\end{aligned}\tag{2.1}$$

В данной системе уравнений P, ρ, v - локальные давление, плотность и скорость соответственно. $\Lambda_{brem}, \Lambda_{cyc}$ - тепловые и циклотронные потери, γ - адиабатическая постоянная. Использовалось уравнение состояния $P = \rho \frac{k_b}{\mu m_p} T$, где k - постоянная Больцмана.

Расчет данной дифференциальной системы уравнений производится с помощью гидродинамических кодов на численных решетках, в ячейках которых определяются значения гидродинамических величин. Для получения хорошего пространственного разрешения необходимо, чтобы решетка, на которой происходит расчет аккреционного течения, имела как можно больше расчетных ячеек. С ростом разрешения решетки растет и

время, затрачиваемое на расчет. Во многих случаях оказалось достаточным установить разрешение решетки порядка 1000 вдоль аккреционного канала.

Для получения решений данной дифференциальной системы уравнений необходимо задать граничные условия $\rho_b(t)$, $\vec{v}_b(t)$, $P_b(t)$. В аккреционную колонку белого карлика холодное вещество протекает со скоростью, близкой к скорости свободного падения v_{ff} , после чего проходит сквозь ударную волну и оседает на поверхность белого карлика. Вещество течет вдоль силовых линий магнитного поля, поэтому боковые стенки аккреционного канала фиксированы. Соответственно граничные условия на боковых стенках в численном расчете считаются отражающими (через боковую поверхность канала не допускается прохождение вещества и импульса). Так как течение вещества в аккреционном канале до прохождения ударной волны является существенно сверхзвуковым, для задания граничных условий на решетке со стороны втекающего потока достаточно определить плотность и скорость, так, чтобы

$$\rho_b(t)v_{\text{ff}} = \frac{\dot{M}(t)}{A}$$

$$v_b(t) = v_{\text{ff}}$$

Здесь A – площадь сечения основания аккреционной колонки. Температура на границе, где вещество втекает ($kT_b/\rho_b \ll v_{\text{ff}}^2$), не играет существенного значения и выбирается, исходя из удобства расчета. До прохождения ударной волны вещество в численном расчете практически не теряет энергии на остывание.

Будем называть границу, через которую вещество втекает на расчетную решетку - верхней, границу, имитирующую поверхность белого карлика - нижней, остальные боковыми. На нижней границе решетки (у поверхности белого карлика) вещество должно останавливаться, имитируя столкновение аккреционного потока с поверхностью белого карлика.

2.1 Граничные условия на дне аккреционной колонки

В работах, где проводятся аналитические оценки времени остывания и проводится анализ теории неустойчивости, как правило, считается, что вещество полностью останавливается на нижней границе колонки. Это означает, что плотность вещества на дне колонки может достигать бесконечных значений. К сожалению, данный случай не возможно реализовать в численном моделировании. Задачи с другими примерами граничных условий были рассмотрены в статьях Сакстон, Ву (2001); Сакстон (2002); Миньон (2005). В этих работах было показано, что различные граничные условия со стоком вещества (которые только и можно реализовать в численном моделировании) слабо влияют на поведение основного тела горячей зоны. В случае достаточно низкой скорости утекания вещества с нижней границы горячей зоны вещество вынуждено будет потерять большую часть энергии прежде чем покинуть расчетную сетку. В результате время остывания вещества в горячей зоне с таким граничным условием изменится слабо по сравнению со случаем непрозрачной нижней стенки.

В численном расчете с оптически тонким остыванием вещество не может бесконечно скапливаться в ячейках решетки. С ростом плотности вещества растет скорость потери энергии и после превышения некоторого порогового значения плотности адвекция вещества и энергии из соседних ячеек не успевает компенсировать быстрое остывание и ячейка "схлопывается" (изобарическая неустойчивость). Данная неустойчивость может приводить к численному коллапсу, при котором вещество из соседних ячеек падает в "схлопнувшуюся" ячейку со скоростью адвекции или звука.

Наиболее часто используемыми вариантами граничных условий являются:

- С полной остановкой вещества (невозможно в численном моделировании);
- С постоянной температурой на дне колонки - данный случай должен отвечать поверхности белого карлика с бесконечной теплоемкостью;
- С постоянной скоростью истечения вещества со дна колонки;
- С постоянным давлением на дне колонки - данный случай должен соответствовать втеканию вещества в атмосферу белого карлика;

Во всех случаях, допускающих сток вещества (имитирующих переход от аккреционной колонки к белому карлику), скорость истечения низка и решения, получаемые в численном моделировании, близки к стационарным расчетам, соответствующим граничному условию полной остановки вещества.

Нами использовалось несколько реализаций стока вещества и энергии на нижней границе решетки расчета. Во всех случаях выполнялось условие медленного истечения $v \ll v_{ff}$. Для реализации наименьшей скорости стока, позволяющей сделать расчетный шаг по времени близким к Курантовскому времени (наименьшему времени распространения звуковых волн внутри ячеек расчета), была использована следующая схема: несколько рядов ячеек у нижней границе расчета проверялись на условия, близкие к развитию изобарической неустойчивости $t_{cool} \sim x/c$ (где t_{cool} - время остывания вещества в ячейке, c - скорость звука в ячейке, x - размеры ячейки). Если отношение времени остывания к звуковому времени в ячейках превышало некоторое пороговое значение включался медленный сток, не допускающий дальнейшего роста этого отношения.

Из-за сложности определения наилучших значений пределов включения стока вещества на нижней границе решетки оказалось удобнее использовать схемы с постоянными оттоком вещества. Несколько разных реализаций таких граничных условий рассмотрены в статье Миньон (2005). Данные схемы требуют выбора временного шага расчета таким образом, чтобы в течении всего расчета не могли образоваться условия для развития изобарической неустойчивости. В случае неправильного выбора временного шага расчета нижние ячейки быстро "схлопываются". При обнаружении таких ячеек достаточно перезапустить расчет с меньшим временным шагом. Если граничные условия задают постоянную скорость истечения, то временной шаг можно приблизительно оценить, исходя из условия

$$dt < \sqrt{\frac{Av_{out}m_p dxk}{\gamma^{1/2}(\gamma - 1)k_{bremss}\dot{M}}}$$

где dx - размер ячеек на дне колонки, v_{out} - скорость истечения вещества, $k_{\text{bremss}} = \Lambda_{\text{bremss}}/(n^2 T^{1/2})$ – коэффициент в функции остывания плазмы за счет тормозного излучения.

Физический размер области расчета задавался таким образом, чтобы ударная волна находилась как можно ближе к верхней границе расчетной решетки. Как правило, для этого необходимо было задать размер области расчета в диапазоне $10^7 - 10^8$ см. Масса и размеры белого карлика, которые необходимо для задания гравитационного поля и скорости свободного падения на верхней границе решетки, были приняты равными $M_{\text{wd}} = M_{\odot}$, $R_{\text{wd}} = 10^9$ см.

В численных расчетах гидродинамического течения для устойчивости необходимо, чтобы временной шаг расчета не превышал наименьшего времени распространения звуковых волн внутри ячеек на решетке (Курантовского времени) $dt < \min(dx_i(dy_i, dz_i)/c)$. Для того, чтобы затрачивать наименьшее количество компьютерного времени по отношению к расчетному, временной шаг, обычно, выбирается порядка Курантовского времени. Для моделирования аккреционных течений, содержащих апериодическую переменность в широком диапазоне частот, оказалось удобнее использовать постоянный временной шаг. Для реализации вариаций темпа аккреции на верхней границе решетки при постоянной скорости и температуре втекающего вещества варьировалась плотность.

Для имитации аккреционного течения нужно было задать темп аккреции так, чтобы он содержал вариации, аналогичные наблюдаемым в кривых блеска систем с аккрецией (рис.1.7). Для этого, методом Тиммера и Кёнига (Тиммер и Кёниг, 1995) был сформирован ряд k_i , спектр мощности которого имеет вид степенного закона $P \propto f^{-1}$. Для численных расчетов с постоянным временным шагом значение плотности на верхней границе решетки умножались на коэффициент, $1 + sk_i$, где i - соответствовало порядковому номеру расчетного шага, а нормировочный коэффициент s выбирался таким образом, чтобы переменность темпа аккреции была порядка нескольких процентов.

В расчете использовались гидродинамические коды ENZO (<http://lca.ucsd.edu/portal/software/enzo/releases/2.0>) и Athena (Стоун и др., 2010), позволяющие производить одномерные, двухмерные и трехмерные расчеты гидродинамического течения с учетом гравитации, теплопроводности, вязкости и оптически тонких потерь. В данных гидродинамических кодах для решений адиабатических уравнений Эйлера (уравнений вида 2.1, не включающих гравитацию и использующих адиабатическое уравнение состояния для расчета) используется метод характеристик (схема Годунова) на кусочно-гладком параболическом шаблоне PPM (Piecewise Parabolic Method) (Колелла, Вудвард, 1984). Схема Годунова позволяет оценить средние значения плотности, скоростей и давления вещества на границах между ячейками за временной шаг. Для этого производится расчет значений характеристик - траекторий вдоль которых сохраняются значения инвариантов Римана (см. например Ландау и Лифшиц 1966; Торо 2008). Возмущения, распространяющиеся вдоль характеристик представляют из себя адвекционные и энтропийные волны, амплитуды которых определяются инвариантами Римана. Для получения значений плотности, скорости и

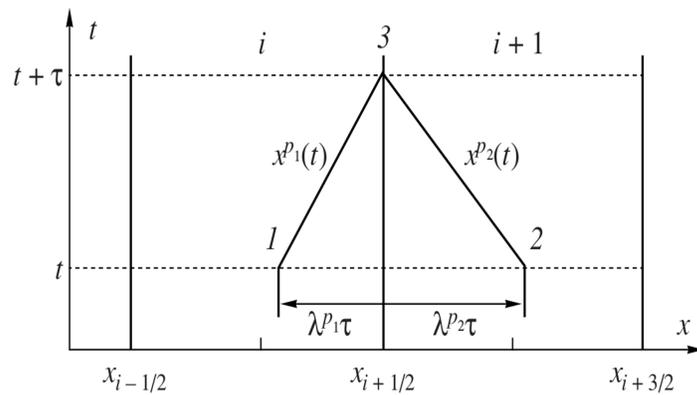


Рис. 2.1. На графике демонстрируется метод расчета значений плотности, скорости и давления на границе между ячейками с помощью значений инвариантов Римана, полученных внутри ячеек в момент времени t . На данном графике вдоль оси абсцисс указывается пространственное расстояние, вертикальными линиями обозначены границы ячеек $i, i + 1$. Ось ординат соответствует времени, горизонтальные линии соответствуют временным шагам $t, t + \tau$. τ соответствует временному шагу гидродинамического расчета. $x^{p1,2,\dots}$ - значения инвариантов Римана на характеристиках, движущихся со скоростями $\lambda^{p1,2,\dots}$. Величина P - обозначает полный набор гидродинамических величин, необходимый для расчета инвариантов Римана в точках пересечения характеристик с переменным шагом t . Из работы Попов и Устюгов (2007)

давления на границах ячеек в методе Годунова ищутся характеристики, пересекающие границу ячейки $x_{i\pm 1/2}$ в момент времени $t + dt$. Инварианты Римана при этом можно рассчитать из значений плотности, температуры и давления внутри ячеек в момент времени t рис.2.1. В схеме РРМ, для улучшения пространственного разрешения метода, расчет инвариантов Римана производится не на кусочно-гладких значениях плотностей, скоростей и давлений, постоянных внутри ячеек, а на кусочно-гладком параболическом шаблоне (Попов и Устюгов, 2007).

Эффекты ускорения вещества под воздействием гравитации вводятся в схему в виде дополнительного потока импульса на интерфейсе между ячейками.

2.2 Расчет остывания плазмы

Расчет потерь энергии происходит отдельно от гидродинамического расчета. Потери энергии за гидродинамический шаг рассчитываются путем численного интегрирования функции остывания. За один полный расчетный цикл последовательно выполняются следующие действия:

- Выполняется гидродинамический расчет - вычисляются потоки гидродинамических величин на границах ячеек;

- На основе полученных значений потоков обновляются значения термодинамических величин в центрах ячеек;
- Для обновленных значений термодинамических величин в ячейках производится расчет потерь энергии на остывание;
- Обновляются значения температуры вещества в ячейках, плотности и импульсы не изменяются;
- Начинается следующий гидродинамический расчет и т.д.

При расчете потери энергии на остывание используется явная схема с варьируемым шагом по времени. Для этого временной шаг, за который был выполнен гидродинамический расчет, делится на несколько интервалов, внутри каждого из которых рассчитывается потеря энергии, исходя из предположения постоянства температуры. После каждого такого расчета значение температуры обновляется и производится следующий расчет потери энергии. Количество расчетов остывания определяется соотношением между полными расчетными потерями до конца текущего гидродинамического шага и текущей энергией в ячейке: временной шаг текущего расчета остывания выбирается таким образом, чтобы не превышать половину гидродинамического шага и чтобы потери за счет остывания не превысили одной десятой оставшейся в ячейке энергии

$$dt_{\text{cool}} = \min \left(dt - t_{\text{current}}, \left[0.1 \cdot \frac{E(dt - t_{\text{current}})}{dE(\rho_{\text{current}}, T_{\text{current}})} \right] \right)$$

dt_{cool} - расчетное время текущего шага остывания, $dt - t_{\text{current}}$ - оставшееся время до конца шага расчета ($= dt - \sum dt_{\text{cool}}(\text{previous})$), E - текущая энергия в ячейке, dE/dt - текущие расчетные потери энергии в ячейке. В результате, после проведения всех расчетов остывания до конца гидродинамического шага (минимально двух в случае низкого темпа потери энергии), ячейки решетки получают обновленные значения температуры, которые используются в последующем гидродинамическом расчете и так далее.

В качестве функции оптически тонких потерь нами использовалась как аналитическая функция Λ_{bremss} , так и численная функция, использующая интерполяцию табличных значений зависимости темпа остывания от температуры и плотности, реализованная в `enzo`. Таблица остывания `enzo` взята из работы о излучательной способности горячей, оптически тонкой плазмы с солнечным обилием тяжелых элементов (Сарацин и Вайт, 1987).

Из-за того, что эффективная температура плазмы в горячей зоне аккреционной колонки более 10^7 К, результаты расчетов с аналитической функцией остывания за счет тормозных потерь и с табличными значениями функции остывания плазмы с учетом вклада различных элементов отличаются не сильно.

Пример распределения плотности, давления и скорости вдоль аккреционной колонки, полученных в одном из наших расчетов, реализованных для случая остывания за счет теплового излучения оптически тонкой плазмы, показан на рис.2.2. Скорость и

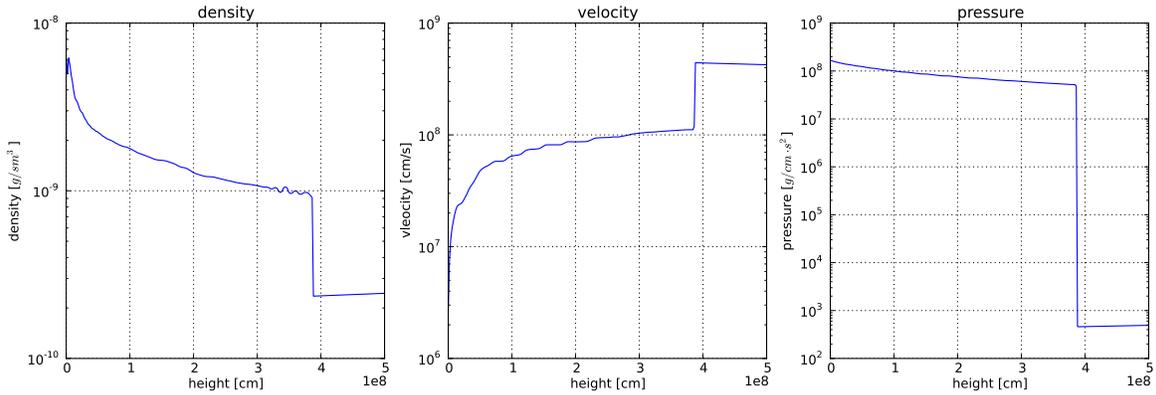


Рис. 2.2. Профили плотности, давления и скорости в аккреционном потоке. Темп аккреции при расчете $10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$, $\Lambda = \Lambda_{bremm}$, $M = M_{\odot}$, сечение аккреционного канала $A = 10^{15} \text{ см}^2$.

температура плазмы падает при движении к дну колонки, при этом растет давление вещества.

Чтобы подавить осцилляции не наблюдаемые в кривых блеска большинства промежуточных полярных и не являющиеся целью данного расчета, в численном моделировании для расчета остывания дополнительно к тепловым потерям оптически тонкой плазмы добавлялась модельная функция остывания вида (1.5), имитирующая циклотронные потери (аналогично работе Ву и др. 1994). Полные потери рассчитывались, как сумма потерь оптически тонкой плазмы и циклотронных потерь.

Подавление осцилляций было проверено на численном расчете течения с постоянным темпом аккреции. В случае, если потери энергии в обоих компонентах функции остывания (циклотронных потерь и оптически тонких потерь горячей плазмы) становятся одного порядка осцилляции положения ударной волны подавляются и течение в численном моделировании быстро (за несколько секунд) приходит к стационарному режиму (см. рис.2.2). Данный эффект так же демонстрировался в работах Ву и др. (1994); Стрикланд и Блондин (1995) и др.

Моделирование течения с целью проверки возникновения глобальной тепловой неустойчивости и исследования частотных характеристик светимости в зависимости от граничных условий и функции остывания проводились путем численного моделирования в нескольких работах (см. например Ланжер и др. 1982; Стрикланд и Блондин 1995; Миньон 2005). Для проверки использованной схемы численного расчета было проведено моделирование с параметрами течения аналогичными этим работам. В результате были получены устойчивые осцилляции позиции ударной волны с периодами порядка времени остывания вещества под ударной волной (см. рис.2.2) практически аналогичные полученным ранее в Ланжер и др. (1982).

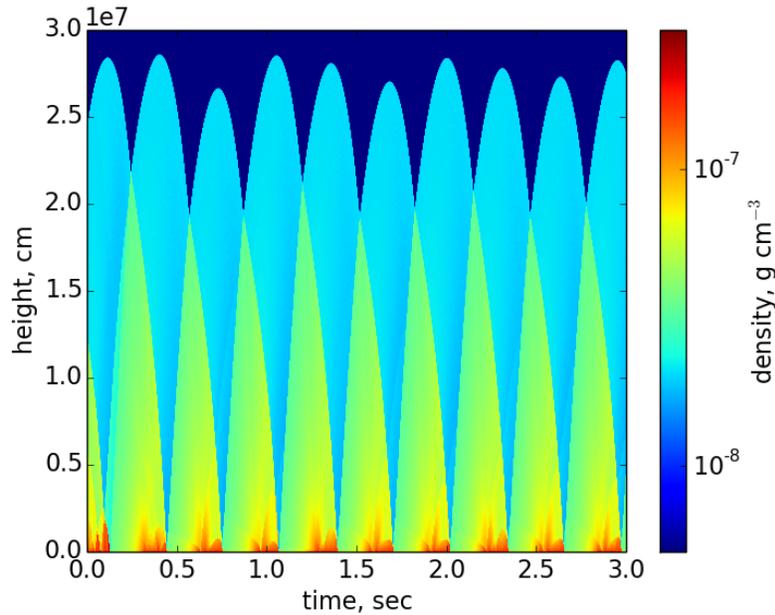


Рис. 2.3. На рисунке приведена зависимость плотности (обозначена цветом) в аккреционном канале (ось ординат соответствует высоте) от времени (ось абсцисс). Осцилляции получены в результате численного расчета с помощью кода `athena`, для белого карлика массой $M_{\text{wd}} = 0.79M_{\odot}$, размером $R_{\text{wd}} = 7.3 \times 10^8 \text{ см}$, для удельного темпа аккреции $\dot{M}/A = 2.8 \text{ г сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$.

2.3 Переменность светимости горячей зоны в численном моделировании

Добавление аperiодического шума в темп поступления вещества приводит к появлению шума значения светимости. На рис. 2.7 показан начальный спектр мощности переменности темпа аккреции и спектр мощности переменности светимости вещества в аккреционной колонке. Светимость аккреционной колонки рассчитывалась, как сумма всех энергопотерь за счет остывания на решетке. Хорошо видно, что на высоких частотах, соответствующих временам менее 0.1 сек, переменность рентгеновского потока подавлена. Замывание переменности приводит к резкому излому в спектре мощности кривой блеска, с переходом на степенной наклон ~ -4 . Характерная частота слома хорошо согласуется с характерным временем остывания вещества под ударной волной для комбинированного закона остывания

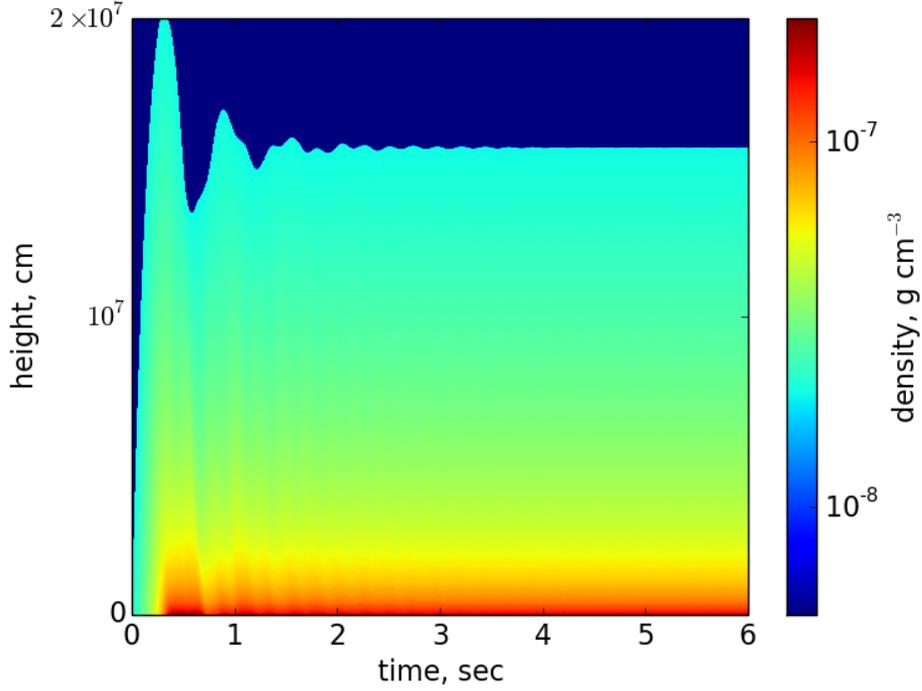


Рис. 2.4. Подавление осцилляций в численном моделировании аккреционного потока в случае введение дополнительной модельной функции остывания вещества с сильной зависимостью от температуры.

$$\tau \approx \frac{\rho k_b T}{(\gamma - 1) \mu m_p (k_{brem} \rho^2 \sqrt{T} + k_{cyc} \rho^{0.15} T^{2.5})} = \frac{1}{(\gamma - 1)} \sqrt{\frac{3k_b}{16\mu}} m_p [k_{brem} (R/2GM) \dot{M}/A + k_{cyc} (\dot{M}/A)^{-0.85} (2GM/R)^{1.925} (\frac{3\mu m_p}{16k_b})^2]^{-1} \quad (2.2)$$

для параметров, использованных в численном расчете ($M = M_\odot$; $A = 10^{15} \text{ см}^2$; $\dot{M} = 10^{-11} M_\odot/\text{год}$; $\Lambda_{cyc} = 2 \cdot 10^{-12} \rho^{0.15} T^{2.5} \text{ эрг/сек/см}^3$). Оценка характерно времени остывания составляет 0.12 секунды, в то время как частота слома порядка 10 Гц.

Для определения частоты излома в спектре мощности использовалась аппроксимация спектров мощности простой аналитической функцией:

$$P \propto (1 + (f/f_0)^2)^{-2} \quad (2.3)$$

Полученное при аппроксимации значение f_0 принималось за частоту слома в спектре мощности.

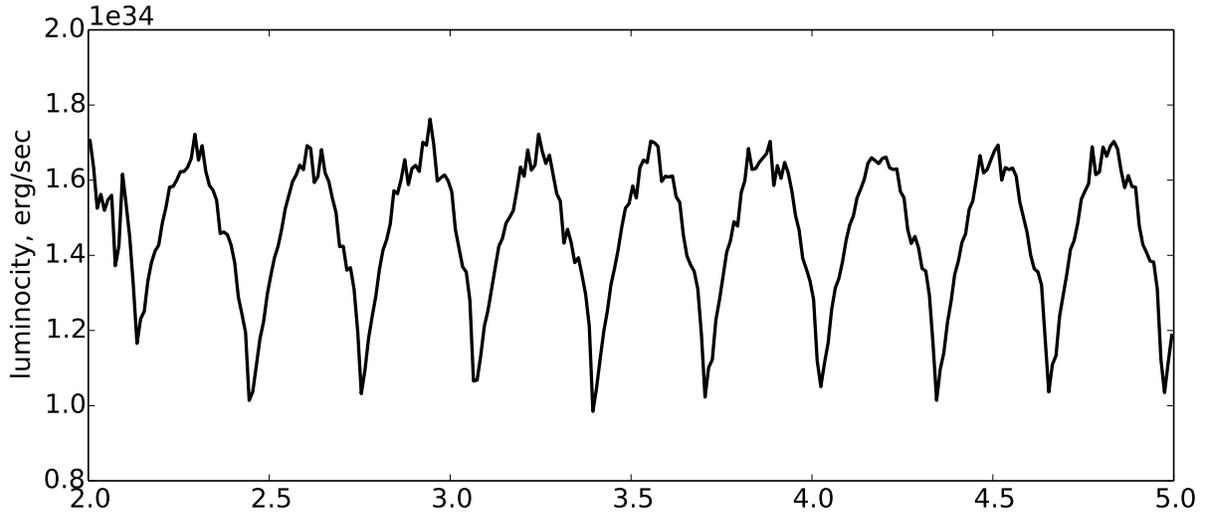


Рис. 2.5. Полные потери энергии вещества за счет остывания в аккреционном канале, полученные в численном расчете. Вариации высоты и плотности для того же расчета приведены на рис.2.2.

Для того, чтобы наглядно продемонстрировать замывание быстрой переменности в кривой светимости колонки относительно начальных вариаций в темпе аккреции вещества, был проведен следующий расчет: измерялась полная светимость вещества в аккреционной колонке в ответ на кратковременное повышение темпа поступления вещества (5% увеличение плотности падающего вещества длительностью 0.01 сек)(рис. 2.6). Хорошо видно, что всплеск светимости размыт относительно начального всплеска темпа аккреции на ударной волне. Это означает, что все высокочастотные возмущения темпа аккреции будут так же размываться в кривой блеска светимости аккреционной колонки.

Спектр мощности откликов на сигналы приведен на нижней панели (рис. 2.6). Частота слома определялась при помощи аппроксимации спектра мощности аналитической функцией 2.3. Частота излома, полученная для спектра мощности функции отклика на короткий сигнал $f_0 \approx 12$ Гц, близка к оценке, сделанной для комбинированного закона излучения по соотношению (1.2), которое предсказывает частоту $8 \sim$ Гц (расчет проводился для $\dot{M} = 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$; $\Lambda_{\text{cyc}} = 2 \cdot 10^{-12} \rho^{0.15} T^{2.5} \text{эрг/сек/см}^3$; $A = 10^{15} \text{см}^2$; $M = M_{\odot}$; $R = 10^9 \text{см}$). Функция отклика светимости на короткие сигналы, по сути является ядром, с которым сворачивается временной сигнал темпа аккреции при высвечивании энергии в кривой блеска. Это означает, что спектр мощности переменности кривой блеска должен иметь вид спектра мощности переменности темпа аккреции, домноженного на функцию имеющую форму вида 2.3.

После подтверждения замывания переменности темпа аккреции в кривой блеска необходимо количественно подтвердить справедливость предположения об изменении

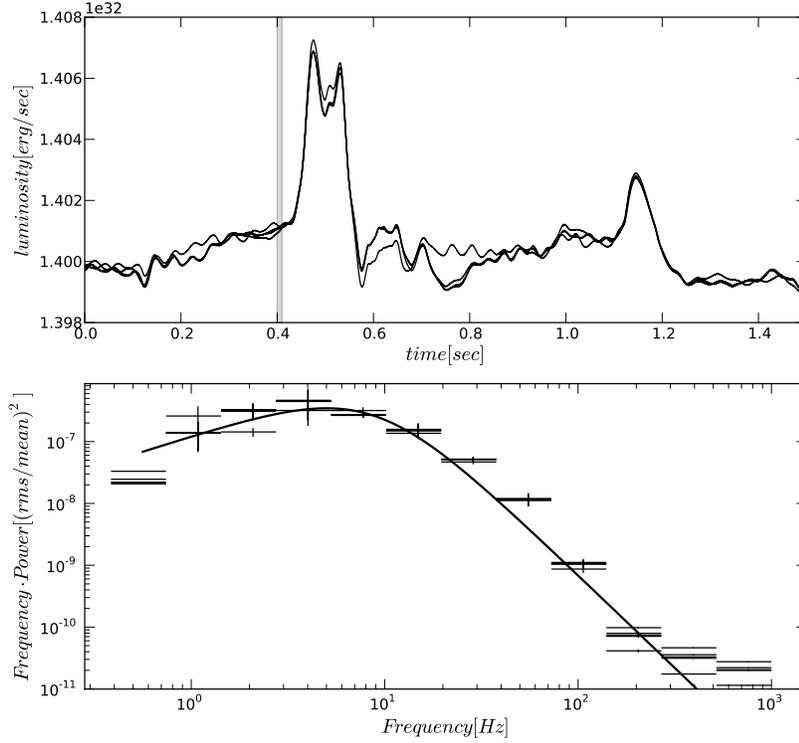


Рис. 2.6. Отклик кривой блеска на возмущение темпа аккреции, представляющее собой 5% увеличение плотности натекающего вещества продолжительностью 0.01 секунды (для темпа аккреции $10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$). В верхнем поле приведены пять сигналов, толщина серой вертикальной линии обозначает продолжительность возмущения аккреционного потока. В нижней части приведены спектры мощности этих сигналов. Аппроксимация спектра дает излом ~ 12 Гц.

частоты слома с параметрами падающего потока. Из оценочных формул для времени остывания ясно, что основным параметром, приводящим к изменениям этого времени, является удельный темп аккреции (\dot{M}/A). Для проверки надежности наших оценок было произведено несколько расчетов с сильно меняющимися значениями среднего темпа аккреции. Спектры мощности, полученные для значений удельного темпа аккреции соответствующего падению вещества с площадью аккреционного канала площадью $A = 10^{15}$ см и темпов аккреции $\dot{M} = 10^{-11} M_{\odot}$ и $\dot{M} = 10^{-12} M_{\odot}$, приведены на рис.2.8. Циклотронные потери менялись с темпом аккреции так, чтобы осцилляции были подавлены. Частоты сломов, полученные при аппроксимацией спектров мощности аналитической функцией 2.3, составили ~ 5 Гц и ~ 25 Гц, что хорошо согласуется с оценками на время остывания вещества под ударной волной.

