

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ

На правах рукописи

Красильщиков Александр Михайлович

**Жесткие сильно поглощенные источники
рентгеновского излучения:
моделирование процессов аккреции
и наблюдения на космических лабораториях**

Chandra, INTEGRAL, Swift

(01.03.02 – Астрофизика, Радиоастрономия)

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

научный руководитель –
доктор физико-математических
наук, профессор Быков А.М.

Санкт-Петербург
2006

Содержание

0	Введение	4
0.1	Актуальность темы диссертации	4
0.2	Цели работы	5
0.3	Новизна работы	6
0.4	Достоверность полученных результатов	6
0.5	Положения, выносимые на защиту	7
1	Гамма-обсерватория <i>INTEGRAL</i>	8
1.1	Телескопы обсерватории <i>INTEGRAL</i>	8
1.2	Особенности наблюдений на обсерватории <i>INTEGRAL</i> на примере остатка сверхновой IC 443	12
1.2.1	Наблюдения IC 443 камерой <i>INTEGRAL ISGRI</i>	14
1.2.2	Наблюдения IC 443 монитором <i>INTEGRAL JEM-X</i>	16
1.2.3	Выводы	17
2	Жёсткий источник в поле остатка сверхновой γ-Cygni	18
2.1	Наблюдения γ -Cygni камерой <i>INTEGRAL ISGRI</i>	19
2.2	Наблюдения γ -Cygni на обсерваториях <i>ASCA</i> и <i>RXTE</i>	22
2.3	Анализ многоволновых данных о γ -Cygni	24
2.4	Дополнительные данные о северо-западной части γ -Cygni, полученные камерой <i>INTEGRAL ISGRI</i>	28
2.5	Наблюдения северо-западной части γ -Cygni телескопом <i>Swift XRT</i>	28
2.6	Архивные оптические и радиоданные о северо-западной части γ -Cygni	31
2.7	Анализ и интерпретация многоволновых данных о жёстком источнике в северо-западной части γ -Cygni	33
2.8	Выводы	37
3	Жёсткий источник в поле активной области звездообразования NGC 6334	39
3.1	Наблюдения NGC 6334 камерой <i>INTEGRAL ISGRI</i>	40
3.2	Наблюдения NGC 6334 монитором <i>JEM-X</i>	43
3.3	Наблюдения NGC 6334 камерой <i>Chandra ACIS</i>	44
3.4	Анализ и интерпретация многоволновых данных об NGC 6334	45
3.5	Выводы	56
4	Аккреция на замагниченную нейтронную звезду	57
4.1	Краткий обзор моделей аккреции на нейтронную звезду	58
4.1.1	Модель Шапиро и Солпитера	59
4.1.2	Модель Лангера и Раппопорта	60
4.1.3	Модели Аронса и Клейна	60
4.2	Суб-эддингтоновская аккреция	61

4.2.1	Основные предположения и допущения	62
4.2.2	Основные параметры и уравнения	62
4.2.3	Физические процессы в аккреционной колонке	64
4.2.4	Методика моделирования	68
4.2.5	Основные результаты моделирования	70
4.2.6	Разрушение ядер C, N, O в аккреционном потоке	78
4.2.7	Выводы	80
5	Заключение	81
5.1	Основные результаты работы	81
5.2	Список публикаций, содержащих описание основных результатов диссертации	83
5.3	Список цитированной литературы	85
A	Приложения	92
A.1	Используемые сокращения	92
A.2	Вычисление скорости обмена энергией в электронно-ионных столкно- вениях с возбуждением электронных уровней Ландау в сильном магнитном поле	92
A.3	Список проанализированных экспозиций области γ -Cygni в полностью кодируемом поле камеры <i>ISGRI</i>	96
A.4	Список проанализированных экспозиций области IC 443 в поле камеры <i>ISGRI</i>	96
A.4.1	Экспозиции с источником Crab в поле зрения <i>ISGRI</i>	96
A.4.2	Экспозиции с источником Crab вне поля зрения <i>ISGRI</i>	98
A.5	Список проанализированных экспозиций области IC 443 в полностью кодируемом поле монитора <i>JEM-X</i>	98
A.6	Список проанализированных экспозиций области NGC 6334 в полностью кодируемом поле камеры <i>ISGRI</i>	99
A.7	Список проанализированных экспозиций области NGC 6334 в полностью кодируемом поле монитора <i>JEM-X</i>	100

0 Введение

Последняя четверть прошлого века и начало века нынешнего ознаменованы стремительным прогрессом рентгеновской и гамма-астрономии. Земная атмосфера непрозрачна для рентгеновского и гамма-излучения, и прогресс в наблюдениях связан, в частности, с прогрессом космической техники, в настоящее время позволяющей с высокой точностью выводить на околоземную орбиту телескопы весом в десятки тонн, а также с прогрессом электронно-вычислительной техники, позволяющей в реальном времени передавать на Землю и обрабатывать многомерные массивы данных размером в десятки гигабайт.

В наши дни многочисленные орбитальные телескопы строят детальные карты неба как в мягком, так и в жестком рентгеновском диапазоне, что позволяет изучать спектральные и временные характеристики излучения различных типов источников на масштабах от отдельных вырожденных звёзд до скоплений галактик.

Возрастающий объём и детальность наблюдательной информации требуют построения количественных моделей источников жёсткого излучения, а результаты моделирования зачастую требуют переосмысления уже некогда проинтерпретированных наблюдательных данных и стимулируют поиск новых свойств у уже изученных объектов.

Источниками жесткого излучения в континууме и в линиях могут быть как точечные (вырожденные звезды, активные ядра галактик), так и протяженные объекты (скопления галактик, скопления молодых звезд, остатки сверхновых звёзд, взаимодействующие с межзвёздной средой).

0.1 Актуальность темы диссертации

Жёсткие сильно поглощенные рентгеновские источники – это важный класс источников, наблюдательное изучение которых стало возможно только сейчас, с появлением телескопов, способных строить изображения в диапазоне энергий выше 10–15 кэВ. Характерной чертой этих источников является мощное энерговыделение при падении (аккреции) вещества на гравитирующий компактный объект: белый карлик, нейтронную звезду или чёрную дыру (включая сверхмассивные чёрные дыры в ядрах галактик).

Изучение физических процессов в аккреционных источниках представляет важную проблему, поскольку по эффективности выделения энергии они намного превосходят иные известные источники энерговыделения и, в частности, термоядерные источники энергии в звёздах. Аккреционные источники являются яркими объектами во всех наблюдаемых диапазонах спектра. Наблюдение таких источников в различных спектральных диапазонах (прежде всего, в рентгеновском и гамма-диапазонах), а также их теоретическое моделирование, является исключительно важным, поскольку

ку позволяет судить о свойствах вещества и физических процессах внутри и в окрестности компактных объектов. Физические процессы в этих источниках происходят в экстремальных условиях, недостижимых в земных лабораториях: в сильных гравитационных полях, сильных (до $10^{10} - 10^{13}$ Гс) магнитных полях, при высоких температурах и плотностях.

Изучение аккреционных источников в галактических компактных объектах позволяет делать выводы об эволюции звездного населения Галактики, а изучение внегалактических аккреционных источников в ядрах галактик позволяет накладывать существенные ограничения на параметры современных космологических моделей.

0.2 Цели работы

Целью диссертации является изучение аккреционных источников излучения посредством теоретического и численного моделирования и с помощью наблюдений на современных орбитальных и наземных телескопах в различных диапазонах электромагнитного спектра.

Конкретно, целями диссертации являются:

1. Исследование источников жесткого нетеплового рентгеновского излучения в поле остатков сверхновых γ -Cygni и IC 443 (которые ассоциируются с гамма-источниками, обнаруженными камерой *CGRO EGRET*) путем их наблюдения в рентгеновском диапазоне и анализа многоволновых архивных данных.
2. Исследование источника жесткого нетеплового рентгеновского излучения, возможно, связанного с ускорением частиц при взаимодействии мощных ветров массивных молодых звезд в активной области звездообразования NGC 6334, путем наблюдения в рентгеновском диапазоне и анализа многоволновых архивных данных.
3. Исследование физических процессов в аккреционной колонке вблизи поверхности замагниченной нейтронной звезды. Построение численной модели аккреционной колонки и изучение динамики аккреционного потока и формирования ударного фронта в аккреционной колонке над поверхностью звезды. Поиск режимов аккреции, позволяющих ядрам C, N, O достигать поверхности нейтронной звезды без разрушения в реакциях скалывания.