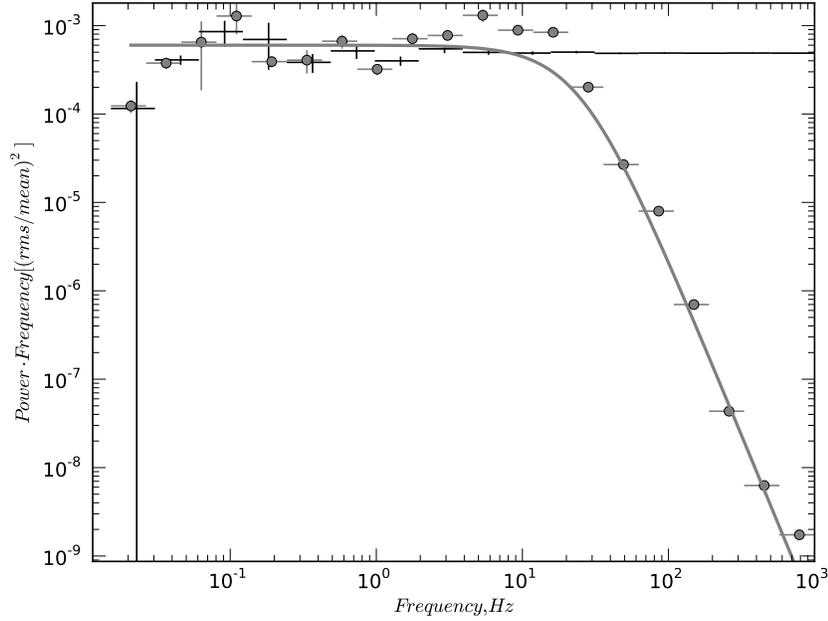


Рис. 2.7. Спектры мощности переменности темпа аккреции вещества, падающего в аккреционной колонке (черные крестики) и переменности полной рентгеновской светимости горячей области под поверхностью ударной волны (серые кружки). В данном расчете использовалась комбинированная функция остывания с членом, имитирующим циклотронные потери $k_{cyc}\rho^{0.15}T^{2.5}$, введенным нами для подавления глобальной тепловой неустойчивости горячей зоны. Кривая была аппроксимирована функцией с изломом (серая кривая), излом находится на частоте ~ 25 Гц.

2.4 Оценка параметров плазмы

Область применимости оценок времени остывания для аккреционной колонки зависит от значений реальных темпов потерь энергии вещества в колонке. Простые оценки показывают, что для большинства темпов аккреции, значений магнитного поля и размеров колонки циклотронные потери не будут вносить значительный вклад в общий энергобаланс системы (Лемб и Мастерс, 1979). Однако, подавление осцилляций может быть связано с другими механизмами. Основные факторы, неучтенные нами в численных расчетах: изменение площади аккреционного канала, амплитуды магнитного поля, наклона аккреционного канала по отношению к вектору ускорения в гравитационном поле. Для получения точных значений удельного темпа аккреции из времени остывания необходимо учитывать эти эффекты в расчетах.

Для получения более точных, по сравнению с простой оценкой (1.2), значений удельной плотности вещества на ударной волне можно использовать стационарное решение течения вещества со средним темпом аккреции. Для получения стационарного реше-

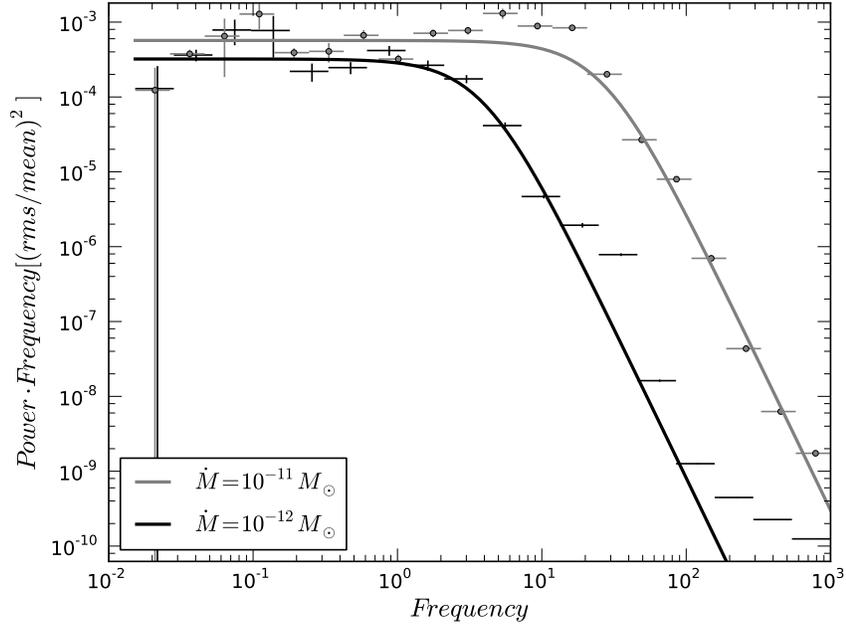


Рис. 2.8. Спектры мощности переменности полной рентгеновской светимости горячей зоны для двух значений темпа аккреции вещества в аккреционной колонке. Хорошо видно изменение частоты излома в спектре мощности, что отражает изменение времени охлаждения вещества в горячей зоне частоты излома ~ 5 Гц и ~ 25 Гц.

ния достаточно решить упрощенную систему вида (2.1), в которой члены $\partial/\partial t$ равны нулю. Получение решения этой задачи даже в наиболее простых случаях (отсутствия двухтемпературного течения, циклотронных потерь и плоской геометрии аккреционного канала) в аналитических функциях представляется затруднительным. Попытки получения аналитического решения были сделаны в работе Фализ и др. (2009). Поэтому решения, описывающие профили термодинамических величин в таком стационарном решении, получают методом численного интегрирования.

Для оценки времени остывания нет необходимости проводить расчет параметров течения во всем аккреционном канале - течение вещества до прохождения сквозь ударную волну можно не рассматривать при решении стационарной системы уравнений. В самом общем случае стационарное течение вещества в аккреционном канале описывается

системой уравнений:

$$\begin{aligned}
\vec{\nabla}(\rho\vec{v}) &= 0 \\
(\vec{v}\vec{\nabla})\vec{v} + \frac{1}{\rho}\vec{\nabla}P &= \vec{\nabla}\phi + \vec{f}_{\text{rad}} \\
(\vec{v}\vec{\nabla})P_i - \frac{\gamma P_i}{\rho}(\vec{v}\vec{\nabla})\rho &= -(\gamma - 1)\Gamma_{ei} \\
(\vec{v}\vec{\nabla})P_e - \frac{\gamma P_e}{\rho}(\vec{v}\vec{\nabla})\rho &= -(\gamma - 1)(\vec{\nabla}\vec{F}_{\text{rad}}) - \Lambda
\end{aligned} \tag{2.4}$$

В данной системе P_i, P_e - давление ионной и электронной компоненты соответственно, \vec{f}_{rad} - удельная сила давления излучения, F_{rad} - поток излучения, Λ - оптически тонки потери на излучение. Для получения профилей термодинамических величин вдоль аккреционного канала, дополнительно нужно задать граничные условия.

На нижней границе расчета, как правило, задается условие полной остановки и полного охлаждения вещества. Из-за достижения нулевых значений температуры и скорости численное интегрирование уравнений 2.4 в большинстве случаев расходится и не может дать надежных результатов. Ву в работе 1994 года преодолел эту проблему, заменив переменную интегрирования на саму скорость, впоследствии профили термодинамических величин для стационарных течений в более сложных постановках, учитывающих сложные функции остывания, гравитацию, двухтемпературные течения и геометрию аккреционного канала так же решались относительно скорости.

Верхней границей расчета обычно принимается положение ударной волны. В случае расчета стационарного течения относительно скорости граничные условия легко задаются в предположении сильной ударной волны $v_b = 1/4v_{ff}$, $P_b = 3/4\rho_{ff}v_{ff}^2$.

В работе Ву рассматривалась простейшая одномерная задача с постоянным сечением аккреционного канала (когда $\rho v = const$, $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x}$), без учета гравитации, давления излучения и радиационного переноса. В своем решении Ву использовал функцию потерь вида $\Lambda_{\text{bremss}} \propto \rho^2\sqrt{T}$.

При рассмотрении данной простой задачи течения вещества можно получить следующие значения основных величин, определяющих параметры аккреционного течения. Высота, на которой расположена ударная волна над поверхностью белого карлика:

$$h = h_0 \int_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{x^2(\gamma - (\gamma + 1)x)}{\sqrt{x(1-x)}} dx$$

где h_0 -размерный коэффициент равный

$$h_0 = \sqrt{\frac{k_b}{\mu m_p}} \frac{1}{(\gamma - 1)k_{\text{bremm}}} \left(\frac{2GM_{\text{wd}}}{R_{\text{wd}}} \right)^{3/2} \frac{A}{\dot{M}}$$

, x - безразмерная скорость $x = -\frac{v}{v_{ff}}$. Время остывания вещества под ударной волной:

$$\tau = \frac{h_0}{v_{ff}} \int_0^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} \frac{x(\gamma - (\gamma + 1)x)}{\sqrt{x(1-x)}} dx$$

(время считается равным времени пролета вещества от ударной волны до поверхности белого карлика).

Определенный интеграл в указанном выше выражении для показателя адиабаты $\gamma = \frac{5}{3}$ равен ≈ 0.11 . Стоит отметить, что соотношении между высотой колонки и временем остывания для показателя адиабаты $5/3$ в данном решении оказывается равным

$$h \approx \frac{1}{7} v_{ff} \tau$$

Как видно из приведенных выражений, при известном значении массы и радиуса белого карлика характерное время остывания зависит только от удельного потока вещества \dot{M}/A (как и в случае более простой оценки, предложенной Ланджером (1.2), однако время остывания отличается на числовой коэффициент).

Используя подобные решения относительно характерного времени остывания и его измерения по сломам в спектре мощности переменности светимости реальных систем с аккрецирующими белыми карликами, можно получить оценку на значение удельного темпа аккреции. Численный расчет Ву приводит к следующему соотношению между удельным темпом аккреции и временем остывания:

$$\frac{\dot{M}}{A} \approx \frac{0.69}{\tau} \text{ г/сек/см}^2$$

Таким образом, например, в случае характерного времени остывания 0.1 сек поток равен $\dot{M}/A = 6.9 \text{ г/сек/см}^2$. При известной рентгеновской светимости (которая оценивается по измеренному рентгеновскому потоку и расстоянию до объекта) можно оценить значение полного темпа аккреции \dot{M} :

$$L = \frac{GM\dot{M}}{R}$$

откуда получаем значение площади колонки A .

Например, в случае светимости $L = 10^{32}$ эрг/сек темп аккреции составит $\dot{M} \approx 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$, используя значение потока вещества и темпа аккреции, получаем оценку площади: $A = 10^{14} \text{ см}^2$. Плотность в колонке оценивается по соотношению:

$$\rho = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \frac{\dot{M}}{A} \frac{1}{v_{ff}}$$

для полученного значения потока вещества плотность под ударной волной равна $5 \cdot 10^{-8} \text{ г/см}^3$. Среднее значение плотности в колонке оценивается по соотношению

$$\bar{\rho} = \frac{\dot{M}}{A} \frac{\tau}{h}$$

в случае газа с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ -

$$\bar{\rho} \approx 7 \frac{\dot{M}}{A} \frac{1}{v_{ff}}$$

в рассматриваемом случае средняя плотность вещества в горячей зоне $\bar{\rho} \approx 10^{-7}$ г/см³.

С помощью численного расчета стационарного течения можно также учесть дополнительные эффекты, например, гравитацию и сужающийся канал с дипольной геометрией. В качестве закона остывания использовалось простое аналитическое выражение для тормозных потерь оптически тонкой плазмы ($\Lambda_{\text{bremss}} = 1.4 \times 10^{-27} n^2 \sqrt{T}$ эрг сек⁻¹ см⁻³). Мы так же не учитывали радиационный перенос и давление излучения. Течение вещества с указанными условиями хорошо описано в статье Канале и др. (2005). Для получения профилей термодинамических величин нужно решить дифференциальное уравнение вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial v} &= -\frac{1}{h_2} (\gamma(\xi - v) - v) v^{3/2} \left(\frac{(\gamma - 1)AC}{h_1 h_3} \sqrt{\xi - v} - \frac{\gamma H}{h_2} (\xi - v) v^{5/2} + g_\omega v^{3/2} \right)^{-1} \\ \frac{\partial \xi}{\partial v} &= (h_2 \frac{\partial \omega}{\partial v} (g_\omega/v + \frac{H}{h_2} (\xi - v))) \end{aligned} \quad (2.5)$$

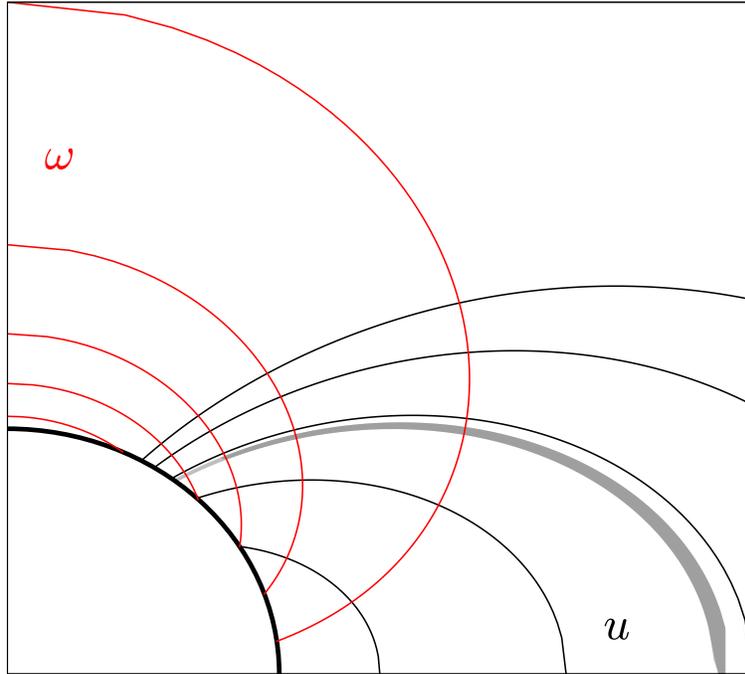


Рис. 2.9. Криволинейные координаты ω , u , лежащие на силовых линиях дипольного поля. Время остывания в колонке можно оценить при помощи движения вещества в канале вдоль оси $u = const$, соответствующей некоторому внутреннему радиусу диска.

В данном уравнении для понижения размерности Канале перешел к новым геометрическим координатам $\omega = \cos \theta / r^2$, $u = \sin \theta^2 / r$, ϕ (рис.2.4). Данная ортогональная система координат лежит на силовых линиях магнитного поля диполя. Так же для удобства в качестве переменных используются величины $\xi = P/(\rho v)$, v . Здесь

$$h_1 = \sqrt{\frac{r}{4u} (r + 3ur_u)^2 + (3\omega r^2 r_u)^2}$$

$$h_2 = \sqrt{r^4(r + 3\omega r_\omega)^2 + \frac{9}{4}urr_\omega^2}$$

$$h_3 = \sqrt{ur^3}$$

- метрические коэффициенты координат ω, u, ϕ ($r_u = \partial r / \partial u$, $r_\omega = \partial r / \partial \omega$),

$$H = \frac{\partial \log h_1 h_3}{\partial \omega}$$

- величина, характеризующая сужение поперечной площади канала при движении по магнитной силовой линии вдоль координаты ω ,

$$g_\omega = g^2 \sqrt{\frac{1 - ur}{4 - 3ur}}$$

($g = GM_{\text{wd}}/r^2$) - проекция силы тяжести на силовую линию магнитного поля,

$$A = \frac{k_{\text{bremss}}}{\sqrt{k_b m_p^3}}$$

$$C = \dot{M}/A$$

- константы, определяющие удельный темп аккреции и эффективность энергопотерь. Дополнительно к этой системе мы должны задать граничные условия вида

$$P_{\text{ps}} = \frac{3}{4} \rho_{\text{ff}} v_{\text{ff}}^2, \quad v_{\text{ps}} = v_{\text{ff}}/4$$

на ударной волне, либо условие остановки на поверхности белого карлика. Значения давления на поверхности белого карлика и значение высоты, на которой расположена ударная волна, изначально не известны. Учет гравитации и сложной геометрии приводит к нелинейной зависимости высоты ударной волны от удельного темпа аккреции. В результате неправильный выбор начальной позиции ударной волны приведет к тому, что нижняя граница решетки будет не совпадать с поверхностью белого карлика. Один из методов получения правильного решения - итеративно решать задачу, постепенно уточняя расположение ударной волны: расположив изначально ударную волну в ее предполагаемой позиции, произвести расчет гидродинамических параметров и определить, где происходит остановка вещества (под или над поверхностью белого карлика), откорректировать расположение ударной волны с учетом получившегося отклонения, и произвести новый расчет. Из полученных значений термодинамических величин время остывания оценивается как $\tau = \int_0^h v^{-1} dx$.

Необходимо отметить, что в данной системе важную роль играет нагрев вещества при его сжатии в сужающемся канале. При увеличении площади аккреционного канала средняя плотность вещества в аккреционном канале падает. При этом эффективность потерь падает пропорционально квадрату плотности, в то время, как эффективность нагрева при сжатии не меняется. Данный эффект может приводить к тому, что при достаточно больших значениях площади аккреционного канала вещество нагревается слишком эффективно и возрастающее давление препятствует течению вещества на поверхность.

2.5 Результаты моделирования

Численный расчет течения вещества в аккреционной колонке подтвердил, что апериодическая переменность, содержащаяся в аккреционном потоке, должна подавляться в интегральной светимости горячей зоны. Частоты сломов в моделировании для большинства значений удельного темпа аккреции оказались выше частот, полученных из простых оценок Ланжер и др. (1981). Это связано с тем, что для подавления КПО в наших расчетах была добавлена модельная функции остывания с высокой зависимостью от температуры, приводящая к увеличению интегральных потерь горячей зоны примерно в два раза по сравнению со случаем чисто тормозных потерь Λ_{bremss} . Кроме того, в большинстве расчетов, вместо аналитической функции потерь энергии на тормозное излучение вида 1.3 использовалась функция остывания, полученная на основе интерполяции табличных значений (Сарацин и Вайт, 1987).

Значения времени остывания, полученные из численных оценок для стационарного течения с учетом гравитационного поля с учетом оптически тонких и циклотронных потерь, оказались близки к значениям, получаемым в численных расчетах.

Для большинства промежуточных полярков с несильными магнитными полями $B < 1$ МГс и высокими темпами аккреции $\dot{M} > 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$ потери энергии на циклотронное излучение должны быть существенно меньше потерь оптически тонких тормозных потерь. Поэтому, следует предположить, что наиболее точную оценку на удельный темп аккреции из времени остывания следует получать, используя численное решение системы 2.5.

Используя оценку на площадь аккреционной колонки $0.01\pi R_{wd}^2 \approx 3 \times 10^{16} \text{ см}^2$ и типичные значения темпа аккреции наблюдаемых систем $\dot{M} < 10^{-11} M_{\odot}/\text{год}$, следует ожидать подавления переменности в спектрах мощности наблюдаемых кривых блеска таких систем на частотах выше $f > 0.05$ Гц.

Глава 3

Анализ спектров мощности переменных звезд

Одним из простейших способов анализировать характеристики временных рядов является их разложение на Фурье-гармоники. Амплитуды Фурье гармоник дают представление об амплитуде переменности исходного сигнала на соответствующих частотах.

Наблюдения звезд не могут предоставить непрерывной функции, описывающей зависимость светимости звезды от времени. В единицу времени любая звезда испускает конечный поток фотонов. При измерении потока звезды детекторы накапливают фотоны, приходящие от нее за некоторый промежуток времени, определяемый техническими характеристиками и установками детектора. Результатом измерений становится временной ряд, содержащий значения количества фотонов, зарегистрированных прибором за времена экспозиции.

Количество фотонов, которое может быть зарегистрировано в единицу времени, является случайной величиной, распределенной согласно Пуассоновскому распределению. Амплитуда Пуассоновского шума тем меньше, чем выше фотонный поток от звезды, регистрируемый детектором.

Некоторые детекторы в процессе работы могут добавлять собственную переменность в кривую блеска. Например, это белый шум, связанный с темновым током считывания в CCD-матрицах.

В некоторых приборах помимо сигнала от звезды содержится фоновый сигнал, который невозможно исключить, и спектр мощности которого может содержать собственные особенности. Например, пропорциональный счетчик РСА космической рентгеновской обсерватории RXTE, фиксирующий рентгеновский фотоны, может срабатывать на пролетающие сквозь него заряженные частицы.

При наблюдении оптических кривых блеска наземными телескопами дополнительная переменности вносится из-за движений воздуха в атмосфере. Форма и размеры изображения звезды все время меняются в плоскости детектора. Это приводит к тому, что меняется и регистрируемый от звезды поток. Данный эффект приводит к появлению дополнительной переменности в кривой блеска наблюдаемой звезды. Из наблю-

дений света от постоянных звезд известно, что спектр мощности этой переменности имеет нетривиальную форму (см., например, рис.3.1, на высоких частотах виден вклад переменности атмосферы).

Для того, чтобы оценить форму и амплитуду собственной переменности исследуемых звезд, необходимо правильно учитывать вклад вариаций, несвязанных со звездой. Часто бывает возможно, используя известную аналитическую функцию, описывающую форму переменности шума, оценить его вклад в спектре мощности. Для этого, как правило, используется метод аппроксимации спектра мощности аналитической функции с помощью функции максимального правдоподобия. В распоряжении наблюдателя как правило оказываются данные из разных источников, которые содержат собственный переменный шум. Для совместного анализа данных необходимо правильно учитывать статистические веса точек спектров мощности полученных из разных наблюдений.

3.1 Статистические распределения значений мощности

Разложение временного ряда на синусоидальные гармоники в Фурье-анализе производится с помощью следующего выражения:

$$G(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(t)e^{-2\pi ift}$$

(где $g(t)$ - исследуемый временной ряд, f - Фурье частота, $G(f)$ - Фурье образ функции). Фурье образ позволяет определить амплитуды и фазы периодических сигналов из которых состоит временной ряд. Разумеется, стохастическая переменность, наблюдаемая в кривых блеска переменных звезд, не является совокупностью периодических сигналов, но может быть ей описана.

Мощностью переменности сигнала на определенной частоте принято называть квадрат модуля амплитуды соответствующей периодической компоненты Фурье образа $P(f) = |G(f)|^2$. Фурье анализ конечного дискретного временного ряда может дать информацию о переменности только в ограниченном диапазоне частот. Не имеет смысла искать амплитуды и фазы периодических сигналов на частотах меньших обратного времени наблюдения и больших, чем частота, соответствующая двум обратным временам временного разрешения ряда (по теореме Найквиста).

Из N независимых точек временного ряда можно получить N значений параметров периодических функций ($N/2$ амплитуд и $N/2$ фаз). Ввиду того, что мнимая и действительная часть Фурье образа $G(f)$ на частоте f будут являться суммами большого количества величин, являющихся случайными, то их распределение будет близко к нормальному, а сумма квадратов этих величин, т.е. значение квадрата амплитуды Фурье гармоники $P_j = |G_j|^2$, будет распределено по закону χ_2^2 с математическим ожиданием, соответствующим квадрату плотности переменности S в соответствующем частотном интервале. Т.е. плотность вероятности иметь значение P_j при истинном значении мощности переменности источника S имеет вид (см. например Лихи и др., 1983; Баррэ и Вон, 2012):

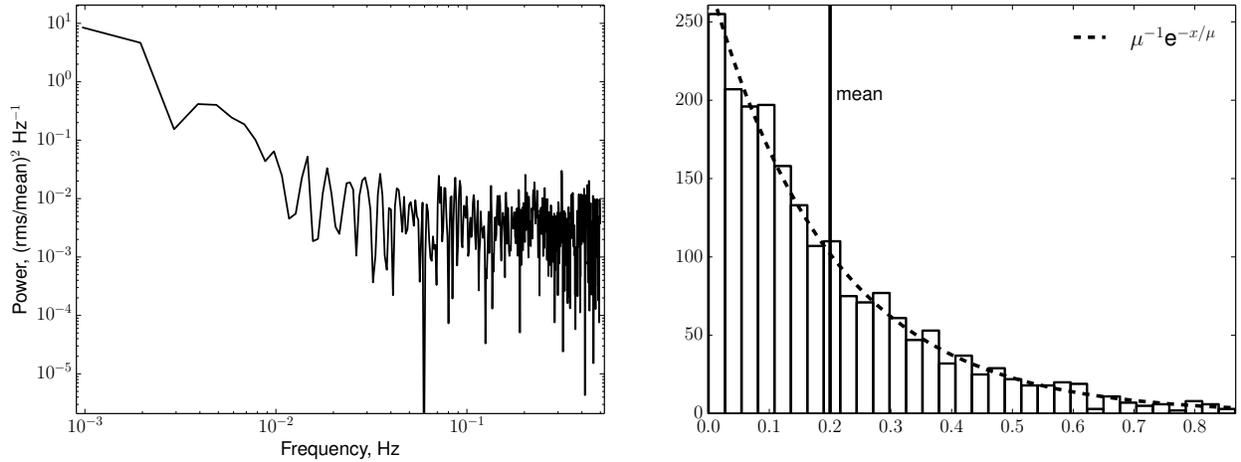


Рис. 3.1. На левой панели графика изображен типичный спектр мощности кривой блеска, содержащий аperiodический красный шум (растущий к низким частотам спектр мощности). На правом графике приведена гистограмма значений мощности на частотах выше 0.1 Гц.

$$p(P_j|S_j) = \frac{1}{S_j} e^{-P_j/S_j} \quad (3.1)$$

Ввиду того, что распределение значений мощности в отдельных измерениях существенно несимметрично и только в пределе усреднения большого количества измерений приближается к нормальному (Гауссовому) распределению, аппроксимация получаемых значений мощности аналитическими моделями не может проводиться обычным методом минимизации значения χ^2 , посчитанного по данным измерений. Правильным будет использовать метод максимального правдоподобия.

Метод максимального правдоподобия заключается в максимизации вероятности того, что наблюдаемый набор значений реальных измерений реализуется при условии данных значений модели. Вероятность данных при условии модели $P(f, \mathbf{x})$, зависящей от набора параметров $\mathbf{x} = \{x_1, \dots, x_n\}$, определяется произведением вероятностей всех измеренных значений точек

$$\mathfrak{P} = \prod_i \frac{e^{-P_i/P(f_i, \mathbf{x})}}{P(f_i, \mathbf{x})}$$

В данной формуле P_i - измеренные значения спектра мощности на частотах f_i , $P(f_i, \mathbf{x})$ - значения модели с набором параметров \mathbf{x} на частоте f_i .

Для поиска наилучшей модели необходимо выбрать набор параметров \mathbf{x} так, чтобы значение \mathfrak{P} было максимальным. Как правило, поиск максимума вероятности \mathfrak{P} заменяют поиском минимума функции правдоподобия \mathfrak{L} :

$$\mathfrak{L}(\mathbf{x}) = 2 \sum_i \left(\log P(f_i, \mathbf{x}) + \frac{P_i}{P(f_i, \mathbf{x})} \right) \quad (3.2)$$

Измерение мощности переменности сигнала в кривой блеска в единичном частотном интервале не является состоятельной оценкой истинной мощности переменности, поскольку является реализацией случайной величины, имеющей распределение χ^2_2 . Увеличение длительности измерения не приводит к уменьшению ширины распределения получаемого значения мощности. Для того, чтобы уменьшить относительную ошибку измерения, необходимо провести усреднение измерений либо по набору сегментов кривой блеска, либо по интервалу Фурье-частот.

В результате наиболее наглядным представлением спектров мощности является массив измерений в ряде заданных частотных интервалов. Так как во многих случаях спектры мощности переменности яркости исследуемых звезд в широком диапазоне частот имеют вид степенного закона, оказывается удобным разбивать частотный диапазон на частотные интервалы с логарифмическим шагом. Границы интервалов, на которые разбивается частотный диапазон, будут определяться соотношением $f_i = f_{\min}(f_{\max}/f_{\min})^{i/N}$, $i = 0, N$.

Для оценки значения мощности переменности внутри частотного интервала мы обычно используем предположение, что истинное значение мощности внутри этого интервала постоянно. В случае, если истинное значение мощности меняется с частотой, это утверждение не верно, однако, выбором достаточно узких частотных интервалов можно добиться того, чтобы эта разница была небольшой. В случае, если все индивидуальные измерения мощности являются реализацией случайной величины, имеющей одно распределение (т.е., проще говоря, если ошибки всех измерений одинаковы), то несмещенной оценкой истинного значения мощности в этом интервале будет являться просто среднее значение всех индивидуальных измерений $\langle P \rangle$. Неопределенность полученного таким образом значения мощности можно оценить, исходя из дисперсии точек внутри частотного диапазона

$$\sigma = \sqrt{\sum \frac{\langle P \rangle - P_j}{N(N-1)}}$$

где $\langle P \rangle$ среднее значение мощности в частотном диапазоне, P_j - индивидуальные значения мощности внутри частотного диапазона, N - количество точек, попавших в частотный диапазон.

С ростом числа точек в частотных диапазонах распределение получаемых значений мощности в интервалах стремится к нормальному. Поэтому спектры мощности, полученные путем таких усреднений, можно аппроксимировать методом минимизации χ^2 , т.е. минимизируя функцию максимального правдоподобия $C = \sum_i^n (P(f_i, \mathbf{x}) - P_i)^2 / \sigma_i^2$ для значений P_i, σ_i , полученных уже внутри частотных интервалов.

Спектры мощности, посчитанные в частотных интервалах, удобно использовать для оценки качества моделей, так как распределение вероятности получения определенного значения функции C известно - это распределение Пирсона χ^2_n , где n - число степеней свободы.

Спектр мощности в частотных интервалах можно построить, усреднив значения, полученные из различных кривых блеска. Однако, если даже собственная переменность

яркости звезды не меняется (т.е. ее спектр мощности постоянен), то вклады шумовых компонент измеряемого спектра мощности могут отличаться (см., например, рис.3.1).

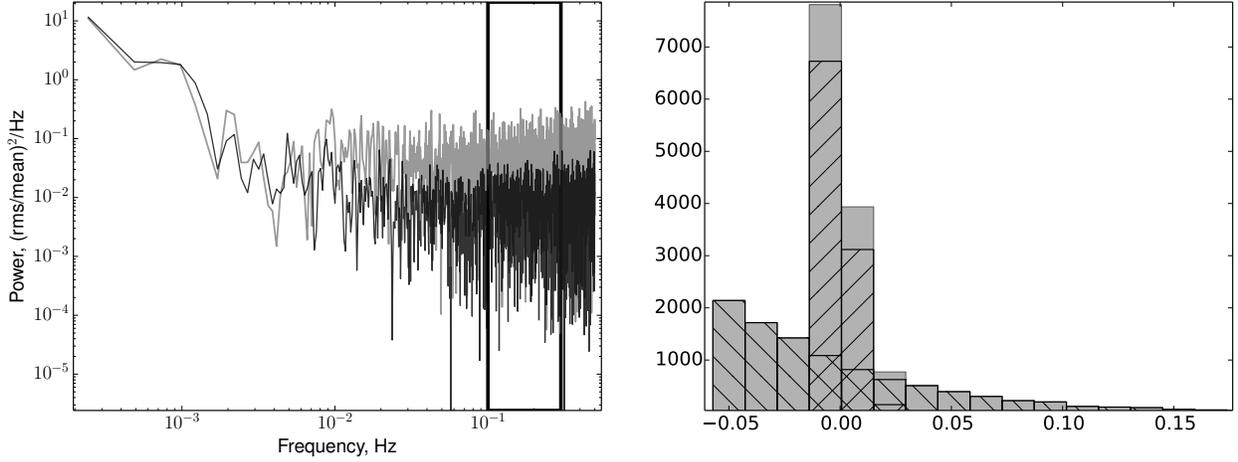


Рис. 3.2. На левой панели приведены спектры мощности двух сигналов, содержащих одинаковый красный шум и разные амплитуды Пуассоновского шума. На правой панели построена гистограмма распределения значений мощности внутри частотного интервала (показан прямоугольником) после вычитаний моделей Пуассоновского шума. Среднее значение мощности, посчитанное по всем точкам внутри частотного интервала, не является наилучшей оценкой для мощности сигнала из-за того, что измерения с меньшим шумом внесут больший вес.

В таком случае необходимо учитывать вклад меняющегося значения амплитуды переменности шума. Для несмещенной оценки среднего значения мощности переменности сигнала внутри частотного интервала можно использовать функцию правдоподобия вида

$$\mathcal{L} = \sum_{ij} \log (\langle P \rangle + P_{ij}^{\text{noise}}) + \frac{P_{ij} + P_{ij}^{\text{noise}}}{\langle P \rangle + P_{ij}^{\text{noise}}}$$

здесь P_{ij} – набор измерений мощности в интервале i на частоте j , P_{ij}^{noise} – набор значений мощности шума в тех же интервалах, $\langle P \rangle$ – искомое значение мощности переменности сигнала внутри частотного интервала. Значения P_{ij}^{noise} можно определить, как значения модельных функций, описывающих шумовые компоненты в спектре мощности, на частотах f_{ij} . Минимизация данной функции правдоподобия дает несмещенные значения оценочного спектра мощности, в которых корректно оценены статистические веса вошедших в частотный диапазон точек.

Для определения доверительного интервала на полученное таким образом значение мощности в каждом частотном диапазоне необходимо, как обычно, варьировать среднее значение мощности до тех пор, пока значение функции правдоподобия не превысит минимальное значение на единицу: $\mathcal{L}(\langle P \rangle + \sigma) = \mathcal{L}(\langle P \rangle) + 1$.

3.2 Шум в кривых яркости исследуемых источников

Спектры мощности, полученные из наблюдаемых кривых блеска реальных источников, могут содержать аperiodическую переменность, несвязанную с истинной переменностью яркости наблюдаемого объекта. В первую очередь - это Пуассоновский шум скорости счета фотонов. Фурье образ ряда, состоящего из случайных чисел, имеет одно и то же математическое ожидание во всем диапазоне частот. Таким образом, Пуассоновский шум в кривой блеска приводит к возникновению постоянной аддитивной компоненты, добавленной к значениям амплитуд собственной переменности звезды, вокруг которых будут распределены точки спектра мощности. С уменьшением фотонного потока от наблюдаемой звезды растет относительная дисперсия Пуассоновского шума, что приводит к росту вклада аддитивной компоненты в получаемом спектре мощности.

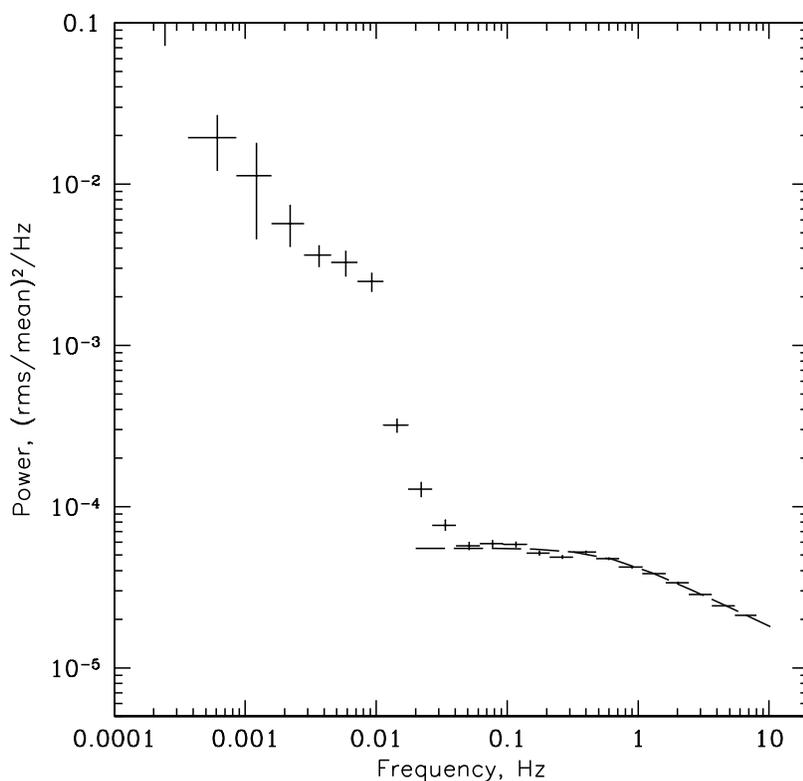


Рис. 3.3. Спектр мощности переменности яркости объекта SS Лебеда по данным наблюдений быстрым фотометром на телескопе РТТ150. Значения потока источника получены методом дифференциальной фотометрии, т.е. в каждом кадре изображения неба яркость исследуемого источника делилась на яркость непрменной звезды-сравнения. Этот метод позволяет в первом приближении убрать паразитную переменность яркости объекта, создаваемую турбулентной атмосферой. Переменность на частотах выше ~ 0.1 Гц создается остаточными атмосферными сцинтилляциями, которые не убираются методами дифференциальной фотометрии. Из работы Ревнивцев и др. (2012).

В кривых блеска оптических объектов, полученных на наземных оптических телескопах, в дополнение к Пуассоновскому шуму возникает переменный шум, связанный с движениями атмосферы (так называемые атмосферные сцинтилляции, см. например, Дроуинс и др. 1997, 1998). Наблюдения непреременных звезд показывают, что спектр мощности этой компоненты, обычно, удовлетворительно описывается аналитической функцией вида

$$P_{\text{atm}}(f) \propto \left[1 + \left(\frac{f}{f_{\text{atm}}} \right)^2 \right]^{-\beta} \quad (3.3)$$

где f_{atm} - частота слома, на которых начинает падать мощность атмосферных вариаций. Частота этого слома варьируется с погодными условиями и может сильно меняться от наблюдения к наблюдению. Частота атмосферного слома в большинстве случаев лежит в диапазоне 0.5 – 5 Гц. Параметр β так же может меняться в зависимости от погодных условий и обычно лежит в диапазоне значений 0.2 – 0.4.

Спектры мощности аperiodической переменности исследуемых объектов удобно описывать аналитическими функциями вида: $P \propto f^{-\alpha}$ - описывает спектр мощности, имеющий вид степенного закона (спектры мощности многих аккрецирующих систем степенные в широком диапазоне Фурье-частот), $P \propto S^2 Q f_{\text{qpo}} / \pi (Q^2 f_{\text{qpo}}^2 + (f - f_{\text{qpo}})^2)$ - описывает квазипериодические осцилляции на частоте f_{qpo} с добротностью Q , $P \propto f^{-\alpha} (1 + (f/f_{\text{break}})^\gamma)^{-\beta}$ - описывает спектр мощности со сломом на частоте f_{break} . Комбинируя данные функции, можно описать большинство спектров мощности реально наблюдаемых звезд в широком диапазоне частот (рис.3.1).

Основной задачей анализа спектров мощности в данной работе был поиск частот сломов, соответствующих замыванию аperiodической переменности аккреционного потока в кривых светимости промежуточных полярков и полярков. Для того, чтобы описывать спектры мощности реально наблюдаемых кривых блеска было сделано предположение, что собственная переменность звезд имеет вид степенного закона со сломом вида:

$$P(f) \propto f^{-\alpha} (1 + (f/f_{\text{break}})^2)^{-2}$$

Общий вид функции, с помощью которой аппроксимировались спектры мощности, имел вид суммы постоянной компоненты, аналитической функции, описывающей переменность звезды и аналитической функции, описывающей мощность переменности, привносимой атмосферой.

Для того, чтобы наилучшим образом использовать все имеющиеся данные и корректно оценить параметры модели, описывающей переменности исследуемой звезды, необходимо одновременно аппроксимировать значения мощностей, полученных из всех имеющихся кривых блеска. Данная задача решается при помощи использования следующей функции правдоподобия:

$$\mathcal{L} = \sum_{ij} \left(\log S_i(f_{ij}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_i) + \frac{P_{ij}}{S_i(f_{ij}, \mathbf{x}, \mathbf{x}_i)} \right)$$

где i - индекс, соответствующий некоторой кривой блеска, f_{ij}, P_{ij} - частоты и значения мощности для i -го спектра мощности на частоте f_j , \mathbf{x}_i - набор индивидуальных для i -го спектра мощности параметров $(C_i, P_{\text{atm}}, P_{\text{poiss}})$, S_i - модель для аппроксимации i -го спектра мощности.

Например, в случае оптического телескопа РТТ-150 для аппроксимации спектра мощности использовалась аналитическая функция вида:

$$S_i = C_i f_j^{-\alpha} [1 + (f_j/f_{\text{break}})^2]^{-2} + P_{\text{atm}} + P_{\text{Poiss}}$$

Общий для всех функций набор параметров \mathbf{x} (например, показатель наклона степенного закона, амплитуда КПО и частота слома спектра мощности) был призван описать свойства исследуемой звезды.

Глава 4

РЕНТГЕНОВСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЕХ Нуа.

Так как подавляющая часть светимости горячей зоны аккреционной колонки магнитного аккрецирующего белого карлика приходится на рентгеновский диапазон (эффективная температура горячей зоны - десятки кэВ) для определения свойств переменности светимости вещества в колонках предпочтительнее использовать именно рентгеновские кривые блеска.

Светимости аккрецирующих магнитных белых карликов - полярных и промежуточных полярных - не превышает значений: $\sim 10^{34}$ эрг/сек. Ближайшие полярные и промежуточные полярные удалены от Земли на десятки парсек. Это означает, что поток энергии даже от самых ярких из них не превышает 10^{-11} эрг сек $^{-1}$ см 2 . При этом эффективные площади современных рентгеновских обсерваторий не превышают нескольких тысяч квадратных сантиметров. Это означает, что фотонные потоки, регистрируемые данными приборами, будут меньше нескольких сотен отсчетов в секунду.

Подобных значений фотонных потоков достаточно для изучения энергетических спектров и долговременной переменности систем за счет продолжительных наблюдений с помощью современных приборов Chandra, XMM-Newton, RXTE. Однако амплитуда высокочастотной переменности рентгеновских кривых блеска оказывается значительно ниже амплитуды Пуассоновского шума, которые составляет десятки процентов на частотах порядка 1 Гц.

Для поиска слома в спектре мощности следует использовать ближайший поляр или промежуточный поляр с наибольшим временем остывания вещества и высокой амплитудой переменности темпа аккреции на частотах, соответствующих времени остывания. Время остывания пропорционально площади сечения аккреционного канала на поверхности белого карлика, которая не известна (мы хотим ее оценить) и обратно пропорционально темпу аккреции. Поэтому, с точки зрения положения частоты слома в спектре мощности, следует выбирать объекты с наименьшим темпом аккреции. С уменьшением темпа аккреции падает светимость объектов и их фотонный поток, в результате растет амплитуда Пуассоновского шума по отношению к среднему регистрируемому потоку, что затрудняет анализ спектра мощности. Поэтому для поиска сломов в спектре мощности переменности светимости полярных и промежуточных полярных, предпочтительнее

выбирать близкие объекты с низким темпом аккреции, чем далекие с высоким темпом аккреции, даже если регистрируемый от них поток одинаковый.

Амплитуды переменности промежуточных полярных различаются - механизм генерации спектра возмущений в падающем на белый карлик темпе аккреции до конца неизвестен. Согласно модели распространяющихся возмущений переменность темпа течения вещества в аккреционном канале создается в аккреционном диске за счет локальных вариаций вязкости. Поэтому системы, где есть аккреционный диск (промежуточные поляры), демонстрирует большую амплитуду переменности на высоких частотах. Из всего сказанного следует, что наилучшим объектом для поиска эффекта замыкания кривой блеска будет близкий промежуточный поляр с низким темпом аккреции.

Наилучший объект среди магнитных белых карликов, удовлетворяющий всем этим критериям - промежуточный поляр EX Нуа. Данный промежуточный поляр - ближайший к нам, расстояние до него составляет всего 60 пк (Бьюрманн и др., 2004), так же в системе известен темп аккреции $\dot{M} \approx 3 \times 10^{15}$ г/сек ($6.3 \times 10^{-11} M_{\odot}$ /год).

Для получения кривых блеска EX Нуа использовались архивные данные рентгеновских обсерваторий XMM-Newton (Дженсен и др., 2001) и RXTE (Брадт, Ротшильд и Суонк, 1993) за период 1996-2010. Общая продолжительность полезных данных телескопа XMM-Newton составила 73.65 ксек, RXTE - 88.8 ксек.

Рентгеновские детекторы обсерваторий RXTE и XMM-Newton работают в режиме регистрации событий. Результатом их работы является список, в котором содержатся времена регистрации, координаты и энергии зарегистрированных фотонов. Ввиду высокого временного разрешения приборов RXTE и XMM, из списка событий можно создать кривую блеска с коротким временным шагом. Однако, в случае наблюдений EX Нуа в этом нет необходимости из-за низкого темпа счета. Временное разрешение, выбранное нами для прибора RXTE PCA - 0.125 сек, для XMM-Newton EPIC pn - 0.1 сек. Данное временное разрешение позволяет строить спектр мощности вплоть до 4 и 5 Гц, где амплитуда Пуассоновского шума уже оказывается значительно выше собственной переменности EX Нуа.

4.1 XMM-Newton

XMM-Newton - рентгеновская обсерватория, основой которой являются три телескопа косоугольного падения с рентгеновскими ПЗС матрицами EPIC-pn и EPIC-MOS(1/2). Общая эффективная площадь инструментов обсерватории порядка 1000 кв.см. Детекторы регистрируют рентгеновские фотоны в энергетическом диапазоне 0.2-10 кэВ. От источника EX Нуа обсерватория регистрирует 45 отсчетов (фотонов) в секунду.

Данные наблюдений спутника XMM-Newton были обработаны стандартными процедурами из пакета SAS v13.2.1.

Кривая блеска EX Нуа по данным инструментов обсерватории XMM-Newton была получена с помощью измерений детектора EPIC-pn, работающего в режиме "малого окна". Временное разрешение этих данных 5.67 мс. Временное разрешение данных де-

текторов MOS значительно хуже - 0.3 сек, поэтому мы не используем их в дальнейшем анализе.

Фоновая скорость счета заряженных частиц в детекторе EPIC-рп в области, в которой фокусируются рентгеновские фотоны от EX Нуа, меньше полезного сигнала от EX Нуа, поэтому единственным источником дополнительной переменности в регистрируемой кривой блеска был Пуассоновский шум фотонов, который имеет амплитуду переменности порядка 20% на частоте 1 Гц. Амплитуда переменности Пуассоновского шума начинает преобладать над амплитудой переменности светимости EX Нуа уже на частотах 6×10^{-2} Гц.

4.2 RXTE/PCA

Данные наблюдений RXTE/PCA обрабатывались при помощи стандартных программ пакета HEASOFT v6.15.

Данные спектрометра PCA обладают существенным недостатком при работе со слабыми источниками (с потоком на уровне нескольких мКраб) - в полной скорости счета, регистрируемой прибором, значительную долю начинают составлять рентгеновские фотоны, приходящие от космического рентгеновского фона Вселенной (дающие поток примерно 1 мКраб в поле зрения спектрометра около 1 кв.градуса) и события, создаваемые заряженными частицами.

При измерении спектров и кривых блеска с временным разрешением 16 секунд и более вклад фоновой засветки детекторов спектрометра хорошо оценивается по моделям и скоростям счета различных антисовпадательных детекторов (Яхода и др., 2006). Но при работе на частотах выше $1/16$ сек=0.03 Гц такую коррекцию сделать нельзя и нужно аккуратно контролировать возможный вклад переменности инструментального фона в регистрируемую переменность скорости счета объекта-цели.

Космический рентгеновский фон Вселенной создается вкладом далеких сверхмассивных черных дыр и практически не имеет собственной переменности на масштабах времен 0.1-100 секунд, в результате его вклад в полную скорость счета просто понижает относительную амплитуду мощности переменности реального сигнала от объекта-цели. Фон заряженных частиц существенно меняется со временем. Для того, чтобы минимизировать вклад фона заряженных частиц в анализируемую скорость счета детектора для построения кривой блеска EX Нуа, был выбран диапазон энергетических каналов от 3 до 25 ($\sim 3-10$ кэВ). Несмотря на это, около 15-20% событий в кривой блеска относятся к вкладу заряженных частиц.

Для того, чтобы определить влияние переменности фоновой скорости счета на спектр мощности кривой блеска EX Нуа по данным RXTE/PCA, мы проанализировали:

1. спектр мощности переменности скорости счета, регистрируемой во время наблюдений "фоновых" площадок на небе, т.е. площадок без источников ярче 0.2-0.5 мКраб. Несколько тысяч таких наблюдений были проведены обсерваторией RXTE

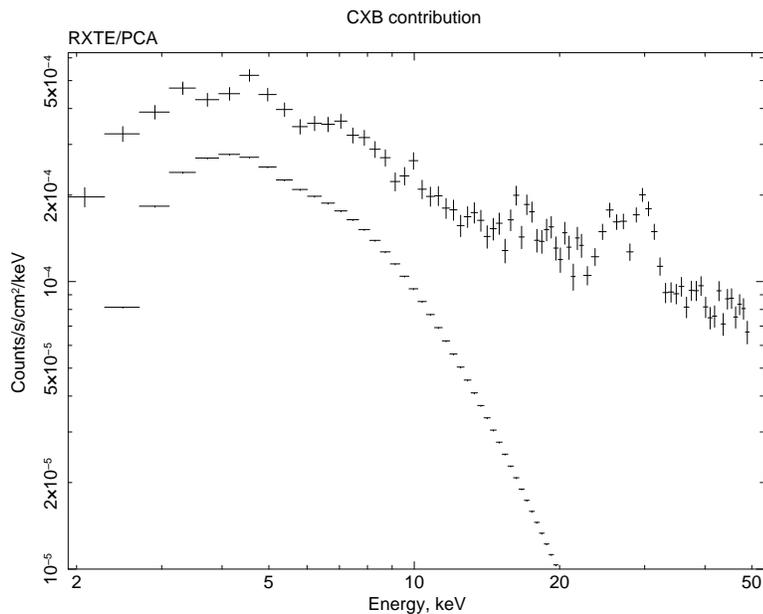


Рис. 4.1. На графике приведен энергетический спектр, полученный прибором RXTE PCA при наблюдении площадки неба, не содержащей ярких рентгеновских источников ("пустое поле"). Набор точек с меньшим потоком соответствует измеряемому потоку от постоянного рентгеновского фона. Остальной фоновый поток, формируется в результате регистрации заряженных частиц. Фоновый поток от заряженных частиц доминирует над слабыми рентгеновскими источниками и рентгеновским фоном на энергиях выше 10-15 кэВ. В отличие от космического рентгеновского фона, фон регистрации заряженных частиц подвержен значительным вариациям амплитуды в широком диапазоне временных масштабов.

- для отработки моделирования фона инструмента на временном разрешении 16 секунд;
- 2. спектр мощности переменности потока, регистрируемого от скопления галактик в созвездии Волосы Вероники (Coma cluster of galaxies);
- 3. спектр мощности переменности скорости счета событий, зарегистрированных в наблюдениях источника EX Нуа на энергиях выше 15 кэВ, на которых вклад потока источника менее 5% от полной скорости счета инструмента;

Кривые блеска RXTE из-за технических особенностей были разбиты на множество отдельных частей продолжительностью по 512 секунд. Во всех случаях для минимизации влияния функции окна на вид спектра мощности мы использовали окно Ханна (Hann window), на которое умножались кривые блеска перед получением спектра

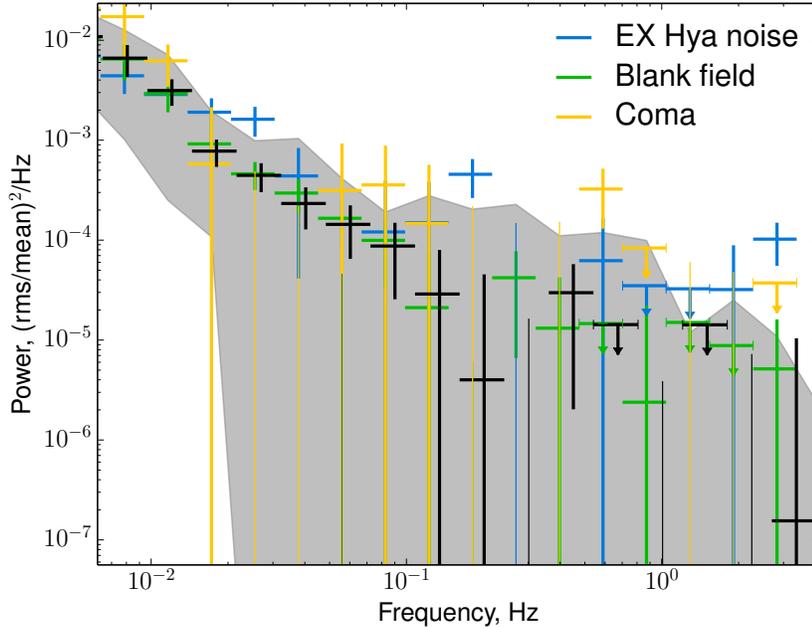


Рис. 4.2. Спектры мощности переменности кривых блеска фона произведенного заряженными частицами. Спектры мощности получены для полей без ярких рентгеновских источников, для кластера Coma и для кривой блеска поля с EX Hya, на энергетических каналах выше 35, что соответствует энергиям выше ~ 14 кэВ (на этих каналах вклад скорости счета от EX Hya по отношению к скорости счета заряженных частиц незначителен). Все спектры мощности отнормированы на средний темп счета фоновых событий, связанных с заряженными частицами. Сплошной областью показан диапазон значений мощности переменности фона заряженных частиц, зарегистрированных спектрометром RXTE/PCA в разное время.

мощности. Получающиеся спектры мощности затем были перенормированы для учета влияния окна Ханна на нормировку значений мощности.

Для оценки амплитуды переменности фонового сигнала нами было проанализировано более 4 миллионов секунд наблюдений постоянных источников и полей, не содержащих ярких источников прибором RXTE/PCA. Чтобы облегчить анализ большого количества спектров мощности и улучшить качество данных, все спектры мощности были объединены в несколько групп с приблизительно одинаковым значением амплитуды Пуассоновского шума. Пуассоновский шум в спектре мощности кривой блеска пустых полей и постоянных источников оценивался как среднее значение мощности на частотах выше 2 Гц.

Спектры мощности переменности инструментального фона спектрометра PCA, полученные в случаях 1, 2 и 3, приведены на рис. 4.2. На рисунке мощность переменности фона частиц отнормирована к среднему темпу счета фона частиц, отсчеты рентгенов-

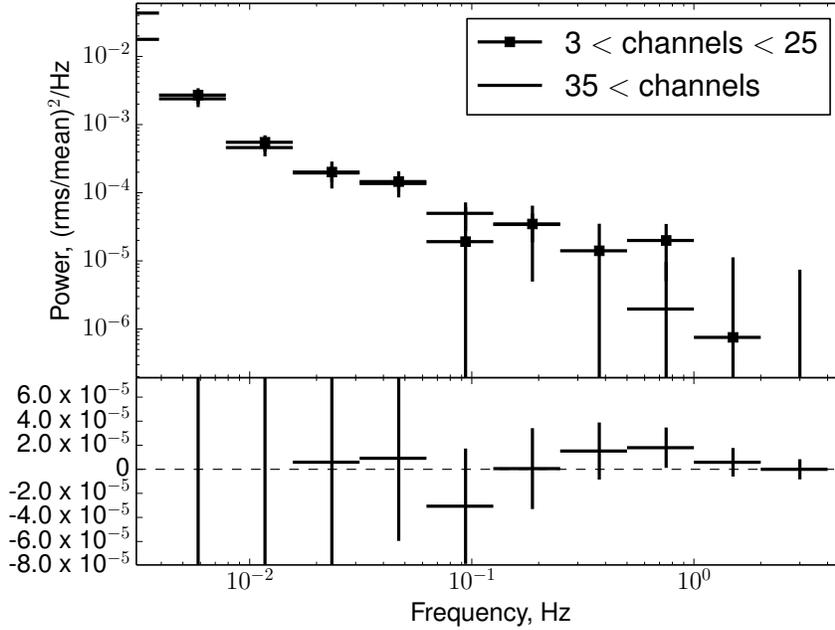


Рис. 4.3. На верхней панели графика приведены спектры мощности переменности фона заряженных частиц в энергетических каналах 3-25 (диапазон энергий $\sim 3-10$ кэВ) и в диапазоне энергий > 15 кэВ. На нижней панели приведена их разность. Видно, что спектры мощности совместимы с точностью до $< 2 \times 10^{-6}$ (rms/mean) 2 /Hz на частотах выше 0.1 Гц.

ского фона и ярких источников в поле зрения были вычтены. Чтобы получить оценку вклада переменности фона частиц в спектр мощности кривой блеска EX Нуа, необходимо перенормировать этот спектр мощности на квадрат отношения среднего счета фона частиц к среднему темпу счета в кривой блеска $[B/(S+B)]^2$ (здесь S – скорость счета, создаваемая объектом-целью и космическим рентгеновским фоном в анализируемом энергетическом диапазоне, B – скорость счета заряженных частиц в этом энергетическом диапазоне).

Поведение спектра мощности фона частиц несколько меняется со временем, поэтому мы разбили спектры мощности, полученные из данных 1,2 и 3, на несколько частей и определили область значений, в пределах которой обычно содержится мощность переменности фона частиц.

Анализ спектров мощности переменности инструментального фона в полном диапазоне энергетических каналов спектрометра PCA и в диапазоне каналов 3-25 ($\sim 3-10$ кэВ), используемых нами при анализе данных EX Нуа, показал их хорошее соответствие друг другу (см. рис. 4.3). Таким образом, для того, чтобы предсказать значение спектра мощности переменности фона заряженных частиц на энергиях 3-10 кэВ с точ-

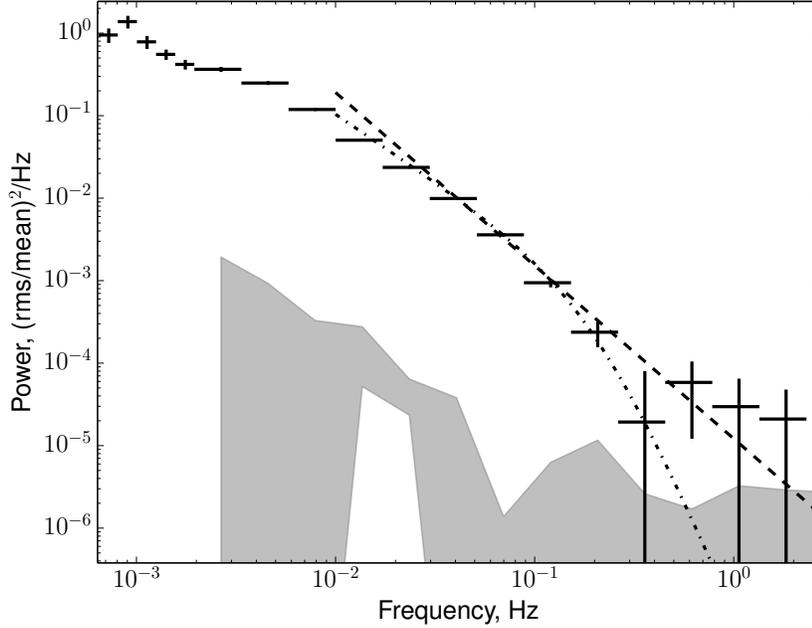


Рис. 4.4. Спектр мощности переменности рентгеновского потока EX Нуа, полученный из измерений спектрометра RXTE/РСА. Из измерений мощности переменности на различных частотах были вычтены значения мощности переменности инструментального шума - фона заряженных частиц. К ошибкам измерения мощности добавлена неопределенность наших знаний об амплитуде мощности переменности фона заряженных частиц. Штриховой прямой показана аппроксимация точек моделью степенного закона $P(f) \propto f^{-\alpha}$ с наклоном $\alpha = -2.04$. Пунктирной кривой показана аппроксимация данных моделью степенного закона с изломом на частоте 0.5 Гц, что является нижним пределом на значении частоты излома, совместимом с данными RXTE/РСА.

ностью до величин несколько $\times 10^{-5}$ (rms/mean)²/Гц, мы можем использовать спектр мощности переменности инструментального фона на энергиях выше 15 кэВ.

Для того, чтобы учесть вклад переменности фона заряженных частиц в переменность полной скорости счета спектрометра РСА во время наблюдений EX Нуа, было сделано следующее. Из значения мощности переменности EX Нуа, измеренной на энергиях 3-10 кэВ (вклад скорости счета заряженных частиц $\sim 15 - 20\%$), мы вычли значение мощности, измеренной по данным EX Нуа на энергиях >15 кэВ (вклад скорости счета заряженных частиц $> 95\%$), перенормировав его на отношение квадратов соответствующих скоростей счета. К неопределенности значения мощности было прибавлено значение интервала мощностей переменности скорости счета заряженных частиц на этих Фурье-частотах.

Амплитуды переменности, из которых вычитались значения переменности фона, были получены следующим образом. Собственная переменность EX Нуа и амплиту-

да пуассоновского шума были оценены одновременно для всех спектров мощности (см. часть 3.1). При оценке амплитуды Пуассоновского шума предполагалась, что спектр мощности собственной переменности EX Нуа описывается простым степенным законом, а Пуассоновский шум константой. Так как средний темп счета внутри каждой кривой блеска определяется суммой среднего темпа счета EX Нуа и фона, отношение амплитуды переменности к среднему темпу счета может меняться в каждой отдельной кривой блеска. Поэтому единственным общим параметром при аппроксимации был наклон степенного закона спектра мощности. Амплитуды переменности Пуассоновского шума, полученные при аппроксимации были вычтены из каждого спектра мощности, а оставшиеся значения были объединены в общий оценочный спектр мощности после перенормировки на коэффициенты, полученные при аппроксимации (см. часть 3.1). Конечный вид спектра мощности переменности EX Нуа получается после вычитаний значений переменности фона и добавления неопределенности, связанной с переменностью мощности этого фона.

Спектр мощности переменности EX Нуа, полученный таким образом, приведен на рис.4.4.

4.3 Спектр мощности Рентгеновской кривой блеска EX Нуа

Спектры мощности, полученные из кривых блеска EX Нуа по данным наблюдений ХММ и RXTE (с вычтенной полосой мощности переменности шума), приведены на графике рис. 4.5.

На частотах $\sim 2 \times 10^{-2}$ Гц в спектре мощности переменности EX Нуа происходит излом, связанный, по всей видимости, с обрезанием оптически толстого аккреционного диска на границе магнитосферы (см. Ревнивцев и др., 2011). Поэтому для поиска излома в спектре мощности, который мог бы быть связан с временем остывания вещества под ударной волной у поверхности БК, использовались измерения мощности только на частотах выше $\sim 5 \times 10^{-2}$ Гц. Показатель наклона спектра мощности в этой области частот составляет $\alpha = -2.1 \pm 0.3$.