0.3 Новизна работы

1. Впервые построены изображения поля остатка сверхновой γ -Cygni в жёстких диапазонах от 20 до 80 кэВ и изучена его пространственная структура. В северо-западной части γ -Cygni обнаружен и локализован с точностью до 4'' новый точечный источник рентгеновского излучения IGR J2018+4043, вероятно, являющийся активным ядром ранее неизвестной галактики, проецирующейся на поле γ -Cygni. Этот источник может быть ассоциирован с мощным неотожествлённым гамма-источником 3EG J2020+4017.
2. В активной области звездообразования NGC 6334 в диапазоне до 80 кэВ обнаружен новый жёсткий рентгеновский источник, вероятно, являющийся активным ядром ранее неизвестной галактики, проецирующейся на поле NGC 6334.
3. Впервые построена численная модель нестационарной суб-эддингтоновской колонковой аккреции на замагниченную нейтронную звезду. В рамках этой модели впервые изучена динамика формирования и эволюция бесстолкновительной ударной волны в аккреционной колонке вблизи поверхности звезды. Найдены режимы аккреции, при которых ядра C, N, O в падающем потоке могут достигать поверхности звезды без разрушения в реакциях скалывания.

0.4 Достоверность полученных результатов

Достоверность результатов, полученных путём обработки и анализа данных наблюдений космических и наземных телескопов, подтверждается использованием методов обработки наблюдательных данных, разработанных и применяемых в ведущих обсерваториях мира, кросс-калибровками между различными приборами, а также сотрудничеством с разработчиками и создателями используемых телескопов.

Достоверность результатов, полученных аналитически и численным моделированием, подтверждается использованием общепризнанных математических и численных методов в рамках физических приближений, применимость которых ограничена четко сформулированными критериями. Метод Годунова, использованный при моделировании аккреционного потока, имеет надёжное математическое обоснование и используется в газодинамических расчётах уже более сорока лет. Скорости основных физических процессов в аккреционном потоке вычислены на основе сечений этих процессов, рассчитанных методами квантовой электродинамики. Там, где это возможно, результаты численных расчетов сверены с теоретическими формулами, полученными в различных предельных случаях.

0.5 Положения, выносимые на защиту

1. Построение нестационарной модели суб-эддингтоновской аккреции на замагниченную нейтронную звезду. Изучение динамики формирования и эволюции ударной волны в аккреционной колонке вблизи поверхности звезды. Демонстрация возможности эффективной трансформации кинетической энергии аккреционного потока в циклотронное излучение. Определение режимов аккреции, при которых значительная доля падающего вещества может достигать поверхности звезды без разрушения в реакциях скалывания.
2. Получение изображений поля остатка сверхновой γ -Cygni в жестких рентгеновских диапазонах от 20 до 80 кэВ и построение мозаичных карт остатка с размером ячейки около $5'$. Обнаружение и локализация с точностью до $4''$ жёсткого источника IGR J2018+4043, возможно, связанного с неотожествлённым гамма-источником 3EG J2020+4017. Интерпретация источника IGR J2018+4043 как аккрецирующего активного ядра галактики с космологическим красным смещением $z < 0.1$. Обнаружение протяженного источника нетеплового оптического и радиоизлучения в области взаимодействия остатка γ -Cygni с ветром массивной молодой звезды HD 193322.
3. Обнаружение и исследование структуры жёсткого рентгеновского излучения активной области звездообразования NGC 6334 в диапазоне от 0.5 до 80 кэВ. Вывод о том, что вероятными источниками наблюдаемого жесткого излучения являются а) сильно поглощенный внегалактический радиоисточник NGC 6334B, ассоциируемый с аккрецирующим активным ядром галактики, и б) диффузный источник NGC 6334A, связанный с излучением энергичных электронов в области столкновения ветров массивных звёзд ранних спектральных классов.

1 Гамма-обсерватория *INTEGRAL*

1.1 Телескопы обсерватории *INTEGRAL*

Гамма-обсерватория *INTEGRAL* (Winkler et al. 2003) введена в строй в октябре 2002 года. Эта обсерватория состоит из трёх приборов, наблюдающих небо в жестких диапазонах от 3 кэВ до 10 МэВ: спектрометра *SPI*, камеры *IBIS*, имеющей низкоэнергичный (*ISGRI*) и высокоэнергичный (*PICsIT*) детекторы, и рентгеновского монитора *JEM-X*.

Фокусировка излучения при энергиях выше 10 кэВ представляет значительную техническую проблему, которая до настоящего времени не имеет практически апробированного решения. Альтернативой фокусировке пучка является использование кодирующих масок, позволяющих строить изображения источников, наблюдаемых в поле зрения, по распределению теней от маски в плоскости детектора. Все рентгеновские приборы обсерватории *INTEGRAL* оснащены кодирующими масками, что позволяет добиться относительно хорошего пространственного разрешения, но приводит к трудностям при восстановлении изображений по распределению теней на детекторах и оценке пространственного распределения фонов. Использование кодирующей маски приводит, в частности, к тому, что восстановленное изображение точечного источника в значительной степени нелокализовано и содержит ряд вторичных пиков (фальшивых источников) на значительном расстоянии от основного пика, соответствующего реальному положению наблюдаемого источника. Пример восстановленного изображения точечного источника, находящегося на оси камеры *INTEGRAL ISGRI*, приведён на рис. 2.

Кроме того, для дополнительного увеличения поля зрения камеры *INTEGRAL ISGRI*, только часть поля зрения кодируется полностью, а процедура восстановления потоков излучения от источников, находящихся в частично кодируемом поле зрения, имеет большие неопределённости. Кодирующая маска камеры *INTEGRAL ISGRI* изображена на рис. 3.

На обсерватории *INTEGRAL* также имеется вспомогательная оптическая камера *ОМС*. Все приборы обсерватории ориентированы в одном направлении.

Основные номинальные характеристики рентгеновских и гамма-детекторов *INTEGRAL* приведены в таблице 1.

Для уменьшения систематических эффектов, связанных с фоном спектрометра *SPI* и камеры *IBIS*, наблюдение заданного точечного объекта, как правило, состоит из последовательности коротких (около 2 тыс. секунд) точечных экспозиций (далее – КТЭ), в англоязычной литературе называемых science windows (SCWs), во время которой ось обсерватории то совпадает с направлением на объект, то смещена относительно положения объекта в различных направлениях на расстояния от 2.0

Прибор	Диапазон, кэВ	Полностью кодируемое поле зрения, град.	Угловое разрешение, мин. дуги	Спектральное разрешение
<i>SPI</i>	20–8000	16	150	2.3 кэВ на 1.3 МэВ
<i>IBIS/ISGRI</i> <i>IBIS/PICsIT</i>	15–250 200–10000	9	12	8 кэВ на 100 кэВ 100 кэВ на 1 МэВ
<i>JEM-X</i>	3–35	4.8	3	1.2 кэВ на 10 кэВ

Таблица 1: Основные номинальные характеристики детекторов жесткого излучения, установленных на обсерватории *INTEGRAL*.

до 5.6 градусов. Величина и последовательность смещений определяется одним из двух шаблонов наблюдения: гексагональным или прямоугольным. В исключительных случаях производится серия экспозиций без смещения оси обсерватории, однако продолжительность отдельной экспозиции все равно не превышает 3-4 тыс. секунд.

На рис. 1 изображены поля зрения приборов *INTEGRAL* и положения оси обсерватории относительно объекта при гексагональном и прямоугольном шаблоне наблюдения. Следует заметить, что при (наиболее распространенном) прямоугольном шаблоне наблюдений значительную часть времени объект находится за пределами поля зрения монитора *JEM-X*.