Из графика 4.5 видно, что на частотах выше $f \gtrsim 0.3$ Гц измерения мощности переменности становятся меньше ошибок. В целом измерения спектра мощности на частотах выше 0.05 Гц могут быть удовлетворительно описаны степенным законом без излома. Мы оценили значение нижнего предела на частоту излома в спектре мощности при помощи аппроксимации данных простой аналитической моделью, использованной в работе Семена и Ревнивцев (2012):

$$P(f) \propto f^{-\alpha} \left[\frac{1}{1 + (f/f_{\text{break}})^2} \right]^2$$

В процессе анализа данных прибора RXTE PCA из оценочного спектра мощности в частотных интервалах вычиталась полоса, соответствующая переменности фона заряженных частиц, оцененная в тех же частотных интервалах. В результате все дальнейшие действия по анализу переменности EX Нуа можно было проводить только над

оценочными значениями спектра мощности внутри частотных интервалов. Аппроксимация оценочного спектра мощности модельными функциями и поиск пределов для параметров производился с помощью обычного метода минимизации статистики χ^2 .

В случае спектра мощности, полученного из данных обсерватории XMM Newton, вклад фона в апертуре незначителен, и спектр мощности помимо Пуассоновского шума содержит только собственную переменность светимости EX Нуа, поэтому при нахождении наилучших параметров модели нужно использовать метод максимального правдоподобия (см. часть.3.1).

Так как в нашем распоряжении было два отдельных наблюдения продолжительностью более тридцати килосекунд, спектры мощности их переменности аппроксимировались совместно функциями вида $P(f) = nf^\alpha(1 + (f/f_{\text{break}})^2)^{-2} + s$. При аппроксимации данных значения наклона α и нормировки n спектра мощности считались одинаковыми для обоих наблюдений, а амплитуда Пуассоновского шума s допускалась своя для каждого наблюдения. Так же как и для RXTE PCA, спектр мощности переменности не демонстрирует наличие излома на частотах выше 0.05 Гц. Нижним пределом на частоту слома в спектре мощности считалось значение частоты, при которой функция правдоподобия увеличивается на 4 относительно минимального значения, по остальным параметрам модели функция правдоподобия минимизировалась.

Нижний предел на частоту излома f_{break} по данным только RXTE/PCA – 0.5 Гц, по данным только XMM-Newton – 0.5 Гц, по совместным данным - 0.6 Гц. Таким образом, верхний предел на время остывания горячей плазмы в аккреционной колонке EX Нуа по имеющимся на сегодняшний день рентгеновским наблюдениям $\tau < 1.7$ сек.

Используя параметры модели спектра мощности переменности EX Нуа, можно оценить приблизительное время наблюдений, позволяющие поднять величину нижнего предела на частоту слома до 3 Гц. Данная оценка была выполнена с помощью формирования искусственной кривой блеска с помощью процедуры Тиммера и Кенига Тиммер и Кёниг (1995) и свертки этой кривой блеска с функцией, описывающей замывание темпа аккреции за счет остывания вещества в колонке с характерным временем $\tau = 0.3$ сек. При том же значении Пуассоновского шума, который наблюдался в использованной выше кривой блеска, потребуется порядка двух мегасекунд наблюдений для того, чтобы зарегистрировать излом в спектре мощности со значимостью $\approx \sigma$ (см. рис.4.3).

Следует отметить, что при эффективной собирающей площади телескопов XMM-Newton, обеспечивающей скорость счета фотонов от EX Нуа на уровне 46 (31 при использовании данных только EPIC pn) отсчетов в секунду, значение мощности переменности источника на частотах выше 1 Гц становятся более чем в 100 раз слабее переменности Пуассоновского шума счета фотонов. Это означает, что при работе на таком малом уровне переменности необходимо будет очень точно учитывать малые инструментальные эффекты прибора, например, влияние мертвого времени детектора, считывающей логики и т.д.

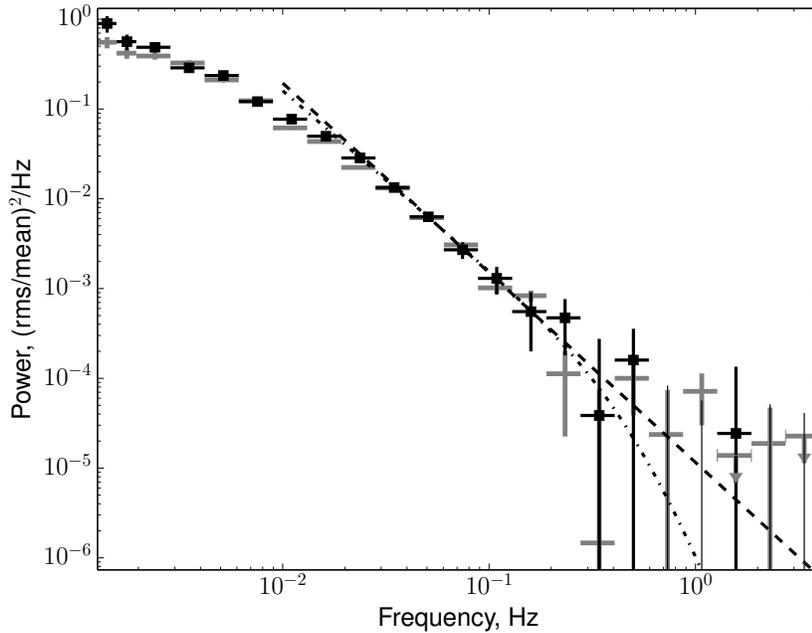


Рис. 4.5. Спектр мощности переменности рентгеновского потока EX Нуа по данным RXTE/РСА (кресты) и XMM-Newton/EPIC-pn (квадраты). Пунктирной прямой показана модель степенной зависимости мощности переменности о частоты, пунктирной кривой показана модель степенной зависимости мощности переменности от частоты с изломом на 0.5 Гц, соответствующим нижнему пределу, совместимому с данными наблюдений.

4.4 Форма аккреционного канала

Одним из преимуществ EX Нуа перед другими промежуточными полярами является то, что это затменная система. В рентгеновских наблюдениях хорошо видно неполное рентгеновское затмение продолжительностью порядка 140 секунд. Независимо от фазы вращения белого карлика во время затмения остаточный рентгеновский поток приблизительно постоянен. В первой работе, где была исследована данная особенность системы (Яблоский и Буско, 1985), было предположено, что это связано с тем, что при прохождении перед БК звезда компаньон закрывает только одну из двух зон, на которые идет аккреция. После получения довольно точных оценок на массы БК и М-карлика звезды компаньона, что дало размеры полости Роша звезды компаньона, было получено значение наклона системы соответствующие продолжительности рентгеновского затмения EX Нуа $i \approx 77.8^\circ$ (Хельер и др., 1987).

В работе Хельер (1997) размеры излучающих областей промежуточного поляра ХУ Агі были оценены, исходя из параметров продолжительностей времен входа и выхода из затмения, а так же продолжительности самого затмения. Система ХУ Агі, исследован-

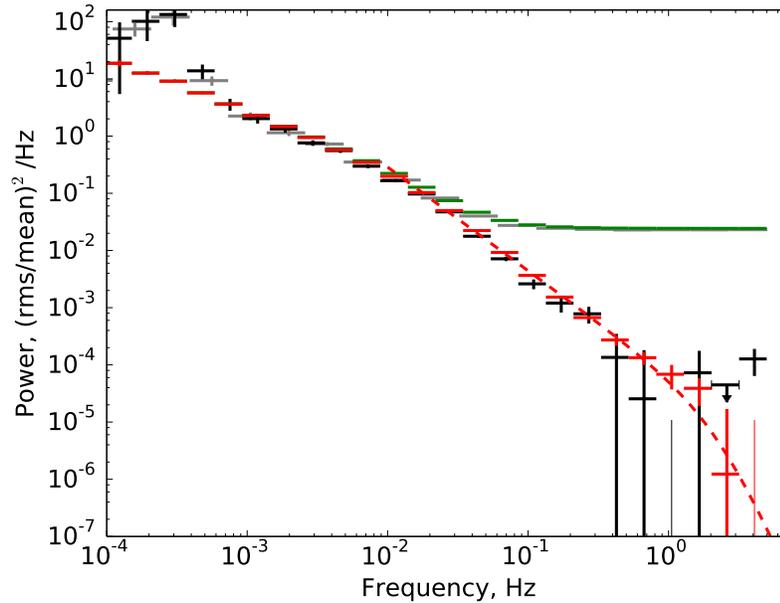


Рис. 4.6. На графике показаны спектры мощности, полученные по результатам наблюдений обсерваторий RXTE и XMM-Newton (черные и серые точки). Красными точками обозначен спектр мощности после вычитания вклада Пуассоновского шума, полученный из синтезированной кривой блеска продолжительностью 2 мегасекунды. Красной пунктирной кривой обозначена наилучшая аппроксимация спектра мощности кривой блеска модельной функцией, учитывающей степенной закон со сломом, подлежащего сигнала и постоянный вклад от Пуассоновского шума. Зелеными точками обозначен спектр мощности синтезированной кривой блеска до вычитания компоненты, описывающей Пуассоновский шум.

ная в статье Хельер (1997), демонстрирует полное рентгеновское затмение, это означает, что размеры звезды компаньона и наклонение системы таковы, что белый карлик полностью закрыт от наблюдателя звездой компаньоном во время затмения. Наклонение в системе было оценено как $i \approx 84^\circ$ (Алан, Хельер и Рамсеер, 1996). Продолжительность рентгеновского затмения 22 секунды, полученная при сложении 19 затмений в системе XY Agi, промеренных обсерваторией RXTE, с учетом оцененных параметров системы приблизительно соответствует размерам самого белого карлика в системе. Однако, Хельер предположил, что ввиду того, что затмение наступало в разные фазы вращения белого карлика, продолжительность входа и выхода из затмений на усредненных кривых блеска может быть завышена, сами размеры оснований аккреционных колонок при этом меньше размера белого карлика. Чтобы получить правильные профили затмения Хельер произвел дополнительный сдвиг складываемых кривых блеска относительно значений полученных из эфемерид, на поправку соответствующую фазе вращения бе-

лого карлика в момент измерения кривой блеска. В полученных усредненных кривых блеска во время входа в затмение более 60% потока исчезало в течении 2 секунд, что говорит о том, что продольный размер пятна основания аккреционного канала порядка одной десятой от размера белого карлика.

Аналогично работе Хельер (1997) были проведены наблюдения 48 затмений в системе ЕХ Нуа (Мукаи и др., 1998). Наблюдения показали, что продолжительность входа и выхода из затмения в сложенных наблюдениях ≈ 21 сек, что соответствует физическому размеру $\approx 10^9$ см. Для ЕХ Нуа, ввиду специфического наклона и соотношений масс, длительности входов и выходов из затмений дают не только продольный размер, но и возможность ограничить площадь на поверхности белого карлика.

Площадь горячего пятна изначально в проекции ограничена профилем белого карлика. Наличие затмений позволяет дополнительно расположить 4 контура тени, относящиеся к моментам времени начала и конца входа и выхода из затмений. В случае наклона близкого к $i \approx \pi/2$, т.е. при наблюдении системы сбоку, в связи с тем, что радиус звезды компаньона значительно больше радиуса белого карлика, контур тени можно представить в виде прямой, отсекающей часть площади поверхности проекции белого карлика.

В случае ЕХ Нуа рентгеновское затмение частичное, звезда компаньон затмевает только нижнюю (относительно наблюдателя) часть белого карлика. В случае такого наклона профили тени звезды компаньона на поверхности белого карлика выглядят как сильно наклоненные кривые (рис.4.7). 4 контура в данном случае образуют фигуру, похожую на ромб, которая ограничивает размеры пятна. Таки образом, для того, чтобы удовлетворять длительностям входа и выхода из затмения, яркое пятно должно касаться каждого из четырех контуров тени. Максимально возможной площадью данного пятна, будет пятно, заполняющее ромб. Минимальная площадь соответствует узкой линии, которую можно провести из противоположных точек касания профилей тени вдоль движения звезды компаньона или даже снизу вверх (рис.4.7).

4.5 Геометрия основания аккреционной шторки

Измерив верхний предел на время остывания, мы получаем верхний предел на площадь аккреционной колонки на поверхности белого карлика в двойной системе ЕХ Нуа. Предполагая массу белого карлика $M_{WD} = 0.79 M_{\odot}$ (Бьюрманн и Рейнх, 2008), радиус $R_{WD} = 0.8 \times 10^9$ см, предполагая минимальные энергопотери горячей плазмы (тормозное излучение, $\Lambda_{\text{bremss}} \sim 1.4 \times 10^{-27} n^2 \sqrt{T}$ эрг/с/см⁻⁹), время остывания $\tau < 1.7$ сек, мы получаем оценку площади основания аккреционной шторки $A < 4.6 \times 10^{15}$ см², а удельная плотность аккреционного потока $\dot{M}/A > 0.6$ г/сек/см². Оценка с учетом табличной функции остывания дает площадь одной шторки $A < 6 \times 10^{15}$ см².

Используя оценку на азимутальную протяженность шторки 10^9 см, полученную из продолжительности входа и выхода из рентгеновского затмения, можно получить ограничение на толщину аккреционной шторки на поверхности БК $x < 6 \times 10^6$ см. Если предположить, что азимутальная протяженность шторки, как и в случае ХУ Агi, со-

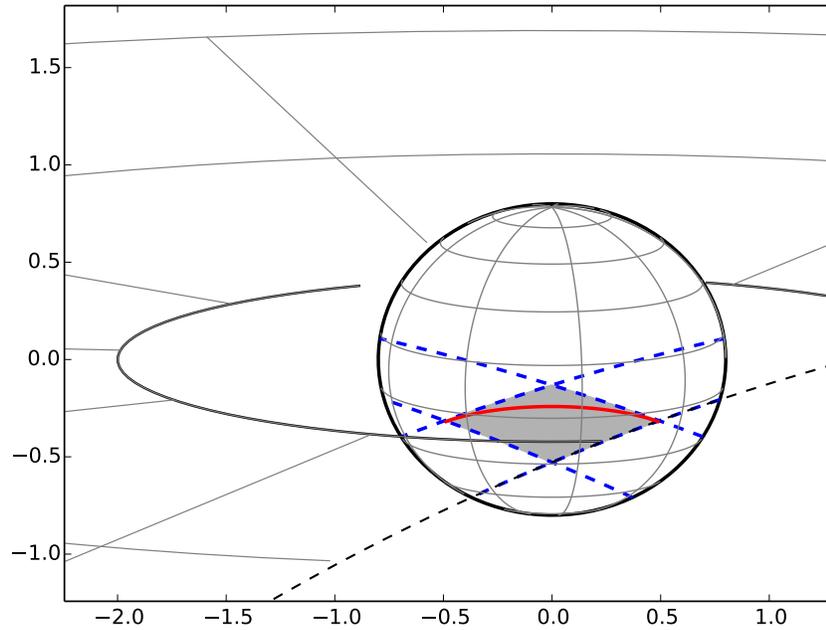


Рис. 4.7. Профили звезды компаньона на поверхности белого карлика во время начала и окончания входов и выхода полного рентгеновского затмения EX Нуа. Данные профили должны ограничивать площадь пятна аккреции на поверхности белого карлика.

ставляет всего десятую часть от размера белого карлика, то толщина шторки не должна превышать 6×10^7 см.

Несмотря на то, что горячая зона дает наибольший вклад в светимость промежуточного полюра в рентгеновском диапазоне, даже у одного из самых ярких промежуточных полюров не удалось измерить время остывания вещества в рентгеновском диапазоне. Получение более сильных ограничений на время остывания с использованием приборов современных обсерваторий XMM Newton и RXTE требует мегасекундных экспозиций. Вероятно, характер переменности полюров и промежуточных полюров на соответствующих частотах будет исследован уже на рентгеновских обсерваториях следующего поколения со значительно большей собирающей площадью, таких, например, как LOFT (Ферочи и др., 2010) или Athena+ (Баррэ и др., 2013).

Глава 5

Переменность яркости в оптических кривых блеска

В главе 4 описывается получение оценок и ограничений на время остывания вещества в горячей зоне промежуточного поляра EX Нуа при помощи анализа спектра мощности переменности его рентгеновской кривой блеска. С помощью полученного спектра мощности удалось поставить только верхний предел на время остывания вещества для одного из самых ярких промежуточных полярных EX Нуа. Это связано с низкой значимостью точек спектра мощности на высоких частотах, что, в свою очередь, объясняется низким темпом счета, приводящим к высокой амплитуде Пуассоновского шума. В связи со степенным поведением мощности переменности EX Нуа для улучшения ограничений предела на время остывания требуется значительно увеличить продолжительность измерений.

Фотонный поток аккрецирующих белых карликов в оптическом диапазоне значительно выше фотонного потока в рентгеновском диапазоне. Если оптической поток также содержит в себе искомую переменность, то имеет смысл провести анализ оптического сигнала источника. Ввиду малого размера горячей зоны ее прямое излучение в оптическом диапазоне невелико. Однако, рентгеновская светимость горячей зоны обязана попадать на аккреционный диск и перерабатываться в оптический диапазон (эффективные температуры диска у аккрецирующих белых карликов обычно не превышают 10-20 тыс. градусов). За счет этого переработанного потока переменность светимости горячей зоны можно наблюдать в оптических кривых блеска.

Ввиду дополнительного вклада в полный оптический поток светимости неперменной части аккреционного диска и неперменной (на рассматриваемых нами временных масштабах менее 100 секунд) светимости звезды компаньона, амплитуда, переменности яркости оптического потока системы существенно понижается.

Наблюдения переменности оптической яркости астрофизических объектов существенно затруднены влиянием турбулентной атмосферы. Фотометрические ряды оптических объектов, получаемые наземными телескопами, содержат дополнительную переменность в широком диапазоне фурье частот, включая диапазон, в котором мы

ожидаем появления изломов в спектрах мощности переменности яркости аккрецирующих магнитных БК (0.1 - 10 Гц). Поэтому анализ переменности их яркости в оптическом диапазоне при помощи наблюдений наземными телескопами требует аккуратного учета влияния атмосферы.

Кроме перечисленных механизмов, приводящих к изменению спектра мощности оптической кривой блеска, по сравнению со спектром мощности рентгеновской кривой блеска, присутствует так же механизм, связанный с переработкой рентгеновского излучения. Предполагается, что переработка рентгеновских фотонов происходит за счет их поглощения в аккреционном диске и поверхности звезды компаньона и последующим переизлучением полученной энергии в их собственном спектре (Баско, Сюняев и Титарчук, 1974). Рентгеновские фотоны, производимые в горячей зоне аккреционной колонки, имеют характерные времена переработки в оптический поток меньше 1 сек Коминский и др. (1987). Помимо самого процесса переработки, дополнительное замывание рентгеновской кривой блеска связано с временем распространения рентгеновского потока до областей переработки. Характерные размеры двойных систем составляют десятки световых секунд, однако, основные области переработки более компактны. Для промежуточных полей можно ожидать, что время замывания, связанное с распространением рентгеновского сигнала до отражателей, меньше секунды.

5.1 Спектр мощности звезд при наблюдения наземными телескопами

Физические размеры звезд на небе и расстояния до них таковы, что угловые размеры даже ближайших из них много меньше дифракционных пределов самых больших современных телескопов. Большинство современных оптических телескопов оборудованы ПЗС-матрицами, регистрирующими изображения в фокальной плоскости прибора. Размеры изображения звезд, регистрируемые приборами, в большинстве случаев оказываются больше дифракционного предела телескопа. Размер изображения связан с турбулентными движениями воздуха в атмосфере, которые приводят к размытию профиля звезды.

Средний размер пятна на приемнике, создаваемый точечным небесным объектом, зависит от погоды и характеристик атмосферы в области расположения телескопа во время наблюдений. Движения воздуха в атмосфере приводят к постоянному изменению со временем размера и положения изображения точечного объекта. В результате форма пятна от точечного объекта непредсказуемо меняется со временем. Телескопы, расположенные в наиболее удачных местах на планете, видят точечный объект как пятно размером менее $< 0.5''$. Во многих телескопах подобные значения углового разрешения недостижимы.

Фотометрические измерения оптических звезд состоят в определении количества фотонов, попавших за единицу времени в определенную апертуру. Из-за случайных вариаций профиля изображения звезды часть фотонов, составляющих изображение звезды,

может быть выброшена за пределы апертуры. Это приводит к появлению паразитных вариаций измеряемого оптического потока. Спектр мощности этих вариаций, измеренных на телескопе РТТ150, показан на рис.5.1. Для правильного измерения амплитуды собственной переменности исследуемой звезды переменность, связанная с вариациями атмосферы, которую будем называть атмосферным шумом, должна быть учтена наряду с переменностью, связанной с Пуассоновским шумом счета фотонов. Вариации кривых блеска, связанные с атмосферной переменностью, хорошо выражены при наблюдениях на небольших телескопах (1.5 - 2 м) и оказываются существенно меньше на больших телескопах (Дроуинс и др., 1998).

Для подавления влияния атмосферы на получаемые фотометрические ряды используются различные методы. На стадии наблюдений в некоторых телескопах используется адаптивная оптика и контроль "искусственных звезд". В уже полученных данных вариации атмосферы пытаются учесть с помощью различных алгоритмов корректного выбора апертуры. Телескопы, с помощью которых были получены оптические кривые блеска, использованные в данной работе, не были оборудованы никаким специальным оборудованием для подавления вклада атмосферного шума. Поэтому первые поправки влияния атмосферного шума на получаемые кривые яркости исследуемых объектов проводились при помощи, так называемого, метода дифференциальной фотометрии. В этом методе яркость звезды определяется не просто по количеству фотонов, зарегистрированных в единицу времени инструментом телескопа, а как отношение ее яркости к яркости некоей опорной звезды-сравнения.

Измерения показывают, что на временных масштабах более нескольких секунд вариации яркости звезд, расположенных на небольших угловых расстояниях друг от друга, проходят синхронно, и расчет отношения яркости исследуемой звезды к яркости опорной убирает основной эффект влияния атмосферы до уровня около 0.5% потока. Остаточные вариации связаны с мелкомасштабными движениями в атмосфере и создают переменность в широком диапазоне Фурье частот (Дроуинс и др., 1997, 1998). Спектр мощности шума, создаваемого этими остаточными влияниями атмосферы, хорошо аппроксимируется простой аналитической функцией вида

$$P(f) \propto (1 + (f/f_{\text{atm}})^2)^{-\beta}$$

где f_{atm} - характерная частота слома в переменности атмосферы, в случае РТТ150 обычно находится в диапазоне $\sim 0.3 - 0.7$ Гц, β - характерный наклон спектра после слома, в случае РТТ150 обычно находится в диапазоне $\sim 0.2 - 0.4$ (см. например, Ревнивцев и др. (2012)). Спектр мощности Пуассоновского шума имеет постоянную амплитуду на всех Фурье-частотах $P_{\text{poiss}}(f) = \text{const}$.

Для того, чтобы минимизировать вклад шумовых компонент в получаемые кривые блеска, мы попробовали использовать два подхода к определению апертуры, в которой измерялись потоки звезд.

- Использовалась фиксированная апертура шириной несколько угловых секунд;
- Апертура в каждый момент времени подбиралась таким образом, чтобы сумма мощностей пуассоновского и атмосферного шума была минимальна;

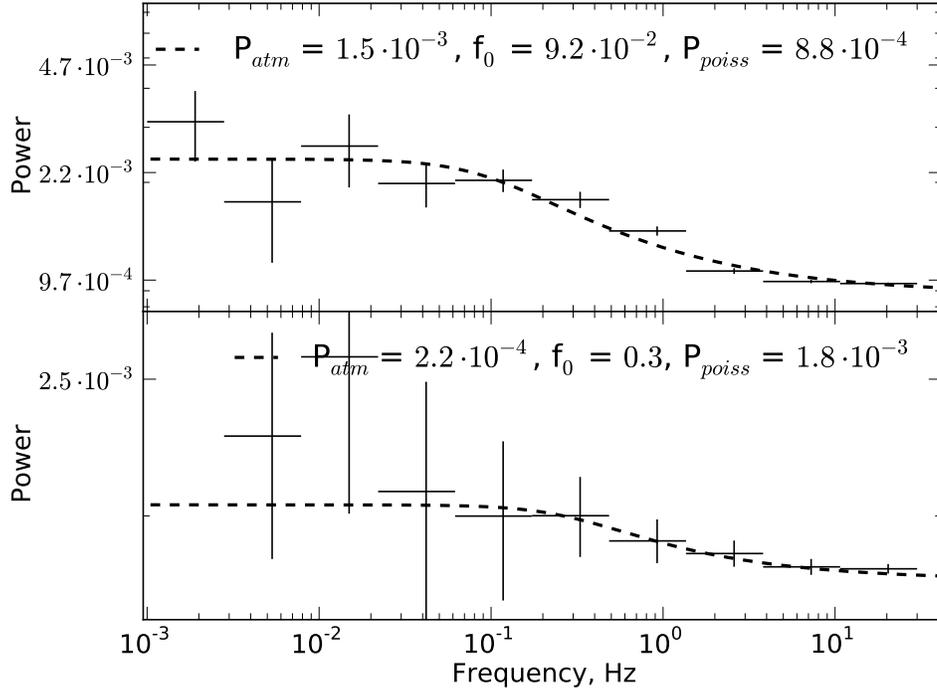


Рис. 5.1. Спектры мощности переменности потока непостоянной звезды, полученные методом дифференциальной фотометрии при разных апертурах - на верхнем графике шум для полуширины апертуры 2.5 угловые секунды, на нижнем полуширина апертуры 6 угловых секунд. Сплошными кривыми показаны модельные аппроксимации функцией вида $P(f) = P_{\text{poiss}} + P_{\text{atm}}(1 + (f/f_0)^2)^{-0.3}$.

Для проверки этих подходов получения кривых блеска использовались наблюдения непостоянных звезд. Оказалось, что наиболее надежным подходом является использование фиксированной большой апертуры для сбора фотонов звезд.

Вклад шума атмосферы меняется с размером апертуры, в пределах которой собираются фотоны от звезд (см., например, рис.5.2).

Параметры переменности кривых блеска, создаваемой турбулентной атмосферой, меняются вместе с погодными условиями. От наблюдения к наблюдению может сильно меняться как амплитуда переменности, так и наклоны и частоты сломов модельных функции, наиболее хорошо аппроксимирующих спектр мощности переменности "атмосферы". Анализ данных наблюдений на телескопе РТТ150 показал, что в пределах точности полученных кривых блеска параметры наклона и кривизны модельной функции для аппроксимации переменности атмосферы можно считать неизменными $\alpha = -0.3$ и $\beta = 2$.

Спектр мощности переменности полярных и промежуточных полярных имеет вид степенного закона на частотах выше $10^{-3} - 10^{-2}$ Гц. Типичные амплитуды переменности таковы, что вклад, приносимый Пуассоновским шумом и атмосферными вариациями,

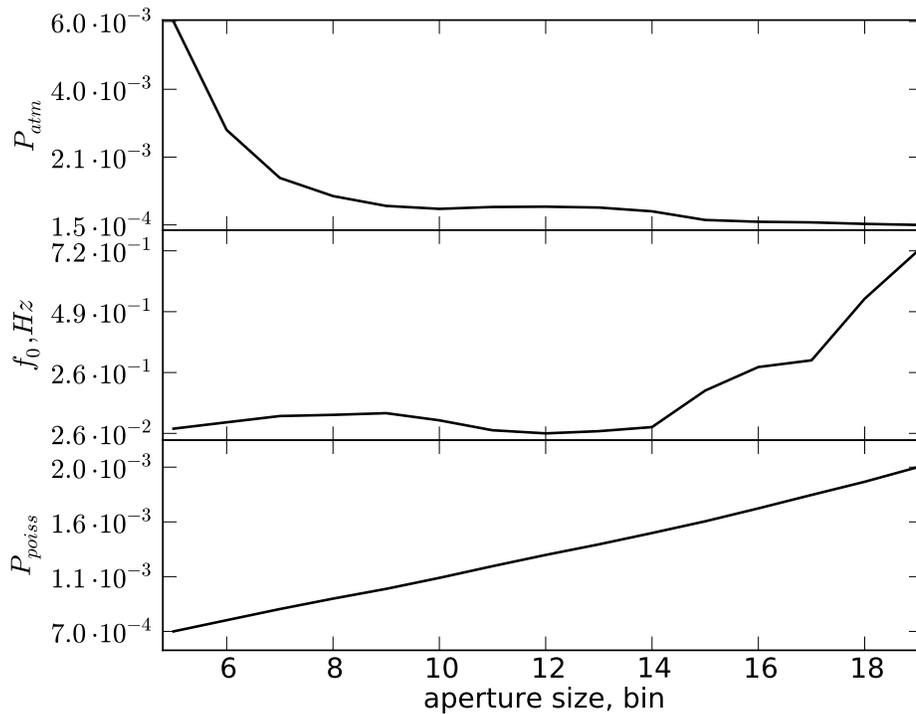


Рис. 5.2. Изменение параметров шума спектра мощности с изменением ширины апертуры. На верхнем графике поведение частоты слома, на среднем мощности атмосферного шума и на нижнем мощности пуассоновского шума.

доминирует на частотах выше 0.1 – 1Гц. Это позволяет в некоторых случаях проводить аппроксимацию Пуассоновского и атмосферного шума на высоких частотах, не делая предположений о форме спектра мощности переменности оптического потока от звезды. Данный метод может приводить к незначительной переоценке амплитуды переменности этих компонент.

При оценке влияния атмосферного и пуассоновского шума на спектр мощности оптической кривой блеска исследованных промежуточных поляр, спектр мощности на высоких частотах аппроксимировалось модельной функцией $P_{noise}(f) = s(1 + (f/f_0)^2)^{-0.3} + n$. Аппроксимации проводились методом максимального правдоподобия, либо методом минимизации значения χ^2 , посчитанных на значения мощности переменности в частотных интервалах (см. часть 3.1).

5.2 Переменность оптического потока от промежуточных поляр

Оптическая светимость промежуточных поляр создается суммой переработанной рентгеновской светимости аккреционной колонки, излучением внутреннего энерговыде-

ления аккреционного диска и звезды компаньона. Вклад излучения звезды-компаньона в оптическом диапазоне мал (Бьюрманн и Рейнх, 2008) и мы не будем в дальнейшем подробно его рассматривать. Для того, чтобы спектр мощности оптической кривой блеска отражал спектр мощности переменности рентгеновской кривой блеска, необходимо чтобы вариации переработанного потока доминировали в оптической кривой блеска.

Спектры мощности переменности рентгеновских и оптических кривых блеска промежуточных полярнов имеют одинаковую форму (см., например, Ревнивцев и др., 2010, 2011), но разную нормировку. Если переменность оптической и рентгеновской кривой блеска определяется одним и тем же сигналом, разница в нормировке говорит только о дополнительном слабопеременном сигнале в оптической кривой блеска. Однако, одинаковая форма спектров мощности в двух диапазонах не говорит однозначно о важности переработки одного сигнала в другой.

Действительно, согласно модели распространяющихся возмущений, вариации рентгеновской светимости появляются за счет изменения темпа поступления вещества в область основного энерговыделения. Однако, внутреннее энерговыделение в диске так же связано с проходящим через диск темпом аккреции. Основная часть оптического потока диска возникает во внутренних частях диска, из которых вещество, после быстрого течения по силовым линиям магнитосферы компактного объекта, поступает в аккреционную колонку у его поверхности. В этих областях спектр мощности переменности темпа аккреции в значительной части уже должен быть сформирован. Это означает, что оптический поток, излучаемый диском даже без переработки рентгеновской светимости аккреционной колонки, может уже содержать тот же сигнал, который, после попадания вещества на поверхность белого карлика, будет содержаться в рентгеновской кривой блеска.