Программа наблюдений обсерватории *INTEGRAL* состоит из гарантированного времени (core program), т.е. наблюдений, запланированных Научным Советом (*INTEGRAL* Science Working Team, ISWT) и включающих регулярные сканирования плоскости Галактики (GPS) и центра Галактики (GCDE), а также открытых конкурсов (announcements of opportunity, AOs), в которых могут участвовать все желающие. К настоящему моменту проведено четыре таких конкурса. Данные наблюдений становятся открытыми для свободного доступа через год после того, как они поступают к руководителю группы, подавшей заявку на эти наблюдения.

Вскоре после начала работы обсерватории ряд анодов одного из двух детекторов *JEM-X* вышел из строя, что привело к падению чувствительности прибора и смещению нижней границы диапазона с 3 кэВ до 6 кэВ. Кроме того, эффекты виньетирования в *JEM-X* до сих пор остаются недостаточно изученными, что лишает смысла построение композитного изображения из нескольких отдельных КТЭ, если только их центры не совпадают (а такое совпадение весьма нехарактерно для обсерватории *INTEGRAL* в силу описанной выше тактики наблюдений).

Фактические характеристики телескопов *SPI* и *PICsIT* также уступают номинальным. К настоящему моменту 3 из 19 германиевых детекторов, составляющих *SPI*, вышли из строя, что привело к понижению чувствительности спектрометра примерно на 10%.

Единственным детектором обсерватории *INTEGRAL*, характеристики которого соответствуют номиналу, является камера *ISGRI* (Lebrun et al. 2003), с помощью

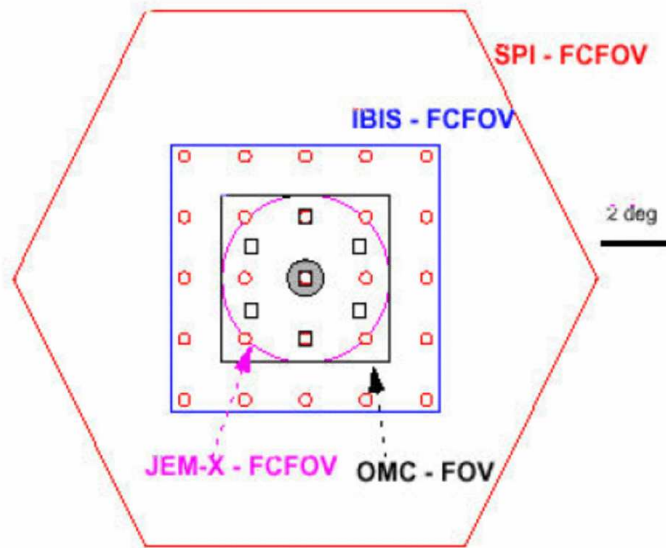


Рис. 1: Полностью кодируемые (FCFOV) поля зрения основных детекторов *INTEGRAL* и поле зрения (FOV) вспомогательной оптической камеры. Положения оси обсерватории относительно объекта при гексагональном и прямоугольном способе наблюдения показаны квадратами и кружками соответственно. Рисунок взят из работы Енсена и др. (Jensen et al. 2003) по разрешению авторов указанной работы.

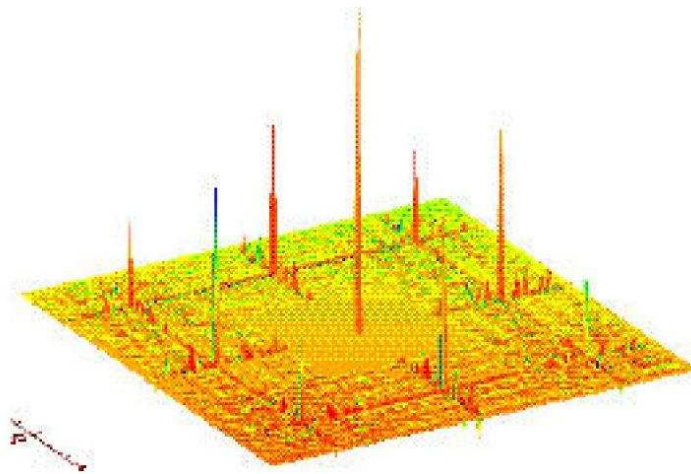


Рис. 2: Восстановленное изображение точечного источника, находящегося на оси камеры *INTEGRAL ISGRI*. Рисунок взят из работы Гольдвурма и др. (Goldwurm et al. 2003) по разрешению авторов указанной работы.

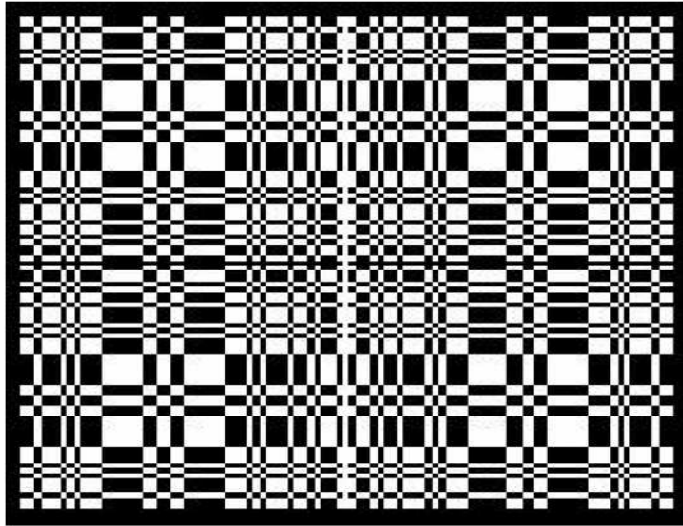


Рис. 3: Кодированная маска камеры *INTEGRAL ISGRI*. Черные поля обозначают непрозрачные зоны, закрытые вольфрамовыми ячейками; белые поля обозначают прозрачные зоны. Рисунок взят из работы Гольдвурма и др. (Goldwurm et al. 2003) по разрешению авторов указанной работы.

которой получено большинство научных результатов *INTEGRAL*.

1.2 Особенности наблюдений на обсерватории *INTEGRAL* на примере остатка сверхновой IC 443

Остаток сверхновой (ОСН) IC 443 – это протяжённый источник размером около $45'$, находящийся на расстоянии около 1.5 кпк (см., например, Fesen and Kirschner 1980). Наличие молекулярного облака у границ ОСН подтверждено наблюдениями молекулярных линий OH, CO и H_2 (см., например, Burton et al. 1990, Richter et al. 1995), возбуждаемых при прохождении ударной волны через облако. Сложная структура области взаимодействия ударной волны ОСН и молекулярного облака видна на инфракрасных картах обзора *2MASS* (Rho et al. 2001). В поле IC 443 находится яркий неидентифицированный источник гамма-излучения 3EG J0617+2238 (Esposito et al. 1996). Крупномасштабные карты мягкого рентгеновского излучения области IC 443, построенные по данным обсерватории *ROSAT* (Asaoka and Aschenbach 1994) и радионаблюдения на частотах 1420 МГц и 408 МГц, проведённые Лихи (Leahy 2004), указывают на то, что на поле IC 443 проецируется ещё один ОСН, называемый G189.6+3.3. Карта поля IC 443 на частоте 1420 МГц, полученная в обзоре NVSS (Condon et al. 1998), представлена на рис. 4.

Наблюдения на обсерватории *BeppoSAX* выявили наличие жёсткой составляющей рентгеновского излучения IC 443 (Vocchino and Vykov 2000). На изображении поля IC 443, построенном с помощью камеры *BeppoSAX MECS* в диапазоне 4.0–10.5 кэВ, присутствуют два ярких источника 1SAX J0617.1+2221 и 1SAX J0618.0+2227. Суммарный рентгеновский спектр поля IC 443, построенный при помощи спектрометра *BeppoSAX PDS*, указывает на существование пространственно неразрешенной жёсткой составляющей в диапазоне до 100 кэВ. Это подтверждается и более поздними спектральными данными, полученными на обсерватории *RXTE* (Sturmer et al. 2004).