Данный эффект был проверен прямым сравнением оптической и рентгеновской кривой блеска, что было сделано для промежуточного полярна EX Нуа в работе Ревнивцев и др. (2011). В данной работе была построена кросс-корреляция оптической и рентгеновской кривых блеска, полученных в одновременных наблюдениях с помощью телескопа SAAO 1.9м и рентгеновской обсерватории RXTE 5.2.

Построенная кросс-корреляция имеет ярко выраженный максимум на малых временных задержках (менее секунды, что являлось пределом временного разрешения оптических наблюдений). Однако, вместе с этим наблюдается асимметрия в сторону отрицательных задержек, соответствующих опережению сигнала оптического потока относительно рентгеновского. С точки зрения модели распространяющихся возмущений данный эффект можно объяснить следующим образом.

Переменность оптического потока определяется совокупностью двух сигналов - от переработанной рентгеновской светимости и от высвечивания энергии, выделяемой в диске при прохождении переменного темпа аккреции. Рентгеновский поток формируется при охлаждении вещества, попадающего с практически тем же переменным темпом на поверхность белого карлика. Околонулевая задержка в кросс-корреляции явно указывает на преобладание переработки рентгеновского сигнала в оптической кривой блеска. Асимметрия же кросс-корреляции дается дополнительным вкладом переменности

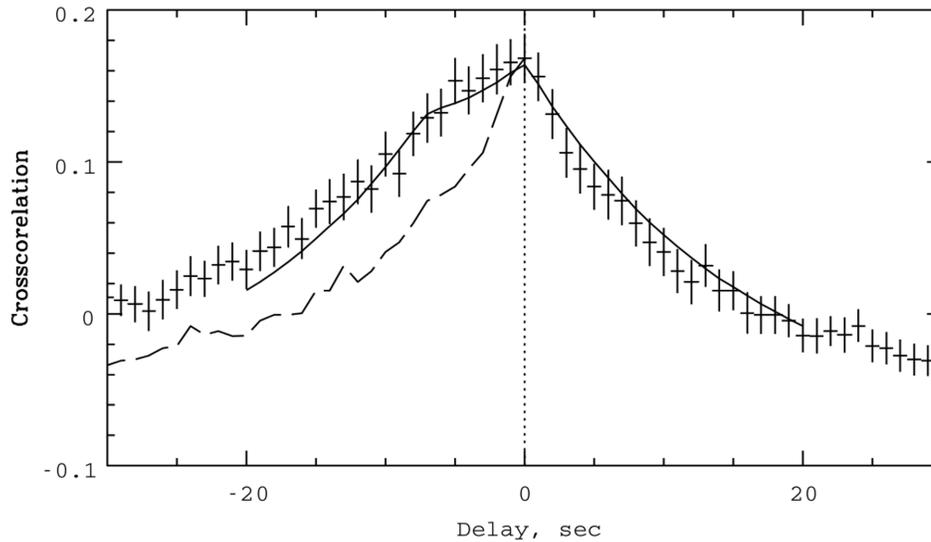


Рис. 5.3. На графике приведены функции кросс-корреляции между оптическим и рентгеновским потоком промежуточного поляра ЕХ Нуа. Хорошо видно, что функция кросс-корреляции испытывает максимум на нулевой задержке между кривыми блесками. Данное поведение указывает на то, что в переменности оптической кривой блеска доминирует сигнал от переработанного рентгеновского потока. Данный график взят из статьи Ревнивцев и др. (2011)

го сигнала с таким же как у рентгеновского сигнала спектром мощности, но сдвинутого относительно него на величину около 8 секунд. Задержка около 8 секунд соответствует времени движения вещества от внутреннего края диска до поверхности белого карлика, и соответствует внутренним размерам диска порядка $1.5 - 1.9 \times 10^9$ см. Это положение внутренней границы диска было измерено ранее другими методами - с помощью свойств переменности рентгеновской светимости (Ревнивцев и др., 2011), с помощью смещений оптических затмений Сигель и др. (1989) и с помощью анализа оптических спектров Хельер и др. (1987).

Аналогично работе Ревнивцев и др. (2011) была проведена проверка кросс-корреляции рентгеновских и оптических потоков для ряда промежуточных полярных звезд. В том числе была получена кросс-корреляция оптического и рентгеновского сигналов промежуточного поляра LS Pegasi, являющегося одной из целей наших дальнейших исследований в оптическом диапазоне.

Мы воспользовались наблюдениями обсерватории XMM-Newton, проведенными в 8 июня 2005 (общее время наблюдений - 44 ксек, полезное время наблюдений после фильтрации вспышек из-за переменного фона заряженных частиц около 5 ксек). Были использованы данные рентгеновского прибора EPIC-pn и оптического монитора OM в режиме 'fast mode'. Анализ данных приборов проводился стандартными процедурами из пакета XMM SAS 12.0.1 (<http://xmm.esa.int/sas/current/howtousesas.shtml>),

кросс-корреляция рассчитывалась стандартной программой `crosscor` из помощью пакета `FTOOLS` (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/ftools/>). Кросс-корреляции кривых блеска других промежуточных полярных так же были построены по данным приборов EPIC pn и OM; продолжительность этих наблюдений порядка 10 килосекунд.

Полученные кросс-корреляция приведены на рис. 5.2. Из данного графика видно, что во всех случаях задержка большей части оптического потока относительно рентгеновского не превышает секунды – следовательно, основной вклад в переменность оптического потока вносит переизлучение рентгеновской светимости горячей зоны.

Интересно отметить, что кросс-корреляция рентгеновской и оптической кривой блеска LS Peg показывает небольшую асимметрию, аналогично наблюдавшейся в системе EX Hya (Ревнивцев и др., 2011). По-видимому, часть оптической переменности опережает рентгеновскую на время прохождения вещества от внутреннего края диска (границы магнитосферы белого карлика) до поверхности белого карлика, около 20-30 секунд.

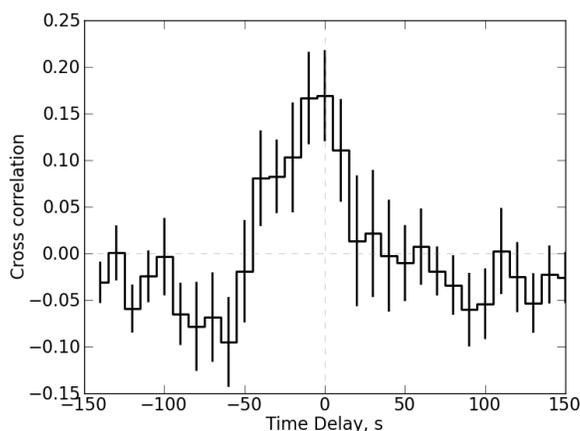


Рис. 5.4. Кросс-корреляция рентгеновской и оптической кривых блеска объекта LS Peg по данным наблюдений обсерватории XMM-Newton. Из графика видно, что основная задержка между оптическим и рентгеновским потоком не превышает нескольких секунд, следовательно, основной вклад в переменность оптического потока вносит переработанный рентгеновский поток.

5.3 Геометрическое замывание высокочастотной переменности

Переработка рентгеновской светимости аккреционной колонки в оптический сигнал не может быть мгновенной. Часть рентгеновского потока, вышедшего из горячей зоны аккреционной колонки, может переработаться в фотосфере белого карлика, часть - в аккреционном диске, часть - в фотосфере звезды-компаньона. Излученные одновременно рентгеновские фотоны могут быть поглощены на разном расстоянии относительно

наблюдателя (см. например Гильфанов, Чуразов и Ревнивцев (2000)). В этом случае оптические фотоны, рожденные в результате переработки, должны иметь определенную временную задержку, приводящую к замыванию переменной начальной рентгеновской кривой блеска.

Распространение сигнала до поверхности белого карлика не приводит к значительным временным задержкам в виду его малых размеров $\lesssim 10^9$ см, что соответствует световым временам порядка 0.03 секунды.

Звезда компаньон будет перехватывать приблизительно $1/2(1 - \cos(\arctan(r_L/a)))$ часть от рентгеновского потока, где r_L - эффективный радиус полости Роша звезды компаньона

$$r_L = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln 1 + q^{1/3}} a$$

здесь $q = M_2/M_1$ - отношение масс звезд-компаньонов. Например, для системы EX Нуа, где $q \approx 0.15$ (Бьюрманн и Рейнх, 2008) звезда-компаньон будет перехватывать приблизительно 1.3% рентгеновского потока от белого карлика. При этом замывание сигнала за счет того, что свет доходит до одной части звезды, перехватывающей рентгеновский поток немного в другое время, чем до другой, малы, менее r_L/c , что для наших систем обычно менее 0.3 секунды.

Аккреционный диск может перехватывать около 5% рентгеновского потока и, по всей видимости, дает наибольший вклад в переработанный оптический поток. Однако, в отличие от поверхности звезды и белого карлика распространение света вдоль поверхности аккреционного диска может приводить к существенным временным задержкам.

Для того, чтобы оценить характерный масштаб задержек переработанного рентгеновского излучения, связанный с временем распространения сигнала в системе, была построена простая модель. Был рассмотрен изотропный источник рентгеновского излучения, поднятый на высоту радиуса белого карлика над плоскостью аккреционного диска. Источник рентгеновского излучения освещает геометрически тонкий аккреционный диск с внутренним радиусом $R_{in} = 1.9 \times 10^9$ см, что приблизительно соответствует внутреннему радиусу аккреционного диска в системе EX Нуа. Неизвестно, какая именно область диска дает наибольший вклад в оптическую кривую блеска при переработке рентгеновского излучения, поэтому в модели использовались два варианта размеров диска: с внешним радиусом $R_{out} = 3 \times 10^9$ см и $R_{out} = 10^{10}$ см. Для описания геометрии диска использовалась модель оптически толстого холодного диска (Шакура и Сюняев, 1973), в которой имеет место следующая зависимость толщины диска от расстояния до аккретора $h \propto r^{9/8}$. Толщина диска на внутреннем радиусе принималась равной $h = 0.05R_{in}$, что соответствует температуре диска $T = 10^4$ К.

В предположении описанной выше геометрии системы был получен временной отклик диска на мгновенную вспышку центрального источника (см. рис.5.5). Предполагалось, что после поглощения рентгеновского излучения переработка в оптический диапазон происходит мгновенно. Справедливость этого предположения не важна до тех пор, пока время переработки не станет больше времени пролета светом эффективного размера перерабатывающей области, что скорее всего верно в нашем случае. Профили

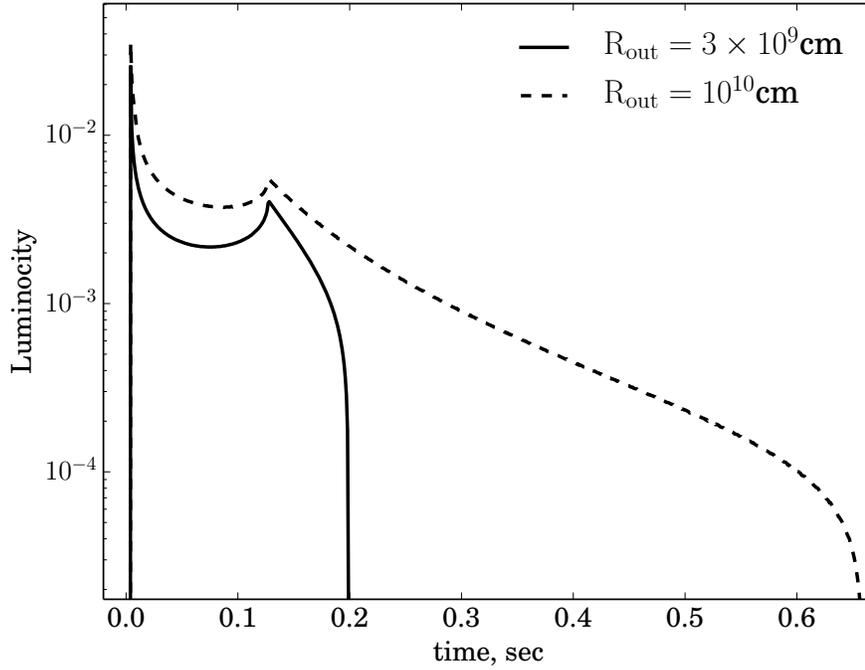


Рис. 5.5. Профили отклика аккреционного диска с внешним размером $R_{\text{out}} = 3 \times 10^9 \text{ см}$ и $R_{\text{out}} = 10^{10} \text{ см}$ на мгновенную вспышку изотропного источника расположенного на оси аккреционного диска и поднятого на $6 \times 10^8 \text{ см}$ над его поверхностью.

отклика зависят от наклона системы. Приведенные на графике отклики построены для наклона системы $i \sim 77.8^\circ$, что соответствует наклону двойной системы ЕХ Нуа.

Для того, чтобы наглядно продемонстрировать влияние эффекта распространения излучения на спектр мощности оптической кривой блеска, была смоделирована искусственная кривая блеска со спектром мощности, описываемым аналитической функцией $P(f) \propto f^{-1}(1 + (f/0.02)^2)^{-1.5}$ (эта аналитическая функция адекватно описывает спектр мощности переменности ЕХ Нуа в частотном диапазоне 0.001-0.1 Гц).

Полученная кривая блеска была свернута с функцией отклика диска в нашей модели. Спектры мощности, полученный в результате свертки кривых блеска, приведены на рис.5.6. Из графиков видно, что если переработка рентгеновского излучения в оптическое идет от внешней части аккреционного диска, слом в спектре мощности, связанный с распространением светового сигнала, может находиться на частотах порядка 1 Гц. Данный эффект может препятствовать обнаружению замывания переменности, связанного с остыванием вещества в колонке, поэтому для поиска эффекта остывания, предпочтительнее выбирать компактные системы с небольшим размером диска. Маленькое наклонение (наблюдатель смотрит вдоль оси аккреционного диска) так же будет приводить к уменьшению времени замывания переработанного рентгеновского сигнала.

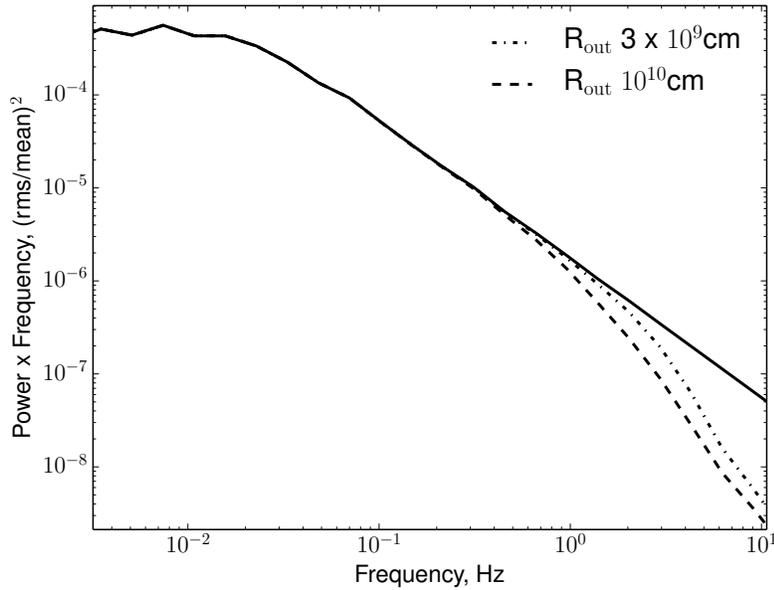


Рис. 5.6. Спектр мощности сигнала центрального источника и сигнала отраженного от аккреционного диска. Представлены сигналы полученные при отражении от диска с внутренним радиусом $R_{in} = 1.9 \times 10^9$ см и внешними радиусами $R_{out} = 3 \times 10^9$ см и $r_{out} = 10^{10}$ см (пунктирная кривая)

Если в спектре мощности оптической кривой блеска будет обнаружен слом, нельзя будет однозначно утверждать, что он связан со временем остывания вещества в аккреционной колонке, а не с замыванием переработанного рентгеновского сигнала. По этой причине, в случае спектра мощности оптических наблюдений, слом указывает только на нижней предел по времени остывания.

5.4 Оптические наблюдения промежуточного поляра LS Pegasi

Первым объектом, который был исследован в попытке найти время остывания вещества в горячей зоне и определить по этому времени геометрические характеристики течения - один из самых ярких промежуточных поляров в северном полушарии LS Peg (Баскил, Витли и Озборн, 2005).

Ожидаемое время остывания вещества в горячей зоне аккреционных колонок магнитных белых карликов около 1 секунды. Поэтому, для того, чтобы иметь возможность зарегистрировать возможный излом в спектре мощности переменности этих объектов, необходимо анализировать оптические фотометрические кривые яркости таких систем с временным разрешением лучше 0.1-0.2 секунды.

Такое высокое временное разрешение лишь недавно стало широко распространяться среди инструментов оптического диапазона. Исторически первыми оптическими ин-

Таблица 5.1. Список наблюдений оптического телескопа РТТ-150, использованных для исследования переменности светимости промежуточного поляра LS Peg

№	Дата	Экспозиция, с	Частота, Гц	Фильтр	Начало, UTC
1	2009-11-09	1148	239.2	r	15:47:28
2	2009-11-09	382	78.7	r	16:06:44
3	2009-11-09	3986	69.4	r	16:11:40
4	2009-11-11	3728	69.8	r	17:59:04
5	2010-08-27	9069	102.7	g	18:50:43
6	2010-08-27	4506	102.7	g	21:21:47
7	2010-08-27	1566	27.2	g	23:07:10
8	2010-08-27	904	102.7	g	23:33:59
9	2010-08-27	7800	102.7	g	23:49:06
10	2010-08-28	9743	102.7	g	18:21:52
11	2010-08-28	9742	102.7	g	21:04:15
12	2010-08-28	6391	102.7	g	23:46:32
13	2011-07-12	1771	123.5	g	23:01:07
14	2011-07-12	7191	123.5	g	23:30:38
15	2011-09-28	2560	390.6	g	18:12:00
16	2011-09-28	2560	390.6	g	18:55:25
17	2011-09-28	2560	390.6	g	19:39:52
18	2011-09-28	2560	390.6	g	20:23:12

струментами высокого временного разрешения были приборы на основе фотоумножителей (см., например, Шевалье, Боназола и Иловайский 1976; Царевский и Шварцман 1977). Однако, эти приборы имели существенные недостатки: как правило, они не позволяли строить изображения, что важно для исправления вариаций яркости, вносимых атмосферой; а также они имели малую квантовую эффективность, менее 0.2-0.3, что существенно понижало чувствительность инструментов. С развитием технологий ПЗС-матриц, особенно ПЗС матриц с электронным умножением, появилась возможность строить изображения неба за очень малые временные интервалы, квантовая эффективность быстрых фотометров возросла в несколько раз (см., например, обзор инструментов в работе Канбах и др. (2014)). В 2009 году ПЗС-матрица с электронным умножением была установлена на Российско-Турецкий Телескоп РТТ150, что открыло возможность получать фотометрические ряды с временным разрешением до нескольких миллисекунд.

Наблюдения системы LS Peg (изображение поля источника приведено на рис.5.7) были выполнены на Российско-Турецком 1.5м телескопе РТТ150 в период 2009-2011 гг с использованием ПЗС фотометра, установленного в фокусе Кассегрена $f = 1/7.7$. Журнал наблюдений, использованных при построении усредненного спектра мощности, представлен в Таблице 5.1. Для получения кривой блеска наилучшего качества использовался метод дифференциальной фотометрии. В данном методе поле наблю-

дения ПЗС матрицы выбирается так, чтобы помимо исследуемой звезды туда попала яркая непременная звезда - "звезда сравнения".

При извлечении кривой блеска, используя наблюдения звезды сравнения, можно частично избавиться от переменности, привносимой в кривую блеска вариациями, связанными с атмосферой. Простейший метод учета этих вариации - просто нормировать текущий поток исследуемой звезды на поток звезды сравнения. Именно такой подход мы использовали при обработке данных.

При наблюдении промежуточного полярра LS Peg в качестве звезды сравнения использовалась ближайшая яркая непременная звезда TYC 1134-178-1, угловое расстояние между звездами составляет 1.5 угловые минуты. Наблюдения проводились в фильтрах r и g . В фильтре g обе звезды имеют величину ~ 11.6 , в фильтре r звезда сравнения имеет величину ~ 10 , в то время как LS Peg порядка 12.

Список наблюдений с указанием продолжительности наблюдений, даты и фильтра приведен в таблице 5.1.

Средняя продолжительность наблюдений LS Peg, полученных на телескопе РТТ-150, составляла порядка 30 мин. На данном масштабе времени светимость промежуточных полярров может меняться, что видно из спектра мощности. Если предполагать, что вариации темпа аккреции создаются в аккреционном диске, а течение вещества сквозь точку либрации постоянно, то для нормировки кривой блеска следует использовать среднее значение светимости звезды за все время наблюдений, а не за конкретный период. Необходимо заметить, что вклад переработанного рентгеновского потока в оптический может меняться в зависимости от спектрального диапазона наблюдений. Поэтому нормировка спектра мощности кривых блеска в наблюдениях, выполненных с разными фильтрами, может быть различна. В наблюдениях, выполненных на телескопе РТТ-150, использовались фильтры r и g , при построении спектра мощности набора кривых блеска из этих фильтров использовалась своя нормировка для каждого фильтра.

5.4.1 Параметры наблюдений

Фотометрические измерения проводились при помощи ПЗС матрицы iXon DU-888 фирмы ANDOR. Матрица с обратной засветкой iXon DU-888 разделена на 1024×1024 элемента, в указанном фокусе телескопа имеет угловой размер приблизительно 4×4 угловых минуты. Матрица оснащена электронным умножением (EMCCD), что позволяет значительно уменьшить влияние шума считывания при работе на очень малых временах экспозиции и, следовательно, использовать ее для измерения яркости. Матрица охлаждается электронным образом до температуры -60 С.

Минимальное время одной экспозиции составляет порядка 1мс, изображение всего поля со считыванием всех элементов матрицы (1024×1024) может быть получено 8 раз в секунду, при уменьшении области считывания и сбивании строчек считывания время считывания данных с матрицы может быть уменьшено до значений порядка 1-3 мсек.

Фотометрические измерения яркости LS Peg проводились в следующем режиме. Изображение неба вокруг источника шириной около 14 угл.секунд, сложенное в вер-

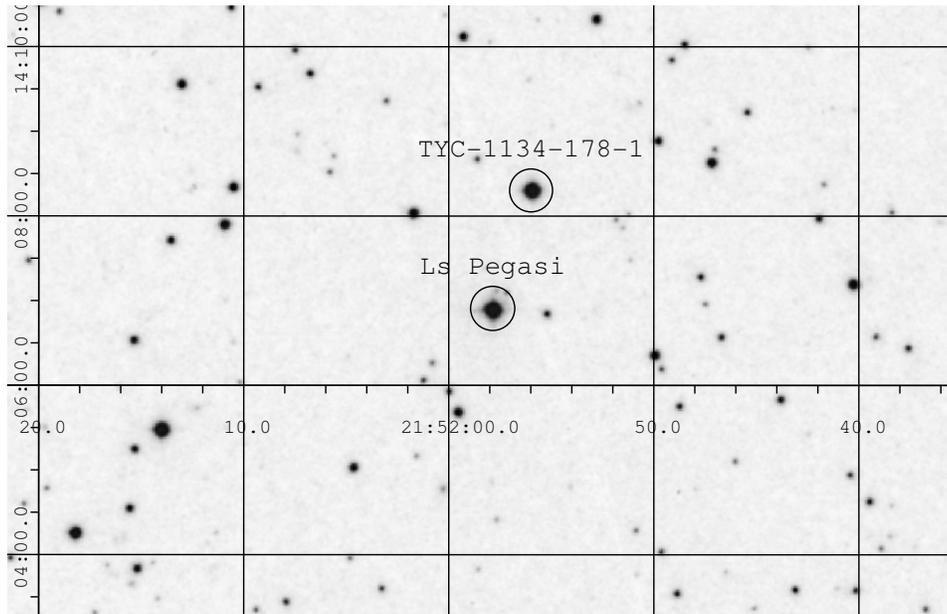


Рис. 5.7. Наблюдаемая переменная звезда LS Pegasi(промежуточный поляр) и звезда сравнения TYC 1134-178-1

тикальном направлении, записывалось в одномерную полосу. Для того, чтобы учесть влияние атмосферы на фотометрические измерения яркости источника, ориентация полосы считывания матрицы подбиралась таким образом, чтобы захватить неизменную звезду TYC 1134-178-1 (см. рис. 5.7) для последующего дифференциального фотометрирования нашего объекта. Для контроля за поведением атмосферы в начале и в конце ночи проводились специальные наблюдения пар неизменных звезд вблизи от LS Peg.

Для определения яркости звезд использовалась апертурная фотометрия. Для вычитания фоновой засветки матрицы использовалась линейная аппроксимация засветки в двух областях вокруг апертуры звезды. Из зоны, в которой происходит аппроксимация фона и интегрирование потока звезды, исключались области, содержащие дефекты матрицы или слабые звезды, наличие которых может приводить к некорректной оценке положения исследуемых звезд и их фотонного потока, а так же к неправильной оценке фона в апертуре исследуемых звезд. Размер апертуры для получения фотонного потока был выбран одинаковым для обеих звезд и для всех наблюдений. Совокупная переменность Пуассоновского шума и переменности атмосферы невелика для большинства наблюдений для выбранной апертуры рис.5.2.

5.4.2 Аккреционный диск в системе *LS Pegasi*

В результате усреднения спектров мощности после учета вклада атмосферного и Пуассоновского шума и перенормировки от кривых блеска за все время наблюдений был получен итоговый оценочный спектр мощности рис.5.8. В полученном спектре мощности хорошо виден слом на частотах порядка 5×10^{-3} Гц, где зависимость амплитуды переменности от частоты переходит от степенного закона с наклоном порядка $P \propto f^{-1}$ к степенному закону с большим наклоном. Как было показано в статьях Ревнивцев и др. (2009, 2010), данный эффект, скорее всего, связан исчезновением внутренней части аккреционного диска из-за влияния магнитосферы белого карлика и частота слома примерно соответствует Кеплеровскому времени на внутреннем радиусе аккреционного диска.

Аппроксимируя полученный спектр мощности аналитической функцией, имеющей вид степенного закона со сломом (см. часть 3.1), были получены следующие значения наклонов степенного закона до: ≈ -1.5 и после слома: ≈ -2.7 , частота $f_{\text{break}} \approx 5.6 \cdot 10^{-3}$ Гц. Исходя из полученного значения частоты и предположения, что масса белого карлика равна солнечной, внутренний радиус аккреционного диска оказывается равным

$$R_{\text{in}} = \left[\frac{GM_{\text{wd}}}{(2\pi f)^2} \right]^{1/3} \approx 4 \times 10^9 \text{ см}$$

Важно отметить, что время падения вещества с внутреннего края диска на поверхность белого карлика составит порядка $\tau \approx 27$ сек, что хорошо согласуется с наблюдаемой асимметрией функции кросс-корреляции между рентгеновским и оптическим потоком, полученной по данным телескопа XMM-Newton (см. рис.5.4).

5.4.3 Результаты

Спектр мощности, полученный после усреднения результатов анализа всех наблюдений, приведен на рис.5.8. Несмотря на то, что временное разрешение наших фотометрических рядов соответствует предельной частоте около 100 Гц, из-за конечной точности фотометрических измерений мы можем поставить только верхние пределы на значения мощности на частотах выше ~ 0.5 Гц. Поэтому на рис. 5.8 спектр мощности приведен только до частоты 10 Гц.

Для того, чтобы убедиться в отсутствии влияния функции прямоугольного окна на вид спектра мощности, при построении спектра мощности кривые блеска умножались на окно Ханна

$$W_{\text{Hann}}(n) = 0.5 \left[1 - \cos \left(\frac{2\pi n}{N-1} \right) \right] \quad (5.1)$$

где n - порядковый номер измерения в кривой блеска, N - полное количество измерений в кривой блеска. Данная процедура позволяет избавиться от искусственного завышения оценки мощности переменности, появляющегося в спектрограммах из-за утечки мощности с малых Фурье-частот при Фурье-анализе кривых блеска, имеющих существенно

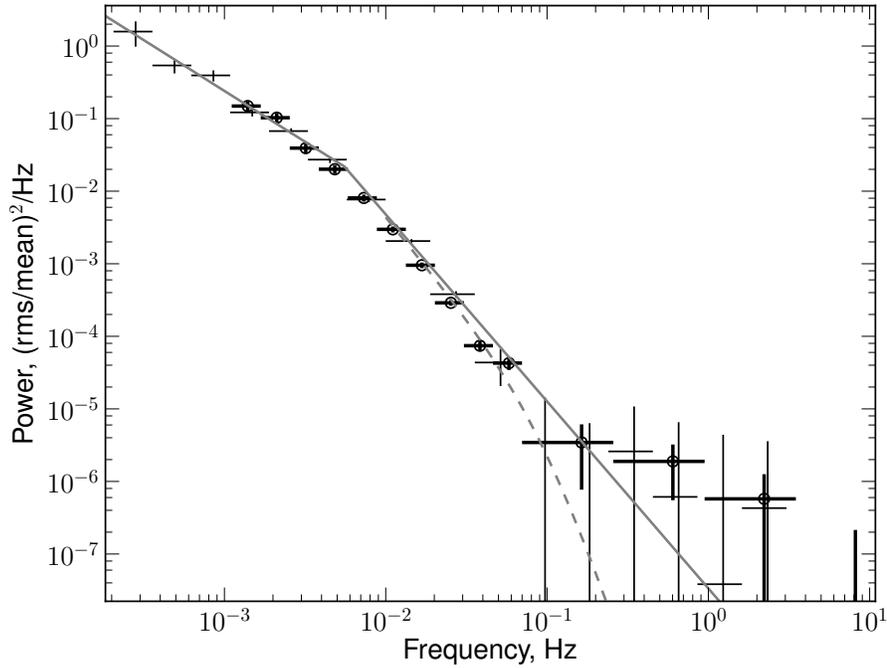


Рис. 5.8. Общий вид полученного усредненного за 18 наблюдений спектра мощности LS Peg. Излом спектра мощности на частоте $5.7 \cdot 10^{-3}$ Гц, по всей видимости, возникает из-за обрезания внутренней части диска магнитосферой белого карлика. Пунктирной кривой показана модель спектра мощности с изломом, возникающим из-за замыкания переменности горячей зоны за счет конечного времени остывания в ней. Кружками показаны значения спектра мощности, полученные методом разности спектров мощности звезды и звезды сравнения(см.текст). Спектр мощности переменности кривой блеска, полученной методом дифференциальной фотометрии, обозначен точками без маркеров.

разные значений яркости в начале и в конце наблюдений. Из рис.5.9 видно, что влияние функции окна на получаемые спектры мощности незначительно.