Последующие наблюдения источника 1SAX J0617.1+2221 на обсерваториях *Chandra* (Olbert et al. 2001) и *XMM-Newton* (Vocchino and Vykov 2001) показали, что этот источник является, по всей видимости, пульсарной туманностью. Второй из жёстких источников *MECS*, 1SAX J0618.0+2227, находится в области взаимодействия ударной волны с молекулярным облаком. Недавние наблюдения этого источника на обсерватории *Chandra* (Vykov, Vocchino, and Pavlov 2005) показали, что в его спектре доминирует степенная составляющая с показателем 1.2–1.4, но также имеются указания на наличие тепловой составляющей, соответствующей излучению оптически тонкой плазмы с температурой около 0.3 кэВ. Таким образом, источник 1SAX J0618.0+2227 = XMMU J061804.3+222732, вероятнее всего, является фрагментом эжекты сверхновой, взаимодействующим с молекулярным облаком, хотя нельзя исключить и альтернативной интерпретации этого источника как пульсарной туманности, связанной либо с ОСН IC 443, либо с гипотетическим ОСН G189.6+3.3.

Карта поля IC 443 в диапазоне 3–10 кэВ, полученная с помощью камеры *XMM-Newton PN* (Vocchino and Vykov 2003), представлена на рис. 4. На карте

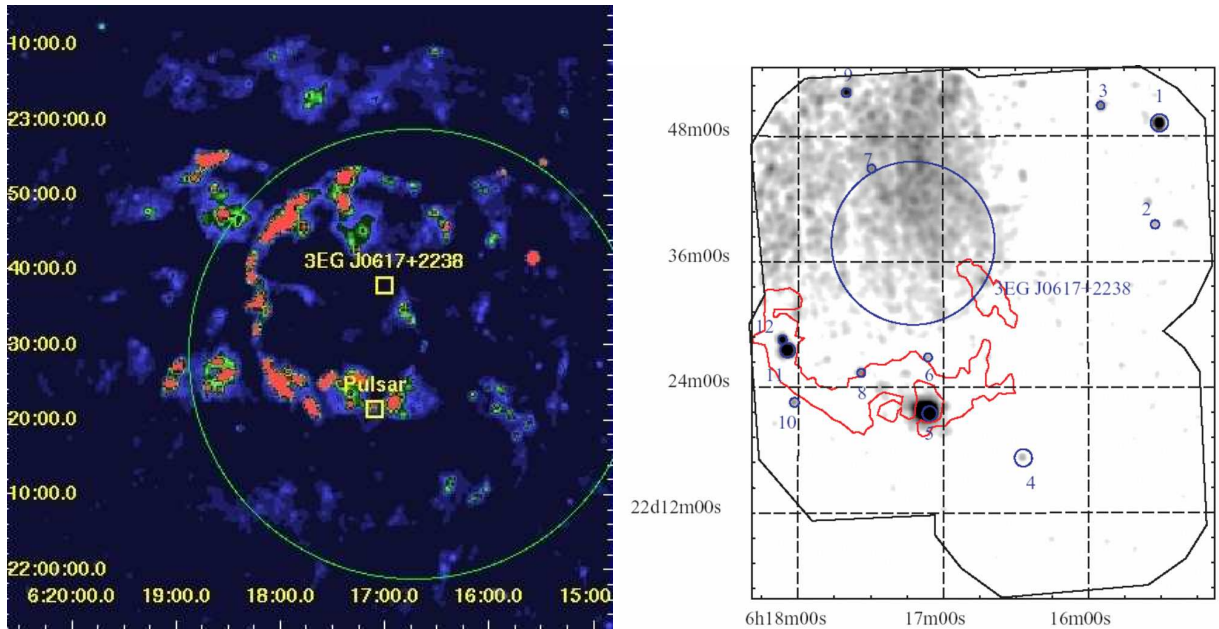


Рис. 4: **Слева:** Карта поля IC 443 на частоте 1420 МГц, полученная в обзоре NVSS (Condon et al. 1998). Жёлтыми квадратиками обозначены положение пульсара 1SAX J0617.1+2221 и наиболее вероятное положение источника гамма-излучения ZEG J0617+2238. Зелёная окружность обозначает приблизительную границу остатка по наблюдениям на частоте 151 МГц (Green 1986). **Справа:** Карта поля IC 443 в диапазоне 3–10 кэВ, полученная с помощью камеры *XMM-Newton PN*. Карта взята из работы Боккино и Быкова (Bocchino and Bykov 2003) по разрешению авторов указанной работы. Цифрами на карте обозначены 12 источников, обнаруженных *XMM-Newton* в мягком диапазоне 0.5–2.0 кэВ. Синий кружок обозначает 95% доверительную область локализации источника ZEG J0617+2238. Красный контур обозначает область, излучающую в линии молекулярного водорода 1–0 S(1) с длиной волны 2.122 мкм (Burton et al. 1990). Координаты на обеих частях рисунка даны в системе J2000.

отчётливо видны жёсткие источники 1SAX J0617.1+2221 (обозначен цифрой 5) и 1SAX J0618.0+2227 (обозначен цифрами 11 и 12).

1.2.1 Наблюдения IC 443 камерой *INTEGRAL ISGRI*

ОСН IC 443 наблюдался обсерваторией *INTEGRAL* как в рамках программы калибровочных наблюдений и программ сканирования галактической плоскости (GPS) на орбитах 41-42, 51, 55, 63, 170, так и в рамках программ открытого конкурса АО1 на орбитах 123-127 и АО2 на орбитах 182, 184, 247, 248 (по заявкам А.М. Быкова и др.).

Суммарная экспозиция IC 443 в полностью кодируемом поле *ISGRI* составила около 1107 тыс. секунд, однако специфическая циклическая конструкция кодирующей маски *ISGRI*, с одной стороны, и наличие сильного источника (Крабовидной туманности) в поле зрения, с другой стороны, привели к появлению большого числа фальшивых источников на карте *ISGRI*. Яркость этих фальшивых источников пропорциональна яркости реального сильного источника, который приводит к их появлению, поэтому возможность детектирования слабого источника при наличии в поле зрения сильного источника зависит от соотношения их светимостей в рассматриваемом диапазоне энергии и от взаиморасположения на небе. К сожалению, IC 443 расположен непосредственно на линии фальшивых источников, порождаемых в поле зрения *ISGRI* Крабовидной туманностью, вблизи пересечения этой линии с аналогичной (хотя и несколько более слабой) линией фальшивых источников.

Стандартный пакет OSA (Chernyakova, Walter, and Courvoisier 2004), предназначенный для обработки данных *INTEGRAL*, предусматривает очистку карт *ISGRI* от фальшивых источников (при условии детектирования системой реального источника, их порождающего). Однако погрешность этой очистки составляет не менее нескольких долей процента, то есть, для случая Крабовидной туманности вычищаются только фальшивые источники светимостью не меньше нескольких миллиКраб, что не позволяет надёжно детектировать реальные источники светимостью меньше десяти миллиКраб. В случае IC 443 погрешность вычищения фальшивых источников превышала нормативную, поскольку Крабовидная туманность находилась в частично кодированном поле зрения *ISGRI*.

Карта широкой окрестности IC 443, полученная с помощью камеры *ISGRI* в диапазоне 20–60 кэВ, приведена на рис. 5. На карте четко видны линии фальшивых источников, порождаемых Крабовидной туманностью, которая находится в частично кодированном поле *ISGRI*. Эти линии проходят через поле IC 443 (показанное на рисунке зелёной окружностью), что делает детектирование источников в этом поле крайне ненадёжным.