Полученный спектр мощности был проанализирован с целью поиска возможных квазипериодических осцилляций на разных частотах. Для этого для фиксированного набора частот искался верхний предел (95%) на значение амплитуды КПО с добротностью $Q = f/\Delta f = 2.5$. Аналитическая функция, описывающая степенной закон с КПО, на высоких частотах спектра мощности LS Peg имела вид:

$$P = n f^{-\alpha} + \frac{S^2 Q f_{\text{qpo}}}{\pi((Q f_{\text{qpo}})^2 + (f - f_{\text{qpo}})^2)}$$

Получено, что амплитуды переменности квазипериодических осцилляций LS Peg, если они есть, в диапазоне частот 0.01 - 3 Гц не превышают 0.3% - 0.4% рис.5.10. Т.е. мож-

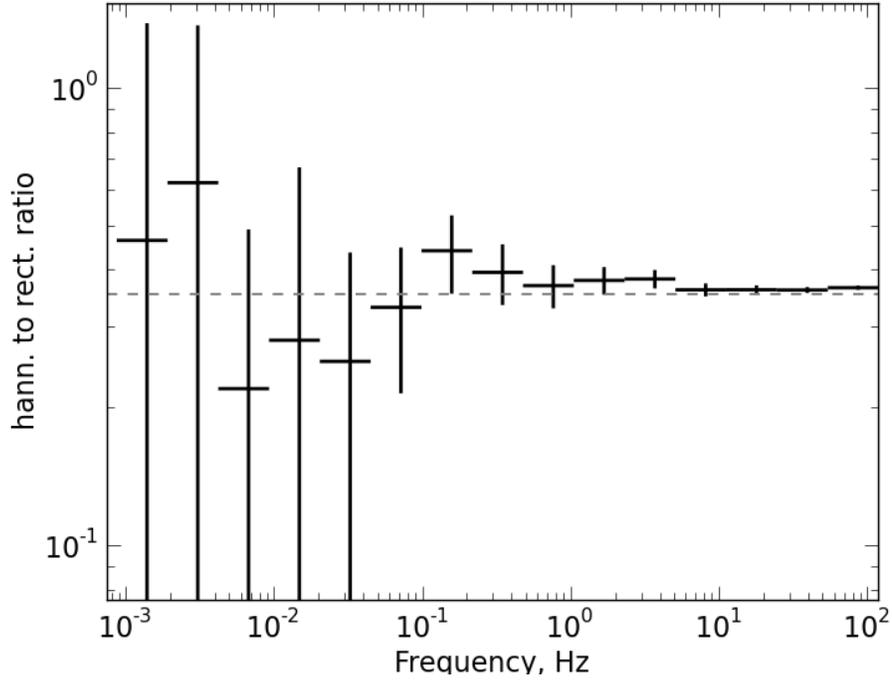


Рис. 5.9. Отношение спектра мощности, полученного непосредственно из кривой блеска (т.е. с прямоугольным окном) к спектру мощности, полученного из кривой блеска, домноженной на окно Ханна. Штриховой прямой обозначен уровень, соответствующий нормировочному коэффициенту окна Ханна.

но сказать, что мы явно не наблюдаем наличие глобальной тепловой неустойчивости аккреционной колонки на поверхности белого карлика в системе LS Peg.

С помощью модельной функции степенного закона с изломом был поставлен 95% нижний предел на значение частоты слома (или верхний предел на времени остывания вещества в горячей зоне аккреционной колонки). Полученный нижний предел на частоту слома составил $f_{\text{break}} > 0.1$ Гц, т.е. время остывания $\tau < 10$ сек.

Для определения удельного темпа аккреции из значения предела на время остывания использовался алгоритм численного решения профиля течения вещества в ударной волне, описанный в главе 2.4. Предполагалось, что белый карлик, на который происходит аккреция, имеет массу $M_{\text{wd}} = 0.7M_{\odot}$ (Тэйлор и др., 1999) и размер $R_{\text{wd}} = 0.83 \times 10^9$ см. Для времени остывания $\tau < 10$ сек полученное значение удельного темпа аккреции $\dot{M}/A > 0.5 \text{ г см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

Для промежуточного поляр LS Peg нет надежных измерений расстояния и темпа аккреции. Для оценки темпа аккреции в системе можно воспользоваться эмпирическим соотношением между рентгеновской светимостью системы и орбитальным периодом, которое хорошо описывает наблюдаемое отношение этих параметров для промежуточных поляр, где эти значения измерены $L_x = 2.3 \times 10^{31} P_h^{3.2}$ эрг/сек, где P_h - орбитальный

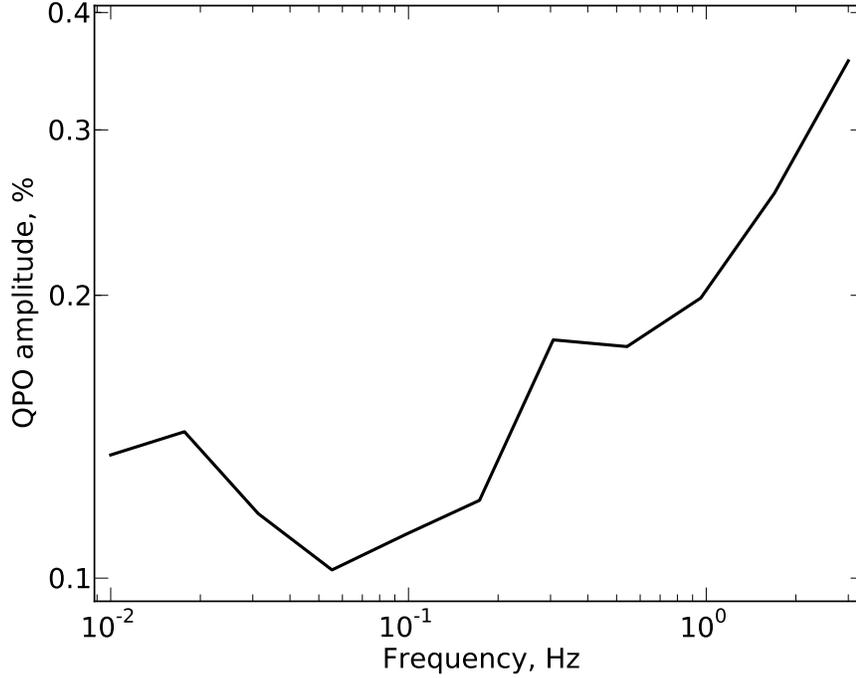


Рис. 5.10. Верхний предел на значение амплитуды квазипериодических осцилляций в кривой блеска LS Peg, имеющих вид Лоренцианы с добротностью $f/\Delta f = 2.5$, как функция частоты центроида Лоренцианы.

период систем, измеренный в часах. Исходя из наблюдаемого орбитального периода LS Peg $T = 0.174774$ дня, его рентгеновская светимость должна быть порядка $L_x \sim 2 \times 10^{33}$ эрг/сек, что соответствует темпу аккреции

$$\dot{M} = \frac{L_x R_{\text{wd}} R_{\text{in}}}{GM_{\text{wd}}(R_{\text{in}} - R_{\text{WD}})} \approx 2.3 \cdot 10^{16} \text{ г/сек} \approx 3.6 \cdot 10^{-10} M_{\odot}/\text{год}$$

здесь L_x - рентгеновская светимость белого карлика, R_{wd} - радиус белого карлика, M_{wd} - его масса, R_{in} - радиус внутреннего края аккреционного диска, с которого вещество падает на поверхность БК по силовым линиям магнитосферы.

На основе измеренного предела на частоту слома, были получены следующие ограничения на параметры аккреционного течения. Высота горячей зоны $h \approx \tau v_{ff}/7 < 0.7 \times 10^9$ см (для получения некоторых оценок, ввиду несильного ограничения на время остывания, будут использоваться простые аналитические соотношения полученные с помощью решения стационарного течения Ву (см. 2.4)). Площадь сечения аккреционной колонки у поверхности белого карлика $A < 3.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^2 < 5 \times 10^{-2} (4\pi R_{\text{wd}}^2)$

Средняя плотность вещества в горячей зоне $\rho > \dot{M}\tau/(hA) = 10^{-9} \text{ г/см}^3$. Данные ограничения согласуются с общим представлением о структуре колонки и параметров вещества в ней, часто используемых в литературе.

Таблица 5.2. Предполагаемые параметры системы EX Hya

Параметр	Значение	Ref
Орбитальный период, час	1.63	
Масса БК, M_{WD}	$0.79 M_{\odot}$	1
Радиус БК, R_{WD}	0.7×10^9 см	1
Радиус звезды компаньона, R_2	1.04×10^{10} см	1
Внутренний радиус аккреционного диска, R_{in}	1.9×10^9 см	2,3
Магнитное поле на поверхности белого карлика, B	< 1 МГс	4
	$\sim 7 - 8$ kG	5
Темп Аккреции, \dot{M}	3×10^{15} г с $^{-1}$	6
Расстояние между звездами, a	4.68×10^{10} см	1
Наклонение системы, i	77.8°	7
Светимость системы, L_x	2.6×10^{32} erg/sec	1

1 - Бьюрманн и Рейнх (2008), 2 - Сигель и др. (1989), 3- Ревнивцев и др. (2011), 4 - Харрисон и др. (2007), 5 - если предположить что радиус магнитосферы соответствует внутреннему радиусу диска R_{in} , 6 - из светимости и внутреннего радиуса аккреционного диска $L_x \approx GM_{\text{WD}}\dot{M}(1/R_{\text{WD}} - 1/R_{\text{in}})$, 7 - Хельер и др. (1987)

Если допустить, что площадь аккреционной колонки на поверхности белого карлика в системе LS Peg составляет $2.5 \times 10^{-3}(4\pi R_{\text{wd}}^2) \approx 3 \cdot 10^{16}$ см 2 (см., например, Розен 1992), то характерное время остывания окажется порядка $\tau \approx 1.2 \cdot 10^{-24} AM^{-1}(M/R)_{\text{wd}} = 1.5$ сек, и слом спектра мощности следует ожидать на частоте $f_0 = 1/\tau \approx 0.7$ Гц. Для того, чтобы достичь чувствительности достаточной для регистрации излома в спектре мощности на этой частоте, необходимо существенное увеличение чувствительности фотометрических измерений, что достижимо лишь на телескопах большего размера, чем РТТ150.

5.5 Оптические наблюдение EX Hya

Двойная система EX Hya является одним из наиболее ярких промежуточных полярнов на небе. Данная система довольно хорошо изучена (см. таблицу 5.2). Не смотря на то, что LS Peg и EX Hya демонстрируют приблизительно одинаковый оптический поток, EX Hya выгодно отличается близким расположением (порядка 60 пк) и низким темпом аккреции ($\dot{M} \approx 3 \times 10^{15}$ г/сек). Кроме того, ряд измерений указывает на то, что внутренний радиус диска у EX Hya всего в 2 - 2.5 раза больше радиуса белого карлика (Ревнивцев и др., 2011; Сигель и др., 1989; Хельер и др., 1987). С точки зрения поиска времени остывания вещества горячей зоны аккреционной колонки по аперидической переменности, данная система, вероятно, является одним из наилучших объектов неба: благодаря относительно низкому темпу аккреции можно ожидать большее время остывания вещества в аккреционной колонке, небольшой внутренний радиус диска приводит к относительно высокой амплитуде аперидического шума на частотах выше 0.01 Гц.

Таблица 5.3. Список наблюдений промежуточного поляра EX Нуа, проведенных телескопами обсерватории SAAO.

Дата	dt , сек	Эксп., сек	Начало, UTC	Прибор	Фильтр
15.04.2010	1.0	5100	19:37	HIPPO	R
17.04.2010	1.0	4700	23:21	HIPPO	R
18.04.2010	1.0	4600	19:43	HIPPO	R
29.03.2012	0.067	3239	02:52	SHOC	White light
02.04.2012	0.067	3500	03:00	SHOC	R
07.05.2012	0.1	2500	23:00	SALTICAM	CLR-S1
07.02.2013	0.16	3760	23:50	SHOC	White light
07.04.2013	0.1	1064	01:35	BVIT	White light
02.08.2013	0.16	5118	00:53	SHOC	White light
15.06.2013	0.057	7485	17:08	SHOC	R
17.06.2013	0.032	7106	16:43	SHOC	R
18.06.2013	0.032	3923	16:51	SHOC	R
18.06.2013	0.032	4102	18:03	SHOC	B

5.5.1 Оптические наблюдения SAAO

EX Нуа расположен на южном небе и не доступен для наблюдений российскими телескопами. Для оптических наблюдений EX Нуа была подана заявка и получено время на наблюдения с помощью телескопов Южно Африканской Астрономической Обсерватории (SAAO). В составе обсерватории есть 11 метровый телескоп SALT (South African Large Telescope), 1.9 метровый телескоп и несколько телескопов меньшего размера.

Телескоп SALT (11м), на котором была проведена часть наблюдений, отличается от обычных телескопов. Для получения изображения звездного неба прибор телескопа, регистрирующий изображение, движется в фокусе неподвижного сферического зеркала. Данная схема позволяет отказаться от дорогой полноповоротной монтировки телескопа, однако, в данной схеме телескоп имеет ограничения на зенитные углы объектов, доступных для наблюдения ($47^\circ - 59^\circ$). Из-за данной особенности прибора максимальное время непрерывного наблюдения объектов не превышает 3-4 часов. Так как ожидается, что время остывания вещества в аккреционной колонке меньше 1 секунды, данная особенность телескопа не мешает в поиске замывания переменности кривых блеска.

Зеркало телескопа состоит из 91 шестиугольных пластин размерами 1.2 метра каждая. Качество зеркал и атмосферы обеспечивает качество изображения (размазывание точечного объекта на небе) порядка $0.8''$.

На телескопе SALT установлено два прибора, обеспечивающих высокое временное разрешение фотометрических наблюдений: SALTICAM - прибор, состоящий из двух быстрых CCD матриц или BVIT - фотометр на микроканальном фотоумножителе.

Так же для нашего анализа мы использовали данные наблюдения 1.9м телескопа В фокусе 1.9 метрового телескопа была установлена быстрая CCD матрица Andor iXon, аналогичная той, которая использовалась на телескопе PTT150.

5.5.2 SALTICAM

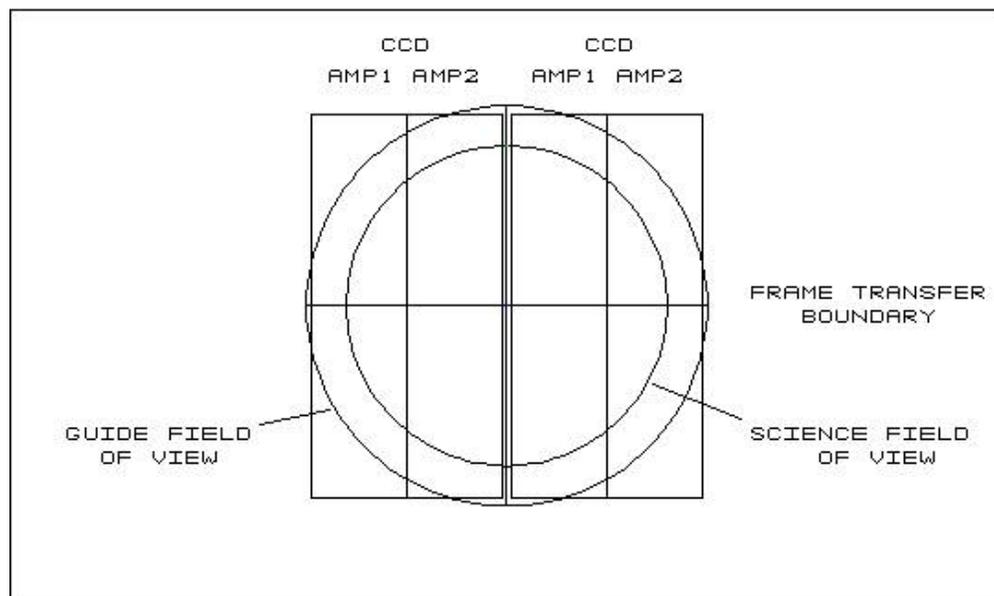


Рис. 5.11. Схематическое изображение композиции детектора CCD фотометра SALTICAM.

SALTICAM - это основной прибор 11-м телескопа, SALT - CCD фотометр, состоящий из двух CCD пластин (E2V 44-82 производства Andor) с разрешением 2048x4052 пиксела, размер каждого пиксела 15мкм (рис.5.11). Каждый из CCD детекторов оснащен двумя усилителями, поэтому регистрируемые потоки от одной звезды на разных сторонах CCD могут меняться. Поле зрения прибора составляет 8 угловых минут.

Считывание сигнала CCD матрицы происходит построчно на нижней границе матрицы. Во время считывания все изображение медленно опускается к нижней границе. Скорость считывания приблизительно 7×10^{-4} секунды на полосу, т.е. на чтение полного изображения фотометру требуется порядка 1.5 секунд.

Прибор позволяет проводить наблюдения с высоким временным разрешением. Для получения высокого временного разрешения прибор работает в режиме Slot Mode (Однохвостом и др., 2006). В этом режиме перед массивом CCD расположена "горизонтальная" (если смотреть на схеме 5.11) щель, занимающая 144 строчки ПЗС матрицы (угловой размер около двадцати угловых секунд).

Матрица прибора позволяет производить быстрое смещение всего изображения, во время которого полосы на нижней границе не считываются. Между верхней и нижней половиной ПЗС находится "граница переноса". Изображения с каждой стороны от границы переноса могут сдвигаться независимо. При этом, если изображение в нижней части границы движется, а изображение верхней не сдвигается, то верхняя часть нижней половины матрицы оказывается незаполненной. Данные технические особенности используются для реализации быстрого считывания части изображения матрицы.

В режиме "щели" SALTICAM работает следующим образом: исследуемый объект расположен в верхней половине матрицы непосредственно над границей переноса. В начале наблюдений начинается накопление фотонов за время экспозиции в верхней части ПЗС-матрицы, причем фотоны регистрируются только под щелью, так как остальная часть матрицы закрыта. В конце кадра все изображение быстро смещается на 144 полосы вниз, при этом 144 полосы, расположенные у границы считывания, не регистрируются. Начинается новая экспозиция, в это время в нижней половине матрицы происходит медленное считывания 144 полос. Разрешение матрицы таково, что в нижней половине содержится нечетное количество массивов по 144 полоски. Нижняя половина матрицы заполняется частями изображения из верхней CCD, и пустыми полосами, появляющимися во время медленного считывания нижней части CCD, когда верхняя часть не двигается и происходит экспозиция. Во время сдвижки на 144 полосы, переводящей часть изображения из верхней половины CCD в нижнюю, теряются пустые 144 полоски, находящиеся на момент сдвижки в нижней части нижней половины матрицы.

В результате в режиме "щели" SALTICAM может вести непрерывную съемку части изображения, состоящей из 144 полос, с временным разрешением 0.1 секунды. Смещение изображения во время быстрого переноса 144 полос из верхней части происходит за конечное время - около 140 мс. Так как на приборе не установлен затвор, во время быстрого смещения изображения в районе звезды образуется вертикальная полоса. Нельзя с уверенностью сказать, что данные полосы не содержат сигнала связанного с насыщением ПЗС (засветкой). Если такой сигнал присутствует он может приводить к модификациям спектра мощности на масштабах времени считывания всей верхней части CCD - порядка 1.4 секунды. Поэтому вклад данной полосы следует учитывать при подсчете текущей светимости звезды.

Изображение SALTICAM в режиме SLOTMODE сбивается по 6х6 пикселей, в результате разрешение конечного изображения составляет 24х682 элемента. Из-за того, что между плоскостью щели и поверхностью ПЗС матрицы есть свободное пространство, фон в изображениях оказывается неоднородным - количество отсчетов засветки падает по краям изображения. Чтобы данный эффект не приводил к неправильному учету фона в апертуре звезды, во время анализа область с пониженным фоном исключалась. В результате для обработки использовались кубы данных, с разрешением 18х670 элементов, по третьей оси - порядковый номер в наборе интервалов, в которых копились экспозиции отдельных кадров.

Прибор SALTICAM из-за технических особенностей считывания и записи изображения может пропускать несколько кадров каждые 6.2 секунды. Это приводит к появлению периодических пропусков в кривой блеска продолжительностью 0.1 - 0.6 секунды каждые 6.2 секунды. По этой причине при построении спектров мощности на частотах ниже $1/6.2 \approx 0.16$ Гц возможны искажения. Для того, чтобы избежать этих искажений мы строили спектры мощности отдельно на частотах выше 0.16 Гц, анализируя набор непрерывных измерений по 6.2 секунд, и на частотах ниже 0.08 Гц, анализируя кривые блеска с временным разрешением 6.2 секунды.

Для получения кривой блеска был использован следующий алгоритм, имеющий некоторые отличия от набора стандартных процедур получения кривой блеска с прибора SALTICAM - PySALT SLOTTOLs (Крауфорд и др., 2010). Поток от звезды измерялся в апертуре фиксированного размера, расположенной вокруг взвешенного центра звезды ($x = \sum_{ij} c_{ij}i / \sum_{ij} c_{ij}$, $y = \sum_{ij} c_{ij}j / \sum_{ij} c_{ij}$ где c_{ij} - количество отсчетов, в пикселе с координатами i, j). Предполагалось, что задний фон имеет постоянное значение в окрестности звезды. Это значение было оценено как медианное значение числа отсчетов в пикселах в двух прямоугольных зонах справа и слева от звезды см. рис.5.12. Из просуммированных отсчетов звезды исключался ожидаемый вклад вертикальной яркой полосы. Для этого строился средний горизонтальный профиль полосы, в зонах под и над звездой и вычислялся вклад полосы с таким профилем в апертуре звезды.

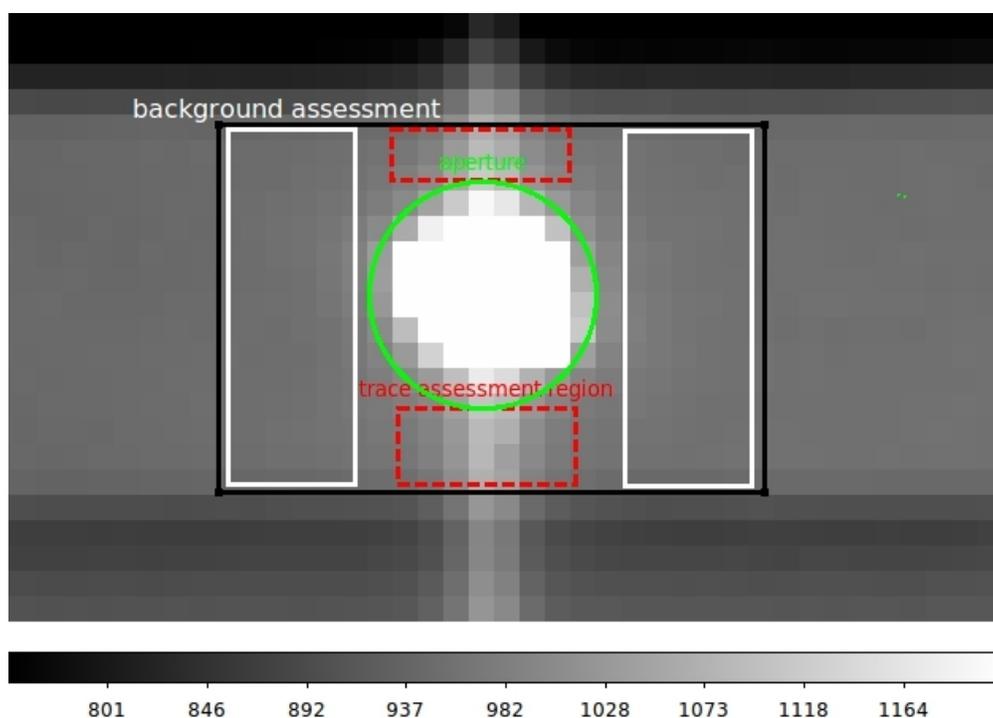


Рис. 5.12. На рисунке показаны области, используемые для оценки значения заднего шума (прямоугольные области слева и справа от звезды), полосы накопления фотонов во время смещения изображения (прямоугольные области под звездой). Поток от звезды собирается в центральной круговой апертуре размером 4.5 пиксела.

С помощью прибора SALTICAM EX Нуа наблюдалась около 2500 секунд. Для того, чтобы учесть влияние атмосферы текущий поток EX Нуа делился на поток от звезды сравнения 2MASS J12523138-2914023. Большой размер зеркала телескопа позволяет собирать большее количество фотонов от звезды в единицу времени, что уменьшает Пуассоновский шум в измеряемых кривых блеска. Так же в кривых блеска больших телескопов оказывается значительно подавлена переменность, связанная с атмосферой.

Данные особенности позволяют получать спектры мощности переменности исследуемых звезд с высокой значимостью на высоких частотах.

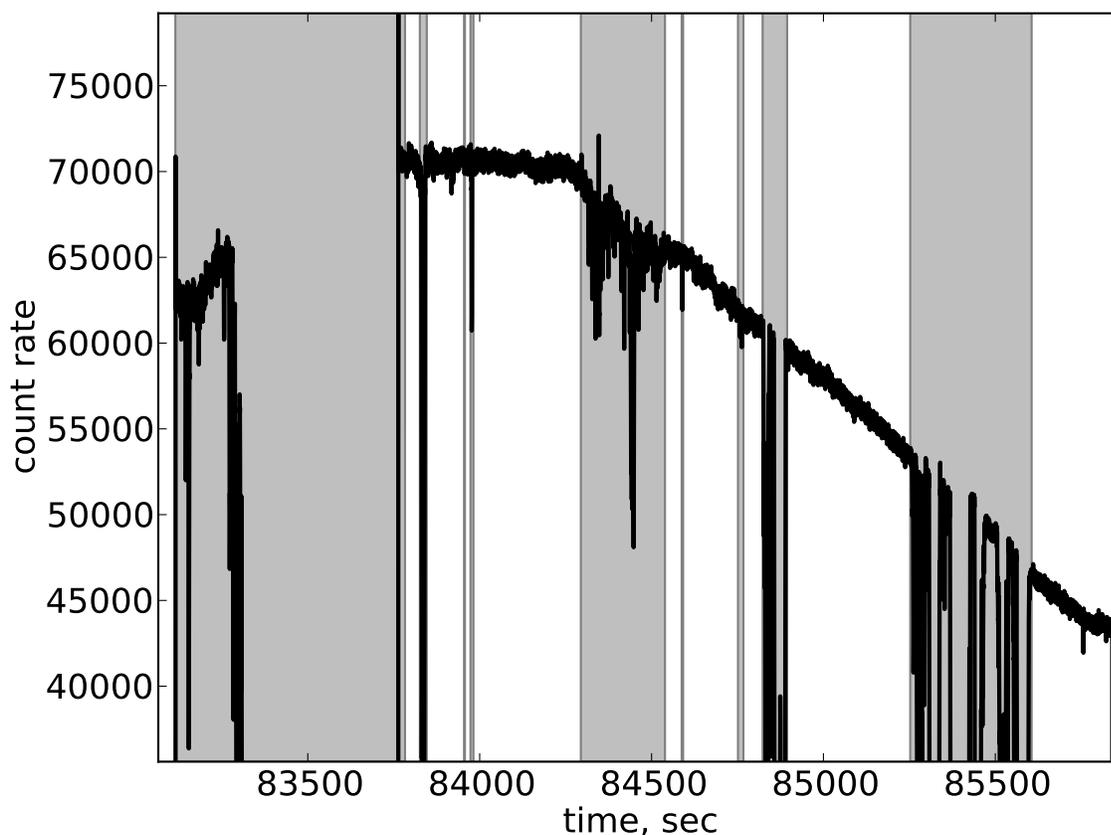


Рис. 5.13. Темп счета звезды сравнения при наблюдении EX Нуа. Из-за облачности часть данных не пригодна для анализа. Области, закрашенные серым цветом, были исключены из анализа.

Из-за плохих погодных условий только часть полученных в процессе наблюдений данных была пригодна для анализа переменности звезд. Часть наблюдений были исключены из анализа. Непригодные для получения спектров мощности переменности EX Нуа части наблюдений определялись при помощи кривой блеска звезды сравнения рис.5.13, области, исключенные из анализа, закрашены серым цветом.

Продолжительность использованных для анализа наблюдений составила 1340 секунд. Пример части кривой блеска EX Нуа, полученной с помощью прибора SALTICAM, приведен на рис.5.14.

Спектры мощности переменности кривой блеска промежуточных полярных звезд, как правило, имеют вид степенного закона $P f^{-\alpha}$ с наклоном $\alpha > 2$ на частотах выше 0.1 Гц (см. например, Ревнивцев и др. 2010). Это означает, что спектры мощности коротких

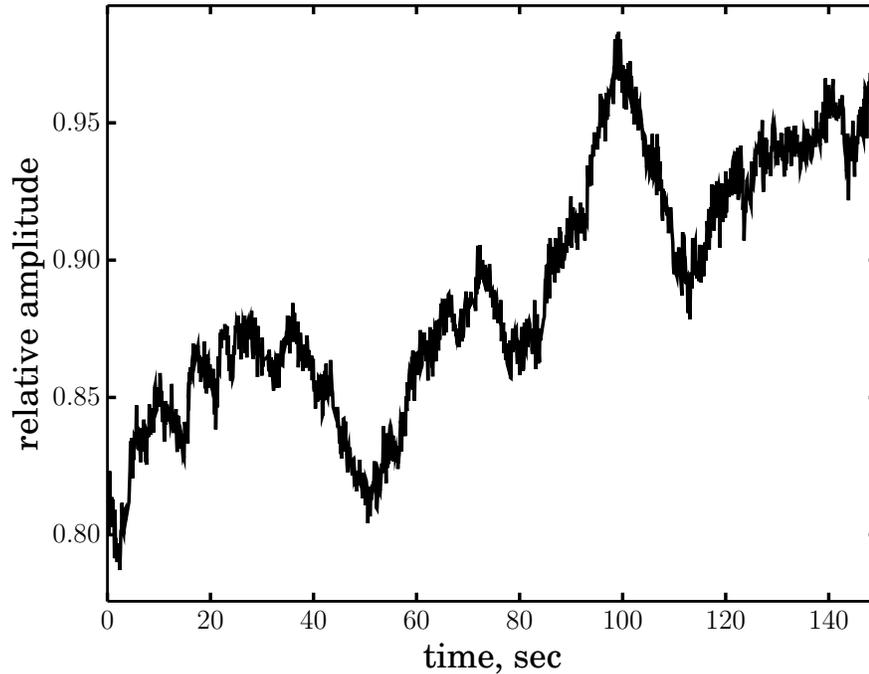


Рис. 5.14. Элемент кривой блеска EX Нуа. На данной кривой блеска хорошо видна аperiodическая переменность яркости источника вплоть до временных масштабов порядка одной секунды.

кривых блеска продолжительностью 6.2 секунды, используемых в анализе, из-за значительной амплитуды переменности источника будут искажены влиянием функции окна. Для того, чтобы избежать воздействия функции окна на спектр мощности, при анализе, отдельные кривые блеска умножались на оконную функцию Ханна (см. формулу 5.9). Итоговый спектр мощности EX Нуа в единицах $(\text{rms}/\text{mean})^2 \text{Гц}^{-1}$ (см. например Миямото и др. 1991) был получен усреднением спектров мощности, полученных из отдельных кривых блеска (см. часть 3).

Спектр мощности переменности EX Нуа по данным SALTICAM приведен на графике 5.15. В полученном спектре мощности нет указания на излом вплоть до частот порядка 1 Гц. Спектр мощности переменности EX Нуа может быть описан степенным законом $P = af^{-\alpha}$ с амплитудой $a \approx 2 \times 10^6 (\text{rms}/\text{mean})^2/\text{Гц}$, и наклоном $\alpha \approx 2.5$. Амплитуда Пуассоновского шума оказалась порядка $P_{\text{Poiiss}} \sim 8 \times 10^{-6} (\text{rms}/\text{mean})^2/\text{Гц}$. На амплитуду мощности из-за атмосферных сцинтилляций можно поставить 95% предел при помощи модельной функции $P_{\text{atm}} = A(1 + (f/f_0)^2)^{-0.3}$ где $f_0 = 0.8 \text{Гц}$. Верхний предел на амплитуду переменности атмосферных сцинтилляций на частоте 1 Гц составил $P_{\text{atm}} < 5 \times 10^{-6} (\text{rms}/\text{mean})^2/\text{Гц}$.