В связи с указанной невозможностью детектировать источники в поле IC 443 при наличии в поле зрения *ISGRI* Крабовидной туманности, была предпринята попытка провести наблюдения со смещенной осью. Наблюдения поля IC 443 на орбитах

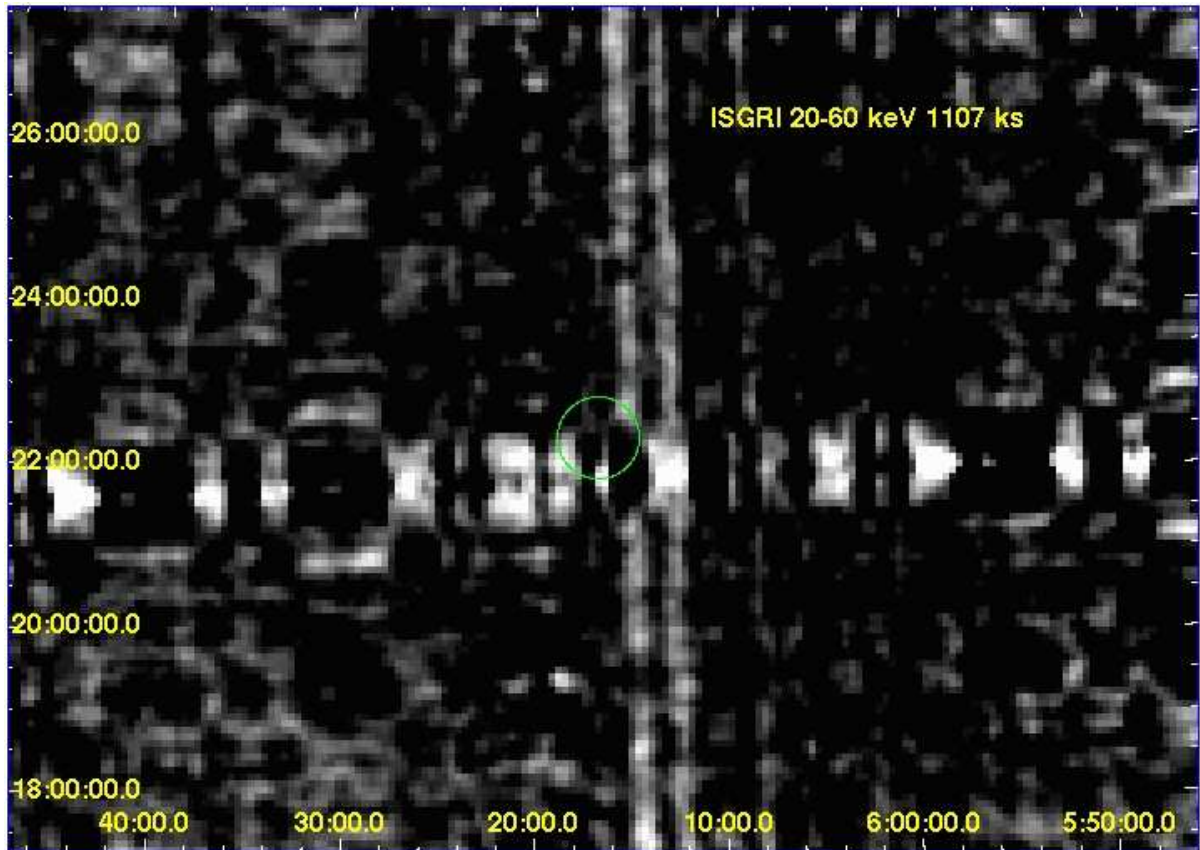


Рис. 5: Карта широкой окрестности IC 443, полученная с помощью камеры *ISGRI* в диапазоне 20–60 кэВ. На карте четко видны линии фальшивых источников, порождаемых Крабовидной туманностью, которая находится в частично кодированном поле *ISGRI*. Как и на рис. 4, зелёная окружность обозначает приблизительную границу IC 443, установленную по наблюдениям на частоте 151 МГц (Green 1986).

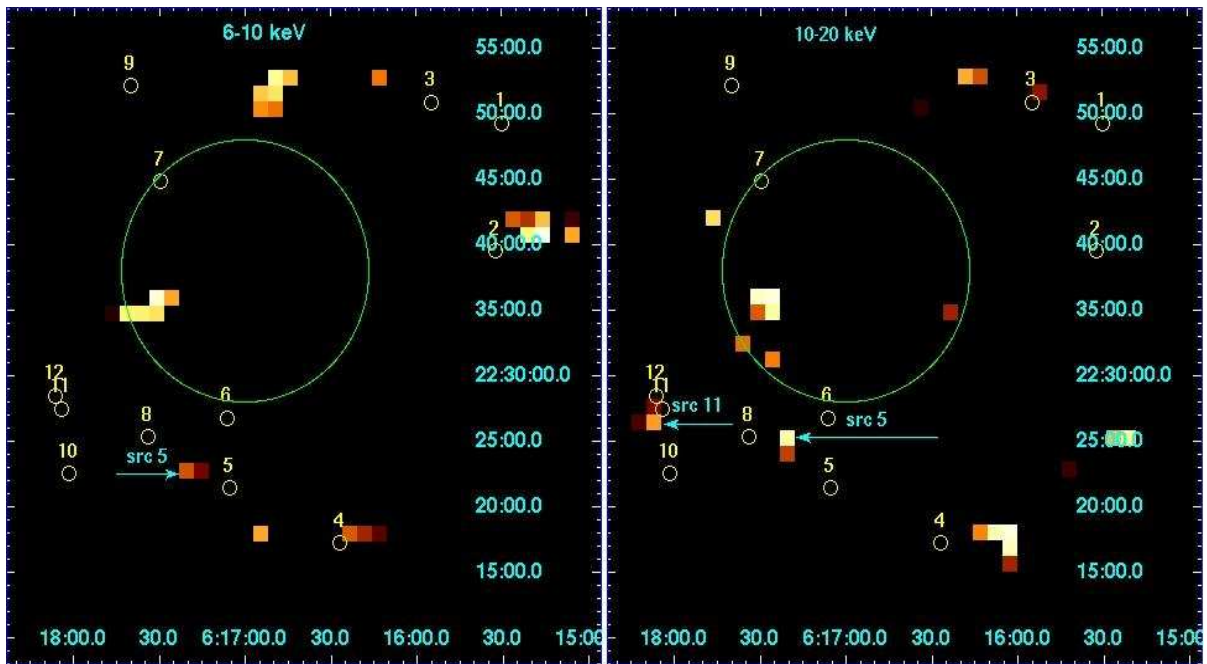


Рис. 6: Карта значимости *JEM-X* в окрестности OCN IC 443. Значимостям от 14 до 20 соответствует линейная шкала цвета. Нумерованными жёлтыми кружками отмечены источники, детектированные камерой *XMM-Newton PN* (Vocchino and Vykov 2003). Стрелками указаны вероятные соответствия источникам 5 и 11 на карте *JEM-X*.

247 и 248 велись таким образом, что ось *ISGRI* была смещена к востоку (до точки 06:42:04.0,+22:27:28.0 в системе координат J2000), так что Крабовидная туманность находилась вне поля зрения *ISGRI*. Однако при этом и поле IC 443 оказывалось вне полностью кодируемого поля зрения *ISGRI*, что понизило достоверность детектирования источников в области IC 443 (и исключило возможность наблюдений этой области с помощью монитора *JEM-X*). Таким образом, и в ходе дополнительных наблюдений со смещенной осью в поле IC 443 не было детектировано ни одного источника в диапазоне выше 20 кэВ.

1.2.2 Наблюдения IC 443 монитором *INTEGRAL JEM-X*

В ходе наблюдений OCN IC 443 обсерваторией *INTEGRAL* окрестность IC 443 находилось в пределах полностью кодируемого поля *JEM-X* в течение 420 тыс. секунд. Относительно небольшой объём данных связан, во-первых, с особенностями шаблона наблюдений *INTEGRAL*, оптимизированного для широкоугольных приборов *ISGRI* и *SPI*, а во-вторых, со смещением центра поля зрения *INTEGRAL* при наблюдениях на орбитах 182, 184, 247, 248, которое вывело IC 443 из полностью кодируемого поля зрения *JEM-X*.

Данные *JEM-X* обрабатывались с помощью стандартного пакета OSA 5.1 (Chernyakova, Walter, and Courvoisier 2004). Для повышения надёжности детекти-

рования использовались широкие спектральные окна 6–10 кэВ и 10–20 кэВ. Обработка данных производилась при значении параметра $RadiusLimit = 100$, что также повышает надёжность детектирования (за счёт уменьшения эффективного размера поля зрения на 5%, что несущественно для данного случая, поскольку при анализе использовались только данные из полностью кодированного поля зрения *JEM-X*).

Изображения поля IC 443, полученные монитором *JEM-X*, представлены на рис. 6. Стрелками указаны вероятные соответствия источникам 5 и 11, детектированным *XMM-Newton PN* (Vocchino and Vukov 2003). К сожалению, значимости этих избытков недостаточно высоки, для того чтобы говорить об уверенном детектировании. Избыток *JEM-X*, расположенный вблизи источника 11, виден только в жестком диапазоне 10–20 кэВ, а расстояние более яркого избытка от источника 5 (равно как и от источников 6 и 8) несколько превышает значение пространственного разрешения *JEM-X*.

1.2.3 Выводы

(i) Несмотря на значительную экспозицию поля IC 443, по техническим причинам ни один источник в этом поле не детектирован камерой *INTEGRAL ISGRI*.

(ii) По результатам наблюдений поля IC 443 монитором *INTEGRAL JEM-X* обнаружены избытки излучения в диапазонах 6–10 кэВ и 10–20 кэВ, пространственно коррелирующие с источниками, наблюдаемыми обсерваториями *BeppoSAX* и *XMM-Newton* в диапазоне до 10 кэВ. Однако надёжность детектирования этих избытков является низкой.

2 Жёсткий источник в поле остатка сверхновой γ -Cygni

ОСН γ -Cygni (G78.2+2.1) – это протяженный источник размером около градуса, наблюдаемый в широком диапазоне энергий от радио- до гамма-излучения. Этот остаток расположен в богатой источниками области Лебеда, содержащей массивные газо-пылевые комплексы, поблизости от мощной звёздной ассоциации Cygnus OB2.

Остаток γ -Cygni открыт в 1977 году как радиоболочка (Higgs, Landecker, and Roger 1977; Лозинская 1977). В ходе многоволновых радионаблюдений Жаня и др. (Zhang et al. 1997) была выявлена неоднородная структура пространственного распределения спектральных индексов в остатке и обнаружены существенные избытки радиояркости на юго-востоке и на северо-западе γ -Cygni. Расстояние до γ -Cygni оценивается как 1.5 кпк по радионаблюдениям атомарного водорода (Landecker, Roger, and Higgs 1980).

Оптические карты γ -Cygni в фильтрах $H_{\alpha}+[NII]$, $H_{\alpha}+[SII]$ и $[OIII]$, недавно полученные Мавроматакисом (Mavromatakis 2003), демонстрируют неоднородную структуру остатка. На этих картах видны яркие излучающие области размером в 10–20 угловых минут на северо-западе и на юго-востоке γ -Cygni. Потoki от этих ярких областей составляют несколько единиц на 10^{-15} эрг см^{-2} с^{-1} на квадратную угловую секунду в блендах H_{α} и несколько единиц на 10^{-16} эрг см^{-2} с^{-1} на квадратную угловую секунду в фильтре $[OIII]$.

Архивные наблюдения γ -Cygni на обсерваториях *ROSAT* и *ASCA* проанализированы Лозинской, Правдиковой и Финогоновым (2000). Эти наблюдения выявили наличие сложной структуры остатка в мягком рентгеновском диапазоне. Согласно данным обсерватории *ROSAT*, излучающая область простирается далеко за радиоболочку остатка, что, возможно, указывает на расширение остатка в полость, созданную ветром предсверхновой звезды. На основе архивных данных обсерватории *ASCA*, Учияма и др. (Uchiyama et al. 2002) обнаружили, что на рентгеновской карте γ -Cygni в диапазоне 4–10 кэВ доминируют несколько локализованных источников, расположенных в северной части остатка, излучение которых имеет жесткий степенной спектр с показателем 0.8–1.5.

В поле γ -Cygni присутствует источник жесткого гамма-излучения 2CG 078+2, впервые обнаруженный телескопом *COS-B* (см., например, Swanenburg et al. 1981). Наблюдения камеры *CGRO-EGRET* подтвердили существование этого источника (2EG J2020+4026 / 3EG J2020+4017), являющегося самым ярким из неидентифицированных источников, присутствующих в третьем каталоге *EGRET*. Поток этого источника в диапазоне выше 100 МэВ составляет около $1.2 \cdot 10^{-6}$ фот см^{-2} с^{-1} (Sturmer and Dermer 1995; Esposito et al. 1996). Наблюдения на гамма-телескопе *Whipple* позволили установить верхний предел потока излучения в диапазоне свыше 300 ГэВ, равный около $2.2 \cdot 10^{-11}$ фот см^{-2} с^{-1} (см., например, Buckley et al. 1998), что указывает на наличие излома гамма-спектра γ -Cygni в области нескольких ГэВ.

Источником жёсткого гамма-излучения в поле γ -Cygni мог бы быть пульсар

(до сегодняшнего дня не обнаруженный) или ускоренные энергичные частицы, взаимодействующие с окружающим веществом и излучением (см., например, Sturmer et al. 1997; Gaisser, Protheroe, and Stanev 1998; Bykov et al. 2000).

Для ответа на вопрос о природе гамма-излучения γ -Cygni необходимо проанализировать многоволновые карты остатка. Анализ изображений остатка в жестком рентгеновском диапазоне может позволить разделить вклады лептонной и адронной составляющей в гамма-излучение γ -Cygni.

2.1 Наблюдения γ -Cygni камерой *INTEGRAL ISGRI*

Первые наблюдения γ -Cygni в диапазоне 25–120 кэВ с пространственным разрешением 12 угловых минут проведены с помощью камеры *INTEGRAL ISGRI* в рамках программы гарантированного времени ISWT (Bykov et al. 2004). С 18 ноября 2002 по 15 июня 2003 года (орбиты 12–82) было проведено 21 наблюдение различной продолжительности.

При анализе данных Быковым, Красильщиковым, Уваровым и др. (Bykov et al. 2004) использованы также калибровочные наблюдения источника Cygnus X-1 и наблюдения области Cygnus OB2, произведённые в рамках программ АО1 и АО2 по заявке группы сотрудников Льежского университета во главе с Г. Раувом (G. Rauw) 11-12 июня 2003 года (орбита 80) и 8–9 мая 2004 года (орбита 191).

В силу специфической тактики наблюдений *INTEGRAL* большая часть экспозиции γ -Cygni приходится на частично кодируемое (PCFOV) поле зрения *ISGRI*. Современные методы обработки данных, полученных в частично кодируемом поле приборов с кодирующей маской, несовершенны и приводят к существенным неопределённостям при определении положений и яркостей источников. В особенности это относится к ситуации, когда исследуется слабый источник в присутствии сильного источника в поле зрения прибора. В случае γ -Cygni в поле зрения *ISGRI* попадают по крайней мере три сильных источника: массивная двойная система с чёрной дырой Cygnus X-1 (см., например, Pottschmidt et al. 2003), микроквазар, содержащий звезду Вольфа-Райе, Cygnus X-3 (см., например, Martí et al. 2005) и массивная двойная система, содержащая Ве-звезду и нейтронную звезду, EXO 2030+375 (см., например, Camero Arranz et al. 2005).

В общей сложности, Быков, Красильщиков, Уваров и др. (Bykov et al. 2004) проанализировали 436 КТЭ общей длительностью 1060 тыс. секунд. Рассматривались только те КТЭ, которые соответствуют стандартным критериям качества данных: удаленности спутника *INTEGRAL* от радиационных поясов Земли, низкому фону энергичных частиц и номинальному функционированию приборной электроники. Кроме того, рассматривались только те КТЭ, в которых суммарная продолжительность качественных интервалов (good time intervals, GTI) превышала 100 секунд.

Следует отметить, что для повышения надежности результатов обработки наблюдений при оценке потоков и построении спектров источников использовались

только 150 КТЭ общей длительностью 360 тыс. секунд, в которых источник находился в полностью кодируемом поле зрения *ISGRI*. Список таких КТЭ приведён в приложении А.3. Остальные КТЭ, в которых источник находился в частично кодируемом поле зрения *ISGRI*, использовались лишь для контроля результатов.

Данные *INTEGRAL* анализировались как при помощи стандартного пакета OSA 4.2 (Chernyakova, Walter, and Courvoisier 2004), разработанного в Центре обработки данных *INTEGRAL* (ISDC, Courvoisier et al. 2003), так и с помощью оригинальных методов определения значимостей детектирования и потоков наблюдаемых источников.