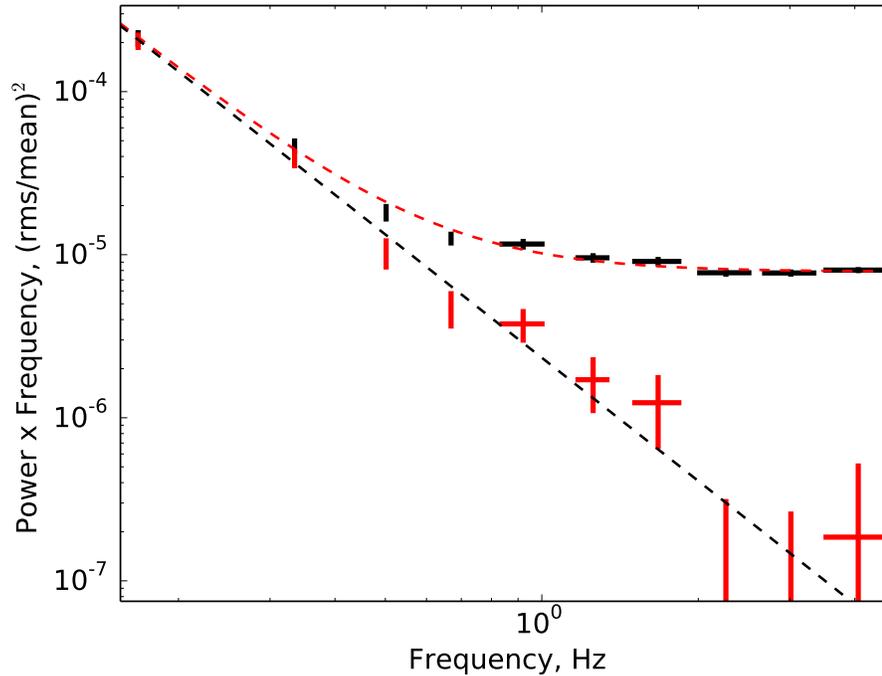


Рис. 5.15. Спектр мощности EX Hyа, полученный после усреднения спектров мощности набора шестисекундных кривых блеска. Верхние черные кресты показывают спектр мощности с вкладом Пуассоновского шума. Нижний набор крестов – собственный спектр мощности переменности EX Hyа, после вычитания модели Пуассоновского шума. Пунктирная кривая показывает степенной закон с наклоном $\alpha = 2.5$.

5.5.3 BVIT

BVIT (The Berkley Visisble Image Tube) - второй прибор высокого временного разрешения, который в настоящее время работает на телескопе SALT. BVIT - фотометр на микроканальном фотоумножителе с квантовой эффективностью около 15% и угловым разрешением 0.32". Данный прибор записывает данные в формате списка событий в поле зрения диаметром 1.6 угловой минуты с временным разрешением 25 наносекунд. Ввиду большого числа событий, для уменьшения количества выходных данных, кривые блеска исследуемой звезды, звезды сравнения и фона могут формироваться непосредственно во время работы прибора. Для этого происходит подсчет событий внутри заранее выбранных апертур.

Полученные в результате работы прибора кривые блеска имели временное разрешение 0.01 и 0.1 секунды. Получение итоговых кривых блеска из сырых данных прибора BVIT осуществлялась сотрудниками обсерватории с помощью пакета стандартных программ обработки (Велш и др., 2012).

Средний темп счета регистрации событий прибором BVIT для EX Нуа без вычитания фона составляет 5900 событий в секунду, средний темп счета заднего фона порядка 900 событий в секунду. Темп счета фона не постоянен и содержит как высокочастотные, так и низкочастотные вариации.

Так как простое вычитание кривой блеска фона из кривой блеска EX Нуа приводит к значимому увеличению ошибки измерений, для учета фона использовалась модельная кривая. Для этого кривая блеска фона была аппроксимирована полиномом третьей степени.

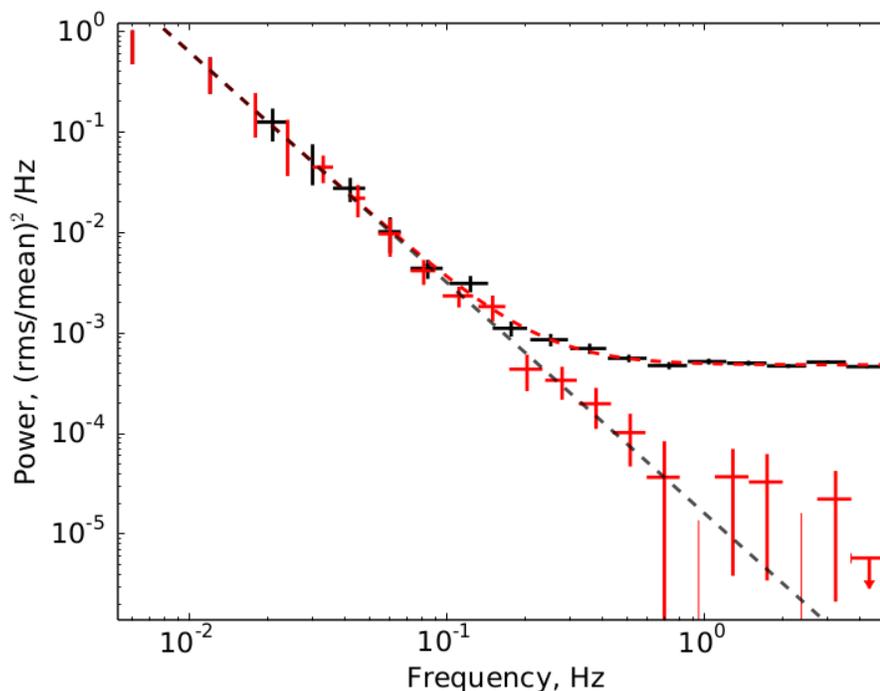


Рис. 5.16. Спектр мощности кривой блеска EX Нуа, снятой при помощи прибора BVIT. Черными крестами обозначен спектр мощности без вычтенного модельного значения амплитуды Пуассоновского шума, красными крестами показан спектр мощности после вычитания Пуассоновского шума. Наклон спектра мощности $\alpha = 2.48$

Итоговый спектр мощности EX Нуа по данным прибора BVIT представлен на рис.5.16. Низкая ($\sim 13\%$) по сравнению с SALTICAM ($\sim 65\%$) квантовая эффективность и высокая переменность фона, приводит к большей амплитуде постоянной шумовой добавки. Увеличение амплитуды переменности шума приводит к меньшей, по сравнению с данными SALTICAM, значимости точек оценочного спектра мощности на высоких частотах, полученного за то же время наблюдений.

5.5.4 SHOC

SHOC - (Suthreland High-speed Optical Camera) быстрый фотометр с детектором Andor iXon 888 (аналогичный установлен в телескопе РТТ150 см. Ревнивцев и др. 2012). Прибор установлен на 1.9 метровый телескоп, так что данные с этого телескопа близки по качеству к получаемым на телескопе РТТ-150. Наблюдения производились в стандартном режиме или с дополнительным электронным умножением сигнала, разрешение камеры выбиралась с учетом качества изображения в момент наблюдений. Обработка сырых данных была осуществлена командой обсерватории SAAO с помощью набора стандартных процедур.

Инструментальные амплитуды для EX Нуа были получены с помощью программы IRAF DAOPHOT (Стетсон, 1987), апертуры фотометрии определялись исходя из разрешения камеры и размера профиля звезды. После этого была фотометрические измерения с помощью программы IRAF MKAPFILE (Девис и Гижо, 1993). Размер апертуры выбирался с целью максимизации отношения сигнал/шум. Если внутри апертуры звезды дисперсия точек достигала значения 0.1 звездной величины, кадр исключался из анализа.

Полученные после обработки кривые блеска дополнительно были проверены на наличие "выбросов точек кривой блеска, отличающихся более чем на 5σ от медианного значения из шести ближайших точек. Параметр вариации кривой блеска σ вычислялся как стандартная дисперсия, рассчитанная для части кривой блеска, предшествующих анализируемой точке. Часть кривой блеска, на которой оценивалось значение дисперсия точек, была поделена на аппроксимацию линейной функцией на данной кривой блеска, для исключения низкочастотной переменности, увеличивающей дисперсию.

В отличие от кривых блеска, полученных на телескопе SALT, кривые блеска, полученные на 1.9 метровом телескопе, содержат вариации, связанные с атмосферными сцинтилляциями. Вклад переменности атмосферы оценивался с помощью модельной функции $P_{\text{atm}} \propto (1 + (f/f_{\text{atm}})^2)^{-0.3}$ (см раздел 3.1).

Примеры спектров мощности, полученных из кривых блеска, снятых с помощью прибора SHOC, приведены на рис.5.17.

5.5.5 HIPPO

Дополнительно к перечисленным выше данным использовались данные с прибора HIPPO, полученные в 2011 году (Ревнивцев и др., 2011). Прибор HIPPO - это двухканальный фотонный поляриметр, рассчитанный на одновременную регистрацию двух изображений через разные фильтры. Как и SHOC, данный прибор монтируется на 1.9 метровый телескоп (Поттер и др., 2008) обсерватории SAAO. Получение кривых блеска было проведено при помощи стандартных процедур (Поттер и др., 2010), итоговые кривые блеска были получены с временным разрешением 0.1 сек. Анализ кривых блеска этого прибора практически не отличается от анализа кривых блеска, полученных на SALT/SHOC и РТТ150/Andor. Для получения спектров мощности мы использова-

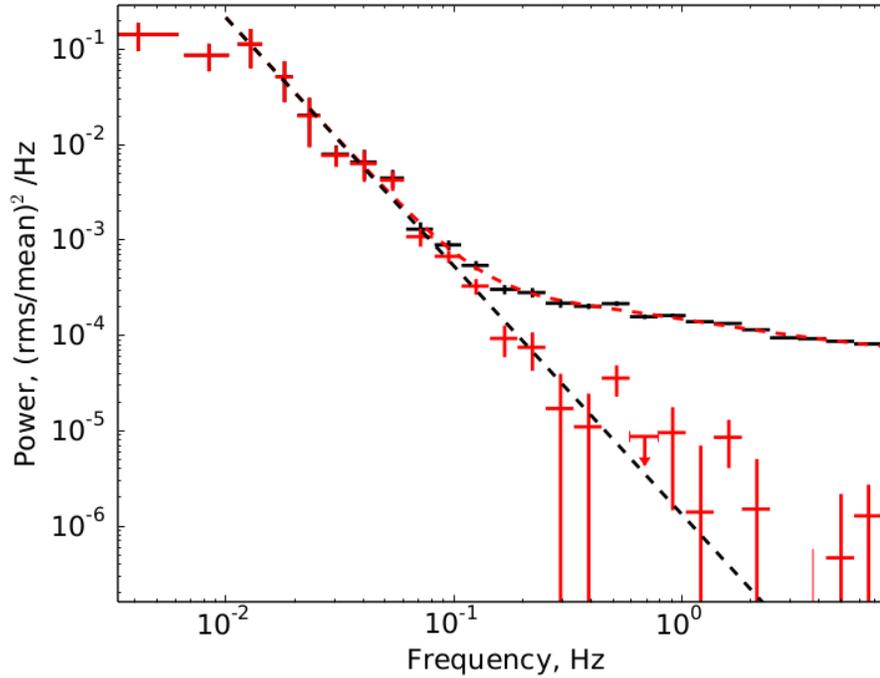


Рис. 5.17. Спектр мощности одной из кривых блеска, полученных с помощью прибора SHOC на 1.9 м телескопе. В отличие от кривых блеска, полученных с помощью SALT с размером зеркала 11 м, в спектре мощности кривых блеска, снятых на этом телескопе хорошо видны атмосферные сцинтилляции. Наклон степенного закона собственного спектра мощности EX Нуа был аппроксимирован как $\alpha = 2.48$

ли только кривые блеска, полученные в фильтре R , ввиду их лучшего статистического качества.

5.5.6 Результаты

Прибор SALTICAM позволил получить кривые блеска с низким уровнем Пуассоновского и атмосферного шума и поставить ограничение снизу на слом в спектре мощности EX Нуа на частоте 1 Гц. Данные с остальных приборов демонстрируют большие значения амплитуды переменности шума на высоких частотах, что уменьшает значимость точек спектров мощности после учета вклада шума. Несмотря на это, правильный совместный анализ всех полученных спектров мощности может усилить ограничения на величину частоты излома.

При анализе вклада переменности шума и исследуемой звезды в наблюдаемые спектры мощности мы предположили, что истинный спектр мощности переменности EX Нуа имеет одну и ту же форму при наблюдении любыми приборами. Алгоритм того, как проводится подобная аппроксимация, описан в части 3.1.

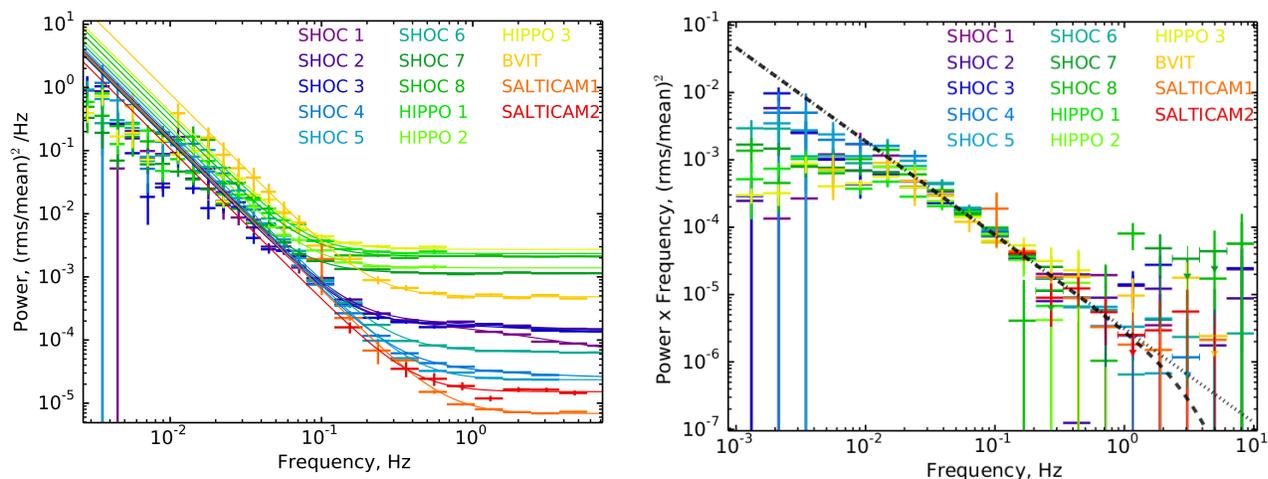


Рис. 5.18. На левой панели приведены спектры мощности, использованные при анализе переменности EX Нуа. На правой панели представлены эти же спектры мощности после вычитания совместно аппроксимированных моделей шума и перенормировки.

Для описания формы истинного спектра мощности переменности EX Нуа использовалась функция, имеющая вид степенного закона со сломом $P(f) \propto f^\alpha (1 + (f/f_{\text{break}})^2)^{-2}$. Данная функция хорошо описывала форму спектра мощности кривых блеска, полученных в результате численного моделирования гидродинамического течения в колонке. Вклад атмосферных сцинтилляций оценивался только для спектров мощности, полученных из данных наблюдений 1.9 м телескопа.

Так как при анализе использовались данные от разных приборов, нормировка модельной функции, описывающей переменность EX Нуа, считалась свободным параметром и могла различаться для разных приборов.

Аппроксимация проводилась на частотах выше 0.05 Гц (т.е. выше частоты, на которой в спектре мощности происходит слом, связанный с разрушением Кеплеровского аккреционного диска). Спектры мощности до перенормировки и вычитания модельных компонент шума приведены на рис.5.18.

Спектр мощности, полученный после вычитания моделей шума и перенормировки, приведен на рис. 5.19. В спектре мощности нет указаний на наличие квазипериодических осцилляций светимости в диапазоне частот 0.05 - 3 Гц. Было поставлено 95% ограничение на амплитуду КПО выше 0.05 Гц, $S < 0.3\%$.

Аппроксимация полученного спектра мощности простым степенным законом дает показатель наклона $\alpha = 2.4 \pm 0.05$. 2σ нижний предел на частоту слома в спектре мощности $f_{\text{break}} > 3.5$ Гц. Качество использованной модели было оценено с помощью статистики χ^2 , посчитанной по спектру мощности усредненного по частотным интервалам: $\chi^2 = 13.5$ для 12 степеней свободы.

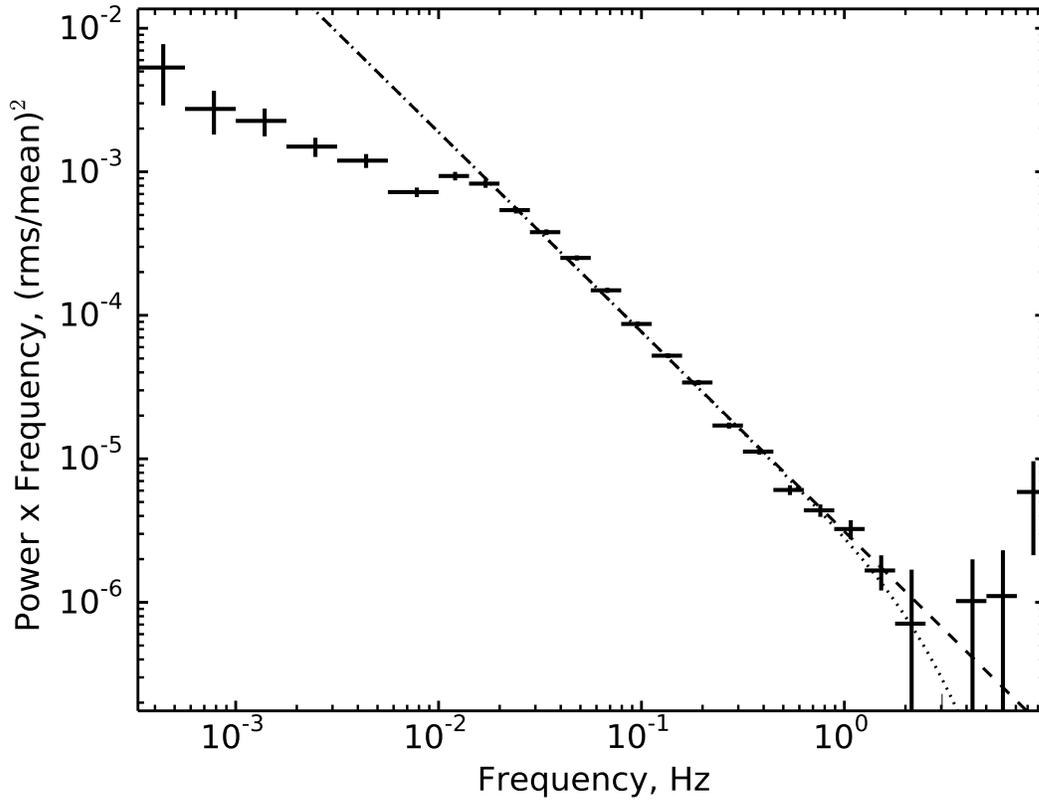


Рис. 5.19. Усредненный спектр мощности, полученный из спектров мощности кривых блеска, снятых телескопами обсерватории SAAO. Пунктирной кривой обозначена аппроксимация данного спектра мощности на частотах выше 0.05 Гц степенным законом с наклоном 2.4 и сломом на частоте 4.4 Гц.

5.6 Геометрия аккреционного течения по магнитосфере БК

Исходя из полученных ограничений на частоту слома в спектре мощности, можно поставить ограничения на время остывания $\tau < 0.3$ секунды. Используя оценку на темп аккреции $\dot{M} = 3 \times 10^{15}$ г/сек, а так же оценочные значения массы и размеры белого карлика $M_{\text{wd}} = 0.79M_{\odot}$, $R_{\text{wd}} = 7.3 \times 10^8$ см, можно поставить ограничение сверху на площадь аккреционной колонки. Используя простое соотношение 1.4, оценка сверху на площадь аккреционной колонки составит $A < 10^{15}$ см². Для более точной оценки ограничения на площадь колонки использовалось решение задачи одномерного течения в дипольном канале Канале и др. (2005) (см. раздел 2.4). Площадь, оцененная данным методом, оказалась близка к полученной при помощи простой оценки $A < 1.3 \times 10^{15}$ см².

Следует обратить внимание, что площадь приведена из расчета для одного аккреционного канала, в предположении, что вещество протекает через две одинаковых шторки

на поверхность белого карлика по разные стороны от плоскости аккреционного диска. Полная площадь двух шторок на поверхности белого карлика $A < 2.6 \times 10^{15} \text{ см}^2$. Удельная плотность вещества оказывается равной $\dot{M}/A > 1.3 \text{ г сек}^{-1} \text{ см}^{-2}$. Высота, на которой расположена ударная волна над поверхностью белого карлика, оказывается равной $h < 2.5 \times 10^7 \text{ см}$.

Важно отметить, что для этой площади основания аккреционной колонки на поверхности БК плотность излучающего вещества в горячей зоне EX Нуа должна быть в диапазоне $n \approx 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Для данного диапазона плотностей и характерных температур в горячей зоне аккреционной колонки $T \approx (50 - 200) \times 10^6 \text{ К}$ в принципе возможна диагностика плотности плазмы по соотношению линий в триплетах сильно-ионизованного железа (см. например Хаяши и Исида 1976). Данный анализ требует одновременно и высокого энергетического разрешения прибора, и большой собирающей площади и, по видимому, является задачей для предстоящих рентгеновских миссий, таких как Astro-H (Такахашаи и др., 2010) или Athena+ (Баррэ и др., 2013).

На поверхности БК тонкая шторка будет вытянута по азимутальному направлению. Благодаря наличию затмений в системе EX Нуа (см, например, Мукаи и др., 1998), можно поставить ограничение на протяженность шторки в плоскости, перпендикулярной оси вращения системы.

Рентгеновское затмение в системе – частичное, что указывает на то, что во время затмения звездой компаньоном от наблюдателя закрывается основание только одной аккреционной шторки. Известные значения масс белого карлика и звезды компаньона позволили оценить значение наклона системы, которое оказалось равным $i \sim 77.8^\circ$.

Обсерватория RXTE провела измерения 48 затмений белого карлика EX Нуа для затмленного томографирования пятна аккреции на его поверхности (Мукаи и др., 1998). Полученные данные указывают на продолжительность входа и выхода из затмения порядка 21 секунды, что соответствует физическим размерам протяженности нижней (по отношению к наблюдателю) шторки порядка $l \approx 10^9 \text{ см}$, т.е. порядка размеров самого белого карлика. Данный размер указывает, что азимутальная протяженность шторки, по видимому, порядка π . Площадь основания шторки $< 1.3 \times 10^{15} \text{ см}^2$ и протяженность порядка 10^9 см указывают на то, что толщина шторки менее $< 10^6 \text{ см}$.

Согласно нашим предположениям, аккрецируемое вещество в промежуточных полярах, истекая из точки либрации L_1 , попадает в холодный аккреционный диск, разрушенный на своей внутренней границе магнитным полем белого карлика. Простейшая конфигурация магнитного поля белого карлика - это поле магнитного диполя. Предположим, для простоты, что магнитный диполь, описывающий магнитное поле БК, ориентирован вдоль его оси вращения (или имеет с ним малый угол). Вещество течет строго вдоль силовых линий магнитного поля. В этом случае размер пятна выпадения вещества на поверхности белого карлика легко выражается через толщину в замороженности вещества в магнитосферу белого карлика в плоскости диска (см., например, Розен, 1992).

Оценим, влияет ли диффузия плазмы поперек магнитного поля на толщину протекающего слоя, которую мы и измеряем в основании аккреционной колонки. Оценим

эффект Бомовской диффузии, которая, как правило, больше классической диффузии плазмы поперек магнитного поля см. например Кадомцев и Шафранов (1983). Коэффициент Бомовской диффузии определяется выражением:

$$D_{\text{Bohm}} \approx \frac{1}{16} \frac{kT}{eB}$$

Наличие данной диффузии, будет приводить к тому, что любой бесконечно тонкий слой плазмы за время падения с внутреннего края дика/внешней границы магнитосферы приобретет толщину

$$\delta r_{\text{Bhom}} \approx \frac{c_s}{\omega_K} \left(\frac{\omega_K}{\omega_c} \right)^{1/2}$$

где $\omega_c = eB/m_p$ циклотронная частота протона. Для исследованного нами промежуточного поляра с предполагаемым значением амплитуды магнитного поля на поверхности белого карлика $B < 10^5 - 10^6 \text{ Гс}$ данная толщина диффузии значительно меньше характерного пространственного масштаба теплового давления в аккреционном диске $h \approx c_s/\omega_K$. Из этого можно сделать вывод, что толщина вмороженности плазмы в магнитосферу белого карлика скорее всего определяется динамическим проникновением на магнитосферной границе.

Площадь аккреционного канала, соответствующая тонкой шторке, с толщиной у основания ΔR , истекающей с внутреннего границы диска, имеющий радиус R_{in} оказывается равной

$$A = \frac{\pi R_{\text{wd}}^3}{\sqrt{R_{\text{in}}^2 - R_{\text{wd}}^2}} \frac{\Delta R}{R_{\text{in}}}$$

Полученные значения площади аккреционной колонки указывают на толщину вмороженности вещества на внутреннем крае диска $\Delta R/R_{\text{in}} < 0.0014$. Если протяженность шторки по азимутальному углу меньше, например $\pi/10$, как предполагает Хеллиер, то глубина вмороженности окажется $\Delta R/R_{\text{in}} < 0.014$. Следует отметить, что эта толщина течения вещества на границе магнитосферы значительно меньше, чем это предполагается в различных работах по магнитной аккреции (см. например Баско и Сюняев, 1976; Гош и Лемб, 1978; Хамери и др., 1986; Бакли и Туохи, 1989; Розен, 1992; Ким и Бьюрманн, 1995; Феррарио, 1996).

Существует множество теоретических работ, посвященных переходу вещества из дискового течения в течение по поверхности магнитосферы аккрецирующих объектов (см., например, обсуждения в работах Ичимару 1978; Гош и Лемб 1978, 1979; Шпруит и Тамм 1990; Камбелл 1992; Лавлейс и др. 1995; Камбелл 2010). В ряде работ, получаемая толщина течения по поверхности магнитосферы (у границы диска) оказывается по порядку величины равна толщине аккреционного диска, т.е. $\Delta r/r \lesssim c_s/v_K$, где c_s – скорость звука в аккреционном диске, v_K – скорость Кеплеровского вращения в этом месте аккреционного диска (см., например, Камбелл, 1992; Шу, 1994; Лавлейс и др., 1995; Камбелл, 2010), что согласуется с результатами некоторых численных моделей (см., например, Лонг и др., 2005; Романова и др., 2013). Данные оценки получены из реалистичных предположениях о коэффициенте магнитной диффузии в проводящей плазме диска.

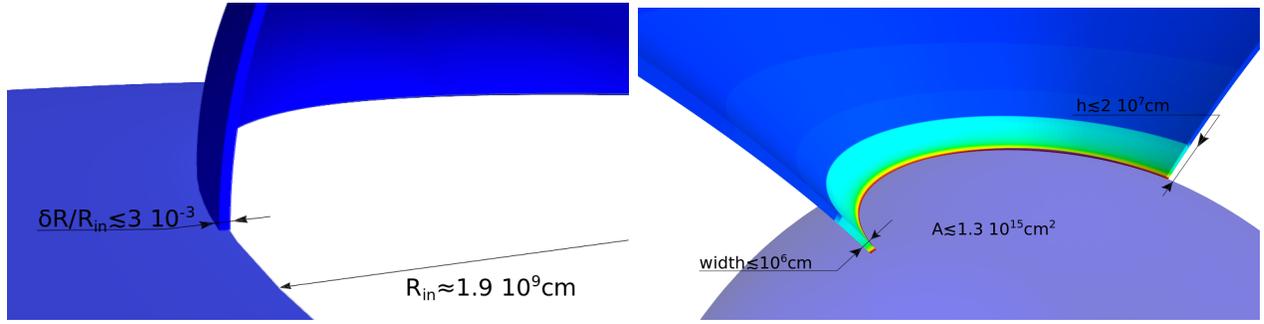


Рис. 5.20. Схематическое изображение аккреционного канала в системе EX Нуа с указанием геометрических размеров, у края аккреционного диска (на левой панели) и у поверхности белого карлика (на правой панели). На правой панели размер колонки и белого карлика приведен не в масштабе - колонка должна быть в 10 раз уже и в 5 раз ниже.

Для параметров EX Нуа мы можем оценить толщину аккреционного диска, поддерживаемого гидростатическим равновесием, вблизи границы магнитосферы.

$$h \approx 2 \sqrt{\frac{T k_b R_{in}^3}{\mu m_p G M_{wd}}} \sim 0.01 R_{in}$$

Следовательно, толщина течения вещества по границе магнитосферы должна быть порядка $\Delta R/R_{in} \sim 10^{-2}$, что примерно согласуется с нашими наблюдательными оценками.

Вывод, полученный в настоящей работе, может привести к существенным последствиям, например, при построении моделей течения вещества у магнитных нейтронных звезд, имеющих магнитосферы такого же размера (2×10^9 см). Доля площади под аккреционной колонкой на поверхности нейтронной звезды радиусом ~ 12 км не должна превышать долю:

$$\frac{A}{4\pi r_{NS}^2} \sim \frac{1}{4} \frac{r_{NS}}{r_m} \frac{\Delta r}{r_m} \sim 10^{-6}$$

от поверхности нейтронной звезды. Это означает, даже при очень малых темпах аккреции вещества окажется, что энерговыделение на малой доли поверхности нейтронной звезды создает сверх-Эддингтоновский поток излучения и существенно влияет на всю структуру аккреционной колонки.

Такой малый размер основания аккреционной колонки означает, что даже при не очень высоком темпе аккреции на нейтронную звезду, например $\dot{M} = 10^{16}$ г/сек, соответствующем рентгеновской светимости $L_x \sim 0.1 \dot{M} c^2 \sim 10^{36}$ эрг/сек, локальный темп аккреции будет существенно сверх-Эддингтоновским, т.е. сила давления излучения, создаваемого в такой малой области будет превосходить силу гравитационного притяжения нейтронной звезды. Это должно оказывать важное влияние на всю структуру аккреционной колонки, что требует дальнейшего детального изучения.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Предложен метод определения физических параметров вещества в аккреционной колонке (плотности) и ее геометрических размеров у магнитных аккрецирующих белых карликов. Метод основан на измерении времени остывания вещества в аккреционной колонке. Конечное время остывания вещества приводит к замыванию быстрых вариаций яркости аккрецирующего белого карлика. Работа метода продемонстрирована при помощи одномерных и двумерных гидродинамических расчетов.
2. Метод оценки параметров плазмы в колонке применен к промежуточному полюару LS Peg при помощи оптических наблюдений с высоким временным разрешением на телескопе РТТ150. С помощью оптических наблюдений получены верхние пределы на квазипериодические осцилляции в диапазоне частот 0.02-3 Гц и верхний предел на время замывания быстрых вариаций яркости белого карлика, т.е. на время остывания вещества в аккреционной колонке LS Peg $\tau \lesssim 10$ секунд. Верхний предел на время остывания определяет верхний предел на площадь аккреционной колонки.
3. На основе анализа переменности яркости аккрецирующего магнитного белого карлика в системе EX Hya по данным рентгеновских (орбитальные обсерватории RXTE, XMM Newton) и оптических телескопов (SAAO/SALT, SAAO/1.9m) получены оценки на время остывания плазмы в горячей зоне аккреционной колонки. Ограничение на время остывания < 0.3 секунд позволило получить нижний предел на удельный темп аккреции вещества $\dot{M}/A > 3$ г/сек/см² и верхний предел на площадь аккреционного канала $A \lesssim 1.3 \times 10^{15}$ см².
4. С помощью ограничений на площадь аккреционного канала и измерений протяженности излучающей области, получены оценки на толщину аккреционной колонки/шторки $l \lesssim 10^6$ см на поверхности магнитного белого карлика в двойной системе EX Hya. Измеренное значение толщины аккреционной колонки/шторки на поверхности белого карлика позволяет сделать оценку глубины вмораживания аккрецирующего вещества на границе магнитосферы белого карлика $\delta r/r < 3 \times 10^{-3}$.