Для построения изображений использовались широкие спектральные окна (25–40 кэВ, 40–80 кэВ, 80–120 кэВ), поскольку в узком спектральном окне *ISGRI* невозможно надёжное детектирование источника светимостью несколько миллиКраб¹. Для улучшения значимости детектирования источников (при одновременном ухудшении точности локализации) в пакете OSA выключался параметр "pixel spreading".

Для определения значимости детектирования источников использовались как стандартные карты значимости, получаемые при помощи пакета OSA, так и оригинальная методика, основанная на построении распределения скорости счёта в области размером в несколько градусов вокруг потенциального источника, не содержащей иных ярких источников, кроме исследуемого.

Для определения потоков и построения спектров детектированных источников использовалась кросс-калибровка с наблюдениями Крабовидной туманности, т.е. пересчёт потоков через соотношение скоростей счёта анализируемого источника и Крабовидной туманности в одном и том же энергетическом диапазоне с учётом известного спектра Крабовидной туманности и модельного спектра исследуемого источника. Систематическая ошибка такой процедуры, связанная, главным образом, с протяженностью исследуемого источника, не превышает 25%. Кросс-калибровки точечных источников *ISGRI* проанализированы в работе Любиньского (Lubinski 2004).

Крупномасштабное изображение области γ -Cygni, полученное камерой *ISGRI* в диапазоне 25–40 кэВ, представлено на рис. 7. Круговой контур на рисунке соответствует полю зрения рентгеновской камеры *RXTE PCA*, наблюдавшей остаток 5–10 апреля 1997 года. Из рисунка видно, что источник, расположенный в северо-западной части γ -Cygni (далее – источник NW), является самым ярким в указанном диапазоне энергий.

В целом, на изображениях области γ -Cygni, полученных камерой *ISGRI* в диапазонах 25–40 кэВ, 40–80 кэВ и 80–120 кэВ, доминируют несколько ярких локализованных излучающих сгустков, имеющих размер 10–20 угловых минут (см., например, рис. 8). Потоки наиболее ярких из них – источника NW, источника SE на юго-востоке и источника NE на северо-востоке остатка – представлены в таблице 2. Источник NE, совпадающий с жёстким источником C1, обнаруженным камерой *ASCA GIS*

¹1 Краб примерно соответствует непоглощённому потоку $2 \cdot 10^{-8}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне 2–10 кэВ при фотонном спектре, описываемом степенным законом с показателем -2.

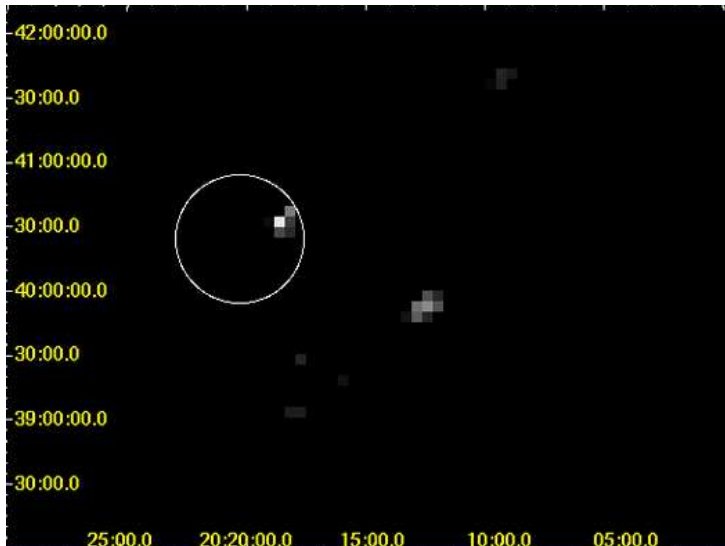


Рис. 7: Карта значимостей источников в окрестности γ -Cygni в диапазоне 25–40 кэВ. Круговой контур соответствует полю зрения камеры *RXTE PCA*, наблюдавшей остаток 5–10 апреля 1997 года. Значимости линейно соответствуют яркости на рисунке, темный фон соответствует значимости 2σ , а самая яркая точка соответствует значимости 4σ . Координаты даны в системе J2000.

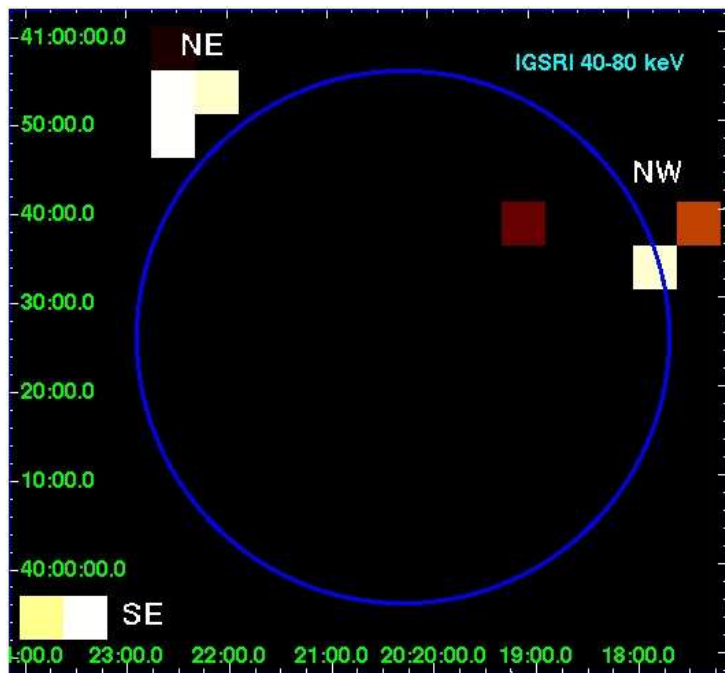


Рис. 8: Изображение области γ -Cygni, полученное камерой *ISGRI* в диапазоне 40–80 кэВ. Синяя окружность обозначает поле зрения рентгеновской камеры *RXTE PCA*. Координаты даны в системе J2000.

Источник	Диапазон, кэВ	Поток излучения, 10^{-11} эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$
NW	25–40	1.7 ± 0.4
SE		1.2 ± 0.5
NE		–
NW	40–80	1.2 ± 0.8
SE		1.5 ± 0.8
NE		1.7 ± 0.7
NW	80–120	2.5 ± 1.2
SE		3.0 ± 1.2
NE		–

Таблица 2: Потоки трёх ярких источников в остатке сверхновой γ -Cygni, наблюдаемые камерой *ISGRI*.

(Uchiyama et al. 2002), наблюдается только в диапазоне 40–80 кэВ; необходимы дополнительные наблюдения, чтобы подтвердить или опровергнуть его существование. Возможно, неуверенное детектирование этого источника камерой *ISGRI* связано с его существенной протяжённостью.

2.2 Наблюдения γ -Cygni на обсерваториях *ASCA* и *RXTE*

Для построения низкоэнергичной части многоволнового рентгеновского спектра источников, наблюдаемых *ISGRI* в области γ -Cygni, использованы архивные наблюдения обсерватории *ASCA* суммарной продолжительностью 300 тыс. секунд, проведённые 16-17 мая 1996 года и 14-17 мая 1997 года по заявке И. Учиямы (Y. Uchiyama) и др. Конкретно, использованы следующие экспозиции: 25010000, 25010010, 25010020, 74019000. Для обработки данных, полученных камерой *ASCA GIS*, использован стандартный пакет HEASARC FTOOLS 5.3 (Pence 1997, Blackburn 1995). К данным были применены стандартные критерии отбора качественных интервалов (GTI), в частности, отбор по углу возвышения (elevation angle) и по степени удаленности от южно-атлантической аномалии (SAA).