Список публикаций по теме диссертации:

1. "Определение площади аккреционных колонок промежуточного полюара EX Hya по свойствам апериодической переменности его яркости"
Семена А.Н., Ревнивцев М.Г., Бакли Д.А., Котзе М.М. Хабибуллин И.И. и др. , 2014, MNRAS, 442, 1123
2. "Апериодическая переменность яркости EX Hya в рентгеновском диапазоне и площадь основания аккреционной колонки на поверхности белого карлика"

- Семена А.Н. и Ревнивцев М.Г. , 2014, Письма в Астрономический Журнал, 40, 529
3. "Ограничения на параметры аккреционной колонки промежуточного поляра LS Pegasi по спектру мощности оптической кривой блеска"
Семена А.Н. Ревнивцев М.Г. Хамитов И.М. Буренин Р.А. Ак Т. Экер З. Павлинский М.Н. 2013 Письма в Астрономический Журнал, 39, 227
 4. "Оценка параметров плазмы в аккреционной колонке у поверхности аккрецирующих белых карликов по свойствам переменности их яркости"
Семена А.Н. и Ревнивцев М.Г. 2012, Письма в Астрономический Журнал, 38, 321

Литература

- [1] Арондс Д. и Леа С. (Arons J., Lea S. M.), 1976, ApJ, 207, 914
- [2] Аизу (Aizu K.), 1973, Progress of Theoretical Physics, 49, 1184
- [3] Анзер У. И Бернер Г. (Anzer U., Woerner G.), 1980, A&A, 83, 133
- [4] Алан А., Хеллер К. и Рамсеер Т. (Allan A., Hellier C., Ramseyer T. F.), 1996, MNRAS, 282, 699
- [5] Аревало П. и Утли П. (Arévalo P., Uttley P.), 2006, MNRAS, 367, 801
- [6] Армитаж П. (Armitage P. J.), 1998, ApJ, 501, L189
- [38] Брух (Bruch A.), 1992, A&A, 266, 237
- [8] Балбус С. и Хоули Д. (Balbus S. A., Hawley J. F.), 1991, ApJ, 376, 214
- [30] Баррет Д. и Вон С. (Barret D., Vaughan S.), 2012, ApJ, 746, 131
- [10] Баскил Д., Витли П. и Озборн Д. (Baskill D. S., Wheatley P. J., Osborne J. P.), 2005, MNRAS, 357, 626
- [11] Баз. Г и др. (Bath G. T., Evans W. D., Papaloizou J., Pringle J. E.), 1974, MNRAS, 169, 447
- [12] Белчинский К. и др. (Belczynski K., Kalogera V., Rasio F. A., Taam R. E., Zezas A., Bulik T., Massarone T. J., Ivanova N.), 2008, ApJS, 174, 223
- [13] Блаз О. и Балбус С. (C Blaes O. M., Balbus S. A.), 1994, ApJ, 421, 163
- [14] Вада и др. (Wada, T., Shimizu, A., Suzuki, M., Kato, M., & Hoshi, R.) 1980, Progress of Theoretical Physics, 64, 1986
- [15] ван дер Клис М. (van der Klis M.), 1989, ARA&A, 27, 517
- [16] ван Хаафтен Л. и др. (van Haafte L. M., Nelemans G., Voss R., Toonen S., Portegies Zwart S. F., Yungelson L. R., van der Sluys M. V.), 2013, A&A, 552, A69

- [17] Ватсон Р. и Райнер П. (Watson R. D., Rayner P. T.), 1974, PASA_U, 2, 271
- [18] Велш Б. и др. (Welsh B., et al.), 2012, IAUS, 285, 99
- [19] Велихов Е. (Velikhov E.) Sov. Phys. JETP, vol. 9 (1959),pp. 995-998
- [20] Веббин Р. (Webbink R. F.), 1976, ApJ, 209, 829
- [21] Р. Веббин (Webbink, R. F.) 2008, Astrophysics and Space Science Library, 352, 233
- [22] Ворнер Б. и Назер Р. (Warner, B., & Nather, R. E.) 1971, MNRAS, 152, 219
- [23] Ворнер Б. (Warner, B.) 1974, MNRAS, 167, 47P
- [54] Вогт Н. и др. (Vogt N., Schoembs R., Krzeminski W., Pedersen H.), 1981, A&A, 94, L29
- [25] Ворнер Б. (Warner, B.) 1975, MNRAS, 170, 219
- [26] Ву К. и др. (Wu, K., Chanmugam, G., & Shaviv, G.) 1994, ApJ, 426, 664
- [49] Ву К. и Сакстон К. (Wu K., Saxton C. J.), 1999, ASPC, 157, 317
- [28] Ву К. (Wu K.),2000, SSRv, 93, 611
- [29] Баптиста Р. И Бартолетто А. (Baptista R., Bortoletto A.), 2004, AJ, 128, 411
- [30] Баррэ Д. и Вон С. (Barret D., Vaughan S.), 2012, ApJ, 746, 131
- [31] Баррэ и до. (Barret D., et al.), 2013, sf2a.conf, 447
- [32] Баско М. и Сюняев Р. (Basko M. M., Sunyaev R. A.), 1976, MNRAS, 175, 395
- [33] Баско М., Сюняев Р. и Титарчук Л. (Basko M. M., Sunyaev R. A., Titarchuk L. G.), 1974, A&A, 31, 249
- [47] Бьюрманн и др. (Beuermann K., Harrison T. E., McArthur B. E., Benedict G. F., Gänsicke B. T.), 2004, A&A, 419, 291
- [48] Бьюрманн К. и Рейнх К. (Beuermann K., Reinsch K.), 2008, A&A, 480, 199
- [36] Брадт Г., Ротшильд Р. и Суонк Д. (Bradt H. V., Rothschild R. E., Swank J. H.), 1993, A&AS, 97, 355
- [37] Брух А. (Bruch A.), 1991, IBVS, 3567, 1
- [38] Брух А. (Bruch A.), 1992, A&A, 266, 237
- [39] Брух А. (Bruch A.), 1996, A&A, 312, 97
- [40] Бакли Д. и Туохи И. (Buckley D. A. H., Tuohy I. R.), 1989, ApJ, 344, 376

- [41] Бакли Д. и др. (Buckley D. A. H., et al.), 2010, SPIE, 7735
- [42] Беллони Т. и Хасингер Г. (Belloni T., Hasinger G.), 1990, A&A, 227, L33
- [43] Берингер Г. и Хенслер Г. (Boehringer H., Hensler G.), 1989, A&A, 215, 147
- [44] Бисикало Д. и др. (Bisikalo D. V., Boyarchuk A. A., Kuznetsov O. A., Chechetkin V. M.), 2000, astro, arXiv:astro-ph/0011402
- [45] Бисикало Д. и Жилкин А. (Bisikalo, D. V., & Zhilkin, A. G.) 2012, IAU Symposium, 282, 509
- [46] Бисикало Д. (Bisikalo, D. V.) 2011, EAS Publications Series, 44, 121
- [47] Бьюрманн и др. (Beuermann K., Harrison T. E., McArthur B. E., Benedict G. F., Gänsicke B. T.), 2004, A&A, 419, 291
- [48] Бьюрманн К. и Рейнх К. (Beuermann K., Reinsch K.), 2008, A&A, 480, 199
- [49] Ву, Сакстон (Wu K., Saxton C. J.), 1999, Astronomical Society of the Pacific, 157, 317
- [50] Ву и др. (Wu, K., Chanmugam, G., & Shaviv, G.) 1994, Astrophys.J, 426, 664
- [51] Вульф и др. (Wolff M. T., Wood K. S., Imamura J. N.), 1991, ApJ, 375, L31
- [52] Вульф М., Вуд К. и Имамуре Д. (Wolff M. T., Wood K. S., Imamura J. N.), 1994, AIPC, 308, 491
- [53] Волкер М. (Walker M.F.) IAU symp. 3, p. 46
- [54] Вогт Н. и др. (Vogt, N., Schoembs, R., Krzeminski, W., & Pedersen, H.) 1981, Astron.Astroph., 94, L29
- [55] Вуд Д. и др. (Wood, J., Horne, K., Berriman, G., et al.) 1986, MNRAS, 219, 629
- [56] Галеев А. (Galeev, A. A., Rosner, R., & Vaiana, G. S.) 1979, Astrophys.J, 229, 318
- [57] Герлинский М. и др. (Gierlinski M., Zdziarski A. A., Done C., Johnson W. N., Ebisawa K., Ueda Y., Haardt F., Philips B. F.), 1997, MNRAS, 288, 958
- [58] Гильфанов М., Чуразов Е. и Ревнивцев М. (Gilfanov M., Churazov E., Revnivtsev M.), 2000, MNRAS, 316, 923
- [59] Гильфанов М. и Арефьев В. (Gilfanov M., Arefiev V.), 2005, astro, arXiv:astro-ph/0501215
- [60] Годон П. и др. (Godon P., Sion E. M., Levay K., Linnell A. P., Szkody P., Barrett P. E., Hubeny I., Blair W. P.), 2012, ApJS, 203, 29

- [64] Годон П. и др. (Godon P., Sion E. M., Barrett P. E., Hubeny I., Linnell A. P., Szkody P.), 2008, ApJ, 679, 1447
- [62] Гош П. и Лемб Ф. (Ghosh P., Lamb F. K.), 1978, ApJ, 223, L83
- [63] Гош П. и Лемб Ф. (Ghosh P., Lamb F. K.), 1979, ApJ, 232, 259
- [64] (Годон П. и др.)(Godon P., Sion. M, Barret P., Hubney I., Linnell A. Skodzy P.) 2008 ApJ, 679, 1447
- [65] Гьякони Р. и др. (Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B.) 1962, Physical Review Letters, 9, 439
- [66] Джерниган и др. (Jernigan J. G., Klein R. I., Arons J.), 2000, ApJ, 530, 875
- [67] Дрейк и др. (Drake J. J., Ratzlaff P. W., Laming J. M., Raymond J.), 2009, ApJ, 703, 1224
- [68] Девис Л. и Гижо П. (Davis L. E., Gigoux P.), 1993, ASPC, 52, 479
- [69] ден Хердер Д. и др. (den Herder, J. W., Bagnali, D., Bandler, S., et al.) 2012, SPIE, 8443
- [70] Дроуинс и др. (Dravins D., Lindegren L., Mezey E., Young A. T.), 1997, PASP, 109, 173
- [71] Дроуинс Д. и др. (Dravins D., Lindegren L., Mezey E., Young A. T.), 1998, PASP, 110, 610
- [72] Дон К., Герлиский М. и Кубота А. (Done C., Gierliński M., Kubota A.), 2007, A&ARv, 15, 1
- [73] Дюбо Г., Хамери Д. и Ласота Д. (Dubus G., Hameury J.-M., Lasota J.-P.), 2001, A&A, 373, 251
- [74] Дженсен и др. (Jansen F., et al.), 2001, A&A, 365, L1
- [75] Стакр Д. и Мертаг Ф. (Jean-Luc Starck and Fionn Murtagh) Handbook of Astronomical Data Analysis
- [76] Ибен И. и Тутуков А. (Iben I., Jr., Tutukov A. V.), 1985, ApJS, 58, 661
- [77] Иمامура (Imamura, J. N.) 1985, Astrophys.J, 296, 128
- [78] Иمامура и др. (Imamura J. N., Aboasha A., Wolff M. T., Wood K. S.), 1996, ApJ, 458, 327
- [79] Иمامура Д. и др. (Imamura J. N., Durisen R. H., Lamb D. Q., Weast G. J.), 1987, ApJ, 313, 298
- [80] Иمامура и др. (Imamura J. N., Steiman-Cameron T. Y., Wolff M. T.), 2000, Publications of the Astronomical Society of Australia, 112, 18

- [81] Ичимару С. (Ichimaru S.), 1978, *ApJ*, 224, 198
- [82] Ичимару С. (Ichimaru S.) 1977, *Astrophys.J*, 214, 840
- [83] Кадомцев Б. и Шафранов В. (Kadomtsev V. B., Shafranov V. D.), 1983, *SvPhU*, 26, 207
- [84] Камбелл К. (Campbell C. G.), 1992, *GApFD*, 63, 179
- [85] Камбелл К. (Campbell C. G.), 2010, *MNRAS*, 403, 1339
- [86] Канале Д. и др. (Canalle, J. B. G., Saxton, C. J., Wu, K., Cropper, M., & Ramsay, G.) 2005, *apj*, 440, 185
- [87] Канбах Г. и др. (Kanbach G., Rau A., Słowikowska A.), 2014, *CoSka*, 43, 216
- [94] Коминский Л., Лондон Р. и Клейн Р. (Cominsky L. R., London R. A., Klein R. I.), 1987, *ApJ*, 315, 162
- [89] Кинг А., Прингл А. и Ливио М. (King A. R., Pringle J. E., Livio M.), 2007, *MNRAS*, 376, 1740
- [90] Ким Ю. и Бьюрманн К. (Kim Y., Beuermann K.), 1995, *A&A*, 298, 165
- [91] Клочков Д. (Klochkov D., et al.), 2007, *A&A*, 464, L45
- [92] Книгге К. и др. (Knigge, C., Baraffe, I., & Patterson, J.) 2011, *Astrophys.J.Suppl.*, 194, 28
- [93] Колела, Вудвард (Colella, P., & Woodward, P. R.) 1984, *Journal of Computational Physics*, 54, 174
- [94] Коминский Л. и др. (Cominsky L. R., London R. A., Klein R. I.), 1987, *ApJ*, 315, 162
- [95] Копеянс и др. (Correjans R., et al.), 2013, *PASP*, 125, 976
- [96] Крауфорд С. и др. (Crawford S. M., et al.), 2010, *SPIE*, 7737,
- [97] Кроппер, Мансон и др. (Cropper, M., Mason, K. O., Allington-Smith, J. R., et al.) 1989, *MNRAS*, 236, 29P
- [98] Кроппер М. и др. (Cropper M., Ramsay G., Wu K.), 1998, *MNRAS*, 293, 222
- [99] Кролик Д., Хоули Д. и Хироэ С. (Krolik J. H., Hawley J. F., Hirose S.), 2005, *ApJ*, 622, 1008
- [100] Кук М. и Брюнт К. (Cook, M. C., & Brunt, C. C.) 1983, *MNRAS*, 205, 465
- [101] Лемб Д. (Lamb D. Q.), 1974, *ApJ*, 192, L129
- [102] Лэмб Д. и Мастерс А. (Lamb D. Q., Masters A. R.), 1979, *ApJ*, 234, L117

- [103] Лавлейс и др. (Lovelace R. V. E., Romanova M. M., Bisnovatyi-Kogan G. S.), 1995, MNRAS, 275, 244
- [104] Лавлейс Р. и Романова М. (Lovelace, R. V. E., & Romanova, M. M.) 2014, European Physical Journal Web of Conferences, 64, 5003
- [105] Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. (Landau L. D., Lifshitz E. M.), 1966, hydr.book,
- [106] Ланжер и др. (Langer S. H., Chanmugam G., Shaviv G.), 1981, ApJ, 245, L23
- [107] Ланжер и др. (Langer S. H., Chanmugam C., Shaviv G.), 1982, ApJ, 258, 289
- [108] Ларсон (Larsson S.), 1995, Astronomical Society of the Pacific, 85, 311
- [109] Ласота Д. П. (Lasota J.-P.), 2001, NewAR, 45, 449
- [110] Лонг М. и др. (Long M., Romanova M. M., Lovelace R. V. E.), 2005, ApJ, 634, 1214
- [111] Линелл А. и др. (Linnell, A. P., Godon, P., Hubeny, I., Sion, E. M., & Szkody, P.) 2007, Astrophys.J, 662, 1204
- [112] Линелл А. (Linnell A. P.), 1950, HarCi, 455,
- [113] Липунов В. и др. (Lipunov V. M., Postnov K. A., Prokhorov M. E., Bogomazov A. I.), 2009, ARep, 53, 915
- [114] Лихи Д. и др. (Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E.), 1983, ApJ, 266, 160 1
- [115] Любарский Ю. (Lyubarskii Y. E.), 1997, MNRAS, 292, 679
- [116] Маер Ф. и Маер-Хофмайстер Е (Meyer F., Meyer-Hofmeister E.), 1994, A&A, 288, 175
- [117] Царевский С., Шварцман В. Сооб. САО, 1977, 19, с.52 - 71.
- [118] Моше К. (Mauche C. W.), 1999, ApJ, 520, 822
- [119] Миньон (Mignone A.), 2005, ApJ, 626, 373
- [120] Минешиги С. и Осаки Ю. (Mineshige S., Osaki Y.), 1983, PASJ, 35, 377
- [121] Минешиге С. и Вилер Д. (Mineshige S., Wheeler J. C.), 1989, ApJ, 343, 241
- [122] Миямото С. (Miyamoto S., Kimura K., Kitamoto S., Dotani T., Ebisawa K.), 1991, ApJ, 383, 784
- [123] Мукай К. и др. (Mukai K., Ishida M., Osborne J., Rosen S., Stavroyiannopoulos D.), 1998, ASPC, 137, 554

- [124] Мумфорд Г. (Mumford, G. S.) 1963, *Astron.J*, 68, 286
- [125] Нолан П. и др. (Nolan P. L., et al.), 1981, *ApJ*, 246, 494
- [126] Нортон А. и Ватсон М. (Norton A. J., Watson M. G.), 1989, *MNRAS*, 237, 853
- [127] ОБрайн К. и др. (O'Brien K., Horne K., Hynes R. I., Chen W., Haswell C. A., Still M. D.), 2002, *MNRAS*, 334, 426
- [128] Ода М. и др. (Oda M., Gorenstein P., Gursky H., Kellogg E., Schreier E., Tananbaum H., Giacomini R.), 1971, *ApJ*, 166, L1
- [129] Одонохью Д. и др. (O'Donoghue D., et al.), 2006, *MNRAS*, 372, 151
- [130] Окнянский В. (Oknyanskij V. L.), 1988, *PZ*, 22, 956
- [131] Папалоизу Д. и Прингл Д. (Papaloizou, J., & Pringle, J. E.) 1977, *MNRAS*, 181, 441
- [132] Пачинский Б. (Paczynski B.), 1971, *ARA&A*, 9, 183
- [133] Пачинский Б. и Сенкивиц Р. (Paczynski, B., & Sienkiewicz, R.) 1981, *Astrophys.J.Lett.*, 248, L27
- [134] Постнов К.А. и Юнгельсон Л.Р. (Postnov K. A., Yungelson L. R.), 2014, *LRR*, 17, 3
- [135] Постнов К. и Юнгельсон Л. (Postnov K. A., Yungelson L. R.), 2006, *LRR*, 9, 6
- [136] Поттер С. и др. (Potter S., et al.), 2008, *SPIE*, 7014,
- [137] Поттер С. и др. (Potter S. B., et al.), 2010, *MNRAS*, 402, 1161
- [138] Попов М. и Устюгов С. (Popov M. & Ustyugov S.) *Computational Mathematics and Mathematical Physics*, 2007, Vol. 47, No. 12, pp. 1970-1989.
- [139] Прингл Д. и Рис М. (Pringle J. E., Rees M. J.), 1972, *A&A*, 21, 1
- [140] Прингл Д. (Pringle J. E.), 1981, *ARA&A*, 19, 137
- [141] Райбики, Лайтман (Rybicki, G. B., & Lightman, A. P.) 1979, New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p. *Radiative Processes in Astrophysics*,
- [142] Раппорт С., Докси Р. и Зомен В. (Rappaport S., Doxsey R., Zaumen W.), 1971, *ApJ*, 168, L43
- [143] Розен С. и др. (Rosen S. R., Mason K. O., Cordova F. A.), 1988, *MNRAS*, 231, 549
- [144] Розен С. (Rosen S. R.), 1992, *MNRAS*, 254, 493
- [145] Романова М. и др. (Romanova M. M., Kulkarni A. K., Lovelace R. V. E.), 2008, *ApJ*, 673, L171

- [146] Романова М. и др. (Romanova M. M., Lovelace R. V. E., Bachetti M., Blinova A. A., Koldoba A. V., Kurosawa R., Lii P. S., Ustyugova G. V.), 2013, arXiv, arXiv:1311.4597
- [147] Романова М.М. и др. (Romanova M. M., Ustyugova G. V., Koldoba A. V., Lovelace R. V. E.), 2004, ApJ, 610, 920
- [148] Рейг П. и Кое М. (Reig P., Coe M. J.), 1998, MNRAS, 294, 118
- [149] Ревнивцев М. (Revnitsev M.), 2008, AIPC, 1054, 143
- [150] Ревнивцев М. (Revnitsev M., Potter S., Kniazev A., Burenin R., Buckley D. A. H., Churazov E.), 2011, MNRAS, 411, 1317
- [151] Ревнивцев М. и др. (Revnitsev M., Postnov K., Kuranov A., Ritter H.), 2011, A&A, 526, A94
- [152] Ревнивцев М. и др. (Revnitsev M., et al.), 2010, A&A, 513, A63
- [153] Ревнивцев М. и др. (Revnitsev M., Churazov E., Postnov K., Tsygankov S.), 2009, A&A, 507, 1211
- [154] Ревнивцев М. и др. (Revnitsev M. G., Burenin R. A., Tkachenko A. Y., Khamitov I. M., Ak T., Merloni A., Pavlinsky M. N., Sunyaev R. A.), 2012, AstL, 38, 238
- [155] Риттер Г. (Ritter, H.) 2008, arXiv:0809.1800
- [156] Риттер Г. и Колб Ю. (Ritter H., Kolb U.), 2003, A&A, 404, 301
- [157] Сандаж А. (Sandage A.), 1967, ApJ, 150, L177
- [158] Сарацин К. и Вайт Р. (Sarazin, C. L., & White, R. E.), III 1987, Astrophys.J, 320, 32
- [159] Сакстон (Saxton C. J.), 2002, Publications of the Astronomical Society of Australia, 19, 282
- [160] Сакстон, Ву (Saxton C. J., Wu K.), 1999, MNRAS, 310, 677
- [161] Сакстон, Ву (Saxton C. J., Wu K.), 2001, MNRAS, 324, 659
- [162] Сакстон и др. (Saxton C. J., Wu K., Pongracic H.), 1997, Publications of the Astronomical Society of Australia, 14, 164
- [163] Сакстон и др. (Saxton C. J., Wu K., Pongracic H., Shaviv G.), 1998, MNRAS, 299, 862
- [164] Сарацин и Уайт (Sarazin, C. L., & White), R. E., III 1987, Astrophys.J, 320, 32
- [165] Сандаж А. (Sandage A., Westphal J. A., Kristian J.), 1969, ApJ, 156, 927
- [166] Семена А. и Ревнивцев М. (Semena A. N., Revnitsev M. G.), 2012, AstL, 38, 321

- [167] Семена А. и др. (Semena A. N., Revnivitsev M. G., Khamitov I. M., Burenin R. A., Ak T., Eker Z., Pavlinsky M. N.), 2013, *AstL*, 39, 227
- [168] Сигель Н. и др. (Siegel N., Reinsch K., Beuermann K., Wolff E., van der Woerd H.), 1989, *A&A*, 225, 97
- [169] Скаринги С. и др. (Scaringi S., K rding E., Uttley P., Knigge C., Groot P. J., Still M.), 2012, *MNRAS*, 421, 2854
- [170] Скаринги С. (Scaringi S.), 2014, *MNRAS*, 438, 1233
- [171] Смак Д. (Smak J.), 1971, *AcA*, 21, 15
- [172] Стетсон П. (Stetson P. B.), 1987, *PASP*, 99, 191
- [173] Стоун Д. и др. (Stone J. M., Gardiner T. A., Teuben P., Hawley J. F., Simon J. B.), 2010, *ascl.soft*, 10014
- [174] Стоун Д. и др. (Stone J. M., Hawley J. F., Gammie C. F., Balbus S. A.), 1996, *ApJ*, 463, 656
- [175] Стоун Д. (Stone J. M.), 2011, *IAUS*, 274, 422
- [176] Стрикланд Р. и Блондин Д.М. (Strickland R., Blondin J. M.), 1995, *ApJ*, 449, 727
- [177] Сулейманов В. и др. (Suleimanov V., Revnivitsev M., Ritter H.), 2005, *A&A*, 435, 191
- [178] Сулейманов В. и др. (Suleimanov V., Poutanen J., Falanga M., Werner K.), 2008, *A&A*, 491, 525
- [179] Смак Д. (Smak, J.) 1985, *A&A*, 35, 351
- [180] Сюняев Р. и Трюмпер Д. (Sunyaev R. A., Truemper J.), 1979, *Natur*, 279, 506
- [181] Такахаши Т. и др. (Takahashi, T., Mitsuda, K., Kelley, R., et al.) 2010, *SPIE*, 7732
- [182] Тэррелл Н. (Terrell N. J., Jr.), 1972, *ApJ*, 174, L35
- [183] Тиммер Д. К ниг М. (Timmer J., Koenig M.), 1995, *A&A*, 300, 707
- [184] Торо Е.Ф. (Toro E. F.), 2008, *LNP*, 754, 3
- [185] Тутуков А. и Юнгельсон Л. (Tutukov A. V., Yungelson L. R.), 1979, *AcA*, 29, 665
- [186] Тутуков А. и Юнгельсон Л. (Tutukov A. V., Iungelson L. R.), 1987, *Ap&SS*, 130, 15
- [187] Тэйлор К. и др. (Taylor C. J., Thorstensen J. R., Patterson J.), 1999, *PASP*, 111, 184
- [188] Зайцева Г. и Лютый В. (Zaitseva G. V., Lyutyi V. M.), 1969, *SvA*, 13, 184

- [189] Утли П. и МакХарди И. (Uttley P., McHardy I. M.), 2001, MNRAS, 323, L26
- [190] Утли П., Макхарди И. и Вон С. (Uttley P., McHardy I. M., Vaughan S.), 2005, MNRAS, 359, 345
- [220] Спруит Г. и Таам Р. (Spruit H. C., Taam R. E.), 1990, A&A, 229, 475
- [192] Фабиан и др. (Fabian A. C., Pringle J. E., Rees M. J.), 1976, MNRAS, 175, 43
- [193] Феррарио Л. (Ferrario L.), 1996, PASA, 13, 87
- [194] Фализ и др. (Falize, E., Michaut, C., Cavet, C., et al.) 2009, AP&SS, 322, 71 AS,
- [195] Ферочи М. и др. (Feroci M., et al.), 2010, SPIE, 7732,
- [196] Франк Д., Кинг А. и Рейн Д. (Д Frank J., King A., Raine D. J.), 2002, apa..book
- [197] Хамери и др. (Nameury J.-M., King A. R., Lasota J.-P.), 1986, MNRAS, 218, 695
- [198] Хаммер Д. и Ситон М. (Hummer D. G., Seaton M. J.), 1963, MNRAS, 125, 437
- [199] Харрисон Т. и др. (Harrison T. E., Campbell R. K., Howell S. B., Cordova F. A., Schwope A. D.), 2007, ApJ, 656, 444
- [201] Хаяши Т. и Ишида М. (Hayashi, T., & Ishida, M.) 2014, MNRAS, 438, 2267
- [201] Хаяши Т. и Исида М. (Hayashi, T., Ishida, M.), 2014, MNRAS, 438, 2267
- [202] Халевин А. и др. (Halevin A. V., Andronov I. L., Shakhovskoy N. M., Kolesnikov S. V., Ostrova N. I.), 2004, ASPC, 315, 265
- [203] Хаардт Ф. и Мараски Л. (Haardt F., Maraschi L.), 1991, ApJ, 380, L51
- [204] Хельер К. и др. (Hellier, C., Mason, K. O., Rosen, S. R., & Cordova, F. A.) 1987, mnras, 228, 463
- [205] Хельер К. (Hellier C.), 1997, MNRAS, 291, 71
- [206] Хениз К. (Henize, K. G.) 1949, Astron.J, 54, 89
- [207] Хессман Ф. (Hessman, F. V.) 1987, AAPS, 130, 351
- [208] Худсон Д. (Hudson D.), 1964, Book Genva, CERN
- [209] Хиросе С., Кролик Д. и Стоун Д. (Hirose S., Krolik J. H., Stone J. M.), 2006, ApJ, 640, 901
- [210] Хорн К. (Horne K.), 1985, ESASP, 236, 47
- [211] Циолковски Д. (Ziolkowski J.), 2010, MmSAI, 81, 294

- [212] Чандрасекар С. (Chandrasekhar S.), 1960, PNAS, 46, 253
- [213] Чанмугам, Вагнер (Chanmugam, G., & Wagner, R. L.) 1979, Astrophys.J, 232, 895
- [214] Чанмугам Г. (Chanmugam G.), 1980, ApJ, 241, 1122
- [215] Чанмугам и др. (Chanmugam G., Langer S. H., Shaviv G.), 1985, ApJ, 299, L87
- [216] Churazov E., Gilfanov M., Revnivtsev M., 2001, MNRAS, 321, 759
- [217] Шакура Н. и Сюняев Р. (Shakura N. I., Sunyaev R. A.), 1973, A&A, 24, 337
- [218] Шапиро С., Лайтман А. и Эрдли Д. (Shapiro S. L., Lightman A. P., Eardley D. M.), 1976, ApJ, 204, 187
- [224] Шу Ф. и др. (Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S.), 1994, ApJ, 429, 781
- [220] Шприут Г. и Таам Р. (Spruit H. C., Taam R. E.), 1990, A&A, 229, 475
- [221] Шевалье К., Боназола С. и Иловайский С. (Chevalier C., Bonazzola S., Plovaisky S. A.), 1976, A&A, 53, 313
- [222] Шевалье Р. и Имамуре Д. (Chevalier R. A., Imamura J. N.), 1982, ApJ, 261, 543
- [223] Шу Ф. (Shu F.H.) IAU symp.73 p.253
- [224] Шу Ф. и др. (Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F., Ruden S., Lizano S.), 1994, ApJ, 429, 781
- [225] Элсворт Ю. и Джеймс Д. (Elsworth, Y. P., & James, J. F.) 1982, MNRAS, 198, 889
- [226] Эрдли Д. и Лайтман А. (Eardley, D. M., & Lightman, A. P.) 1975, ApJ, 200, 187
- [227] Эйзенбарт С. и др. (Eisenbart S., Beuermann K., Reinsch K., Gänsicke B. T.), 2002, A&A, 382, 984
- [228] Юаса Т. и др. (Yuasa T., Nakazawa K., Makishima K., Saitou K., Ishida M., Ebisawa K., Mori H., Yamada S.), 2010, A&A, 520, A25
- [229] Юнгельсон Л. (Yungelson L. R.), 1971, NInfo, 20, 94
- [230] Яблонский Ф. и Буско И. (Jablonski F., Busko I. C.), 1985, MNRAS, 214, 219
- [231] Яхода К. и др. (Jahoda K., Markwardt C. B., Radeva Y., Rots A. H., Stark M. J., Swank J. H., Strohmaier T. E., Zhang W.), 2006, ApJS, 163, 401