Результаты обработки данных *ASCA GIS* согласуются с результатами, полученными в работе Учиямы и др. (Uchiyama et al. 2002). Изображение области γ -Cygni в диапазоне 6–10 кэВ, полученное камерой *ASCA GIS*, представлено на левой панели рис. 11. На этом изображении отчётливо виден источник С3 (в номенклатуре, заданной в работе Учиямы и др. – Uchiyama et al. 2002), с точностью до разрешения *ISGRI* совпадающий с источником NW, контур которого показан на той же панели. Источники SE и NE видны неотчётливо, что может говорить об их относительно жёстком спектре при меньшей интегральной рентгеновской светимости и об их протяженности. Следует также отметить, что все эти источники расположены на краю

поля зрения *ASCA GIS*, что несколько увеличивает неопределенность результатов, полученных по данным *ASCA*.

Жёсткое излучение γ -Cygni может быть также изучено с помощью спектрометра *RXTE PCA* (Swank 1994, Zhang et al. 1993). Этот прибор не даёт изображения наблюдаемой области, но позволяет строить суммарный спектр всех источников, попадающих в его поле зрения (около 1.2° FWHM), в диапазоне энергий 2–60 кэВ.

Для построения спектра γ -Cygni использованы архивные наблюдения *RXTE*, проведённые 5-10 апреля 1997 года по заявке К. Бразье (К. Brazier), суммарной продолжительностью 61,4 тыс. секунд (конкретно, использованы следующие экспозиции: 20163-01-01-00, 20163-01-01-01, 20163-01-01-010, 20163-01-01-10, 20163-01-01-11, 20163-01-01-12, 20163-01-01-120, 20163-01-01-13, 20163-01-01-14, 20163-01-01-16). Обработка данных производилась при помощи стандартного пакета HEASARC FTOOLS 5.3. Используются только данные типа "Standard-2". Фон *PCA* оценен с помощью наиболее современной модели smfaint17_eMv20031123 (Jahoda et al. 2005), специально разработанной для анализа слабых источников. К данным был применён стандартный фильтр качественных интервалов (GTI). Поле зрения *RXTE PCA* покрывает значительную часть γ -Cygni, включая области, детектированные как жёсткие источники *INTEGRAL ISGRI*.

Анализ данных *PCA* показал, что рентгеновское излучение из области γ -Cygni имеет составляющую в диапазоне выше 20 кэВ.

Суммарные спектры области γ -Cygni, полученные с помощью камеры *ASCA GIS* и спектрометра *RXTE PCA*, были совместно проанализированы при помощи модели, включающей двухкомпонентный степенной закон и лоренцевскую линию с центральной энергией около 6.2 кэВ. Результат совместного моделирования спектров *ASCA GIS* и *RXTE PCA* изображен на рис. 9. Наилучшее согласие модельного спектра с данными (приведённое значение $\chi^2_\nu = 0.91$ при 85 степенях свободы) достигается при следующих значениях параметров модели. При энергиях ниже энергии слома $E_b = 11.1 \pm 1.2$ кэВ показатель спектра α_1 равен 2.0 ± 0.4 , а при бóльших энергиях показатель спектра α_2 равен 1.2 ± 0.4 ; нормализация степенного спектра составляет $(8.1 \pm 0.56) \cdot 10^{-3}$ фот $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на энергии 1 кэВ. Лоренцевская линия имеет центральную энергию 6.2 ± 0.04 кэВ и ширину 1.0 ± 0.2 кэВ (эквивалентная ширина равна 1.1 ± 0.5 кэВ). Следует заметить, что аналогичная линия была найдена Паннунти и др. (Pannuti et al. 2003) в рентгеновском спектре другого протяженного ОЧН – SNR G347.3-0.5.

На основе построенной спектральной модели, полученной при согласовании спектров *ASCA GIS* и *RXTE PCA*, можно сделать экстраполяции и оценить потоки излучения всего остатка γ -Cygni в диапазонах ISGRI. Таким образом, в диапазоне 25–40 кэВ поток может быть оценён как $(1.0\text{--}1.7) \cdot 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, а в диапазоне 80–120 кэВ – как $(1.4\text{--}4.5) \cdot 10^{-11}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. В этих оценках учтён тот факт, что жёсткое излучение γ -Cygni главным образом создаётся источниками NW, SE и NE (см. рис. 8), расположенными на краю поля зрения *RXTE PCA*, а потому потоки должны быть скорректированы согласно уменьшению функции отклика коллима-

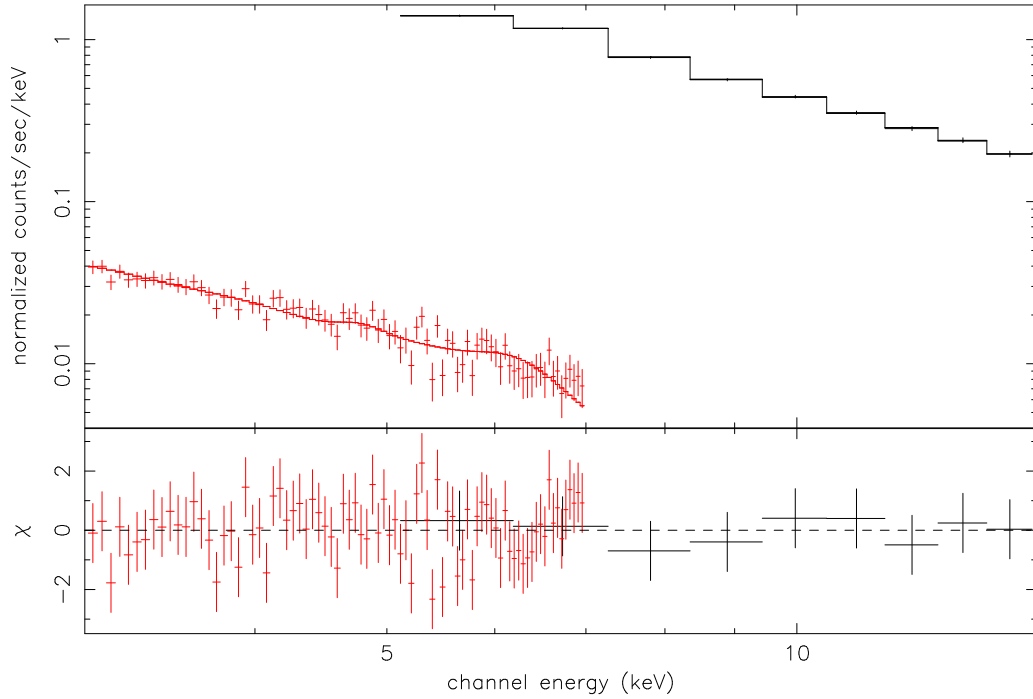


Рис. 9: Совместно промоделированные спектры *ASCA GIS* (красные точки) и *RXTE PCA* (чёрные точки). Приведённое значение $\chi^2_{\nu} = 0.91$ при 85 степенях свободы.

тора *PCA* на расстоянии около $30'$ от центра его поля зрения.

Приведённые оценки согласуются с оценкой суммарного потока источников *ISGRI* (см. таблицу 2), если принять во внимание 25% систематическую погрешность процедуры оценки потоков *ISGRI* при помощи кросс-калибровки с наблюдениями Крабовидной туманности.

Многоволновой спектр жёсткого излучения γ -Cygni представлен на рис. 10. На этом рисунке показаны потоки излучения всего остатка, полученные по данным *ASCA GIS* и *RXTE PCA*, потоки источника NW, полученные по данным *INTEGRAL ISGRI*, а также потоки источника *EGRET* 3EG J2020+4017 и верхний предел, поставленный по данным телескопа *Whipple* (см., например, Buckley et al. 1998).

2.3 Анализ многоволновых данных о γ -Cygni

На рис. 11 представлены карты γ -Cygni, полученные телескопами *ROSAT PSPC-B*, *ASCA GIS* и *INTEGRAL ISGRI* в диапазонах 0.4–2.0 кэВ, 6–10 кэВ и 25–40 кэВ, соответственно.

Положения детектированных *INTEGRAL ISGRI* сгустков, излучающих в жестком рентгеновском диапазоне, коррелируют с положениями темных областей (соответствующих высоким лучевым концентрациям атомарного водорода $N_H \gtrsim 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$) на карте *ROSAT PSPC-B* в диапазоне 0.4–2.0 кэВ, представленной на средней панели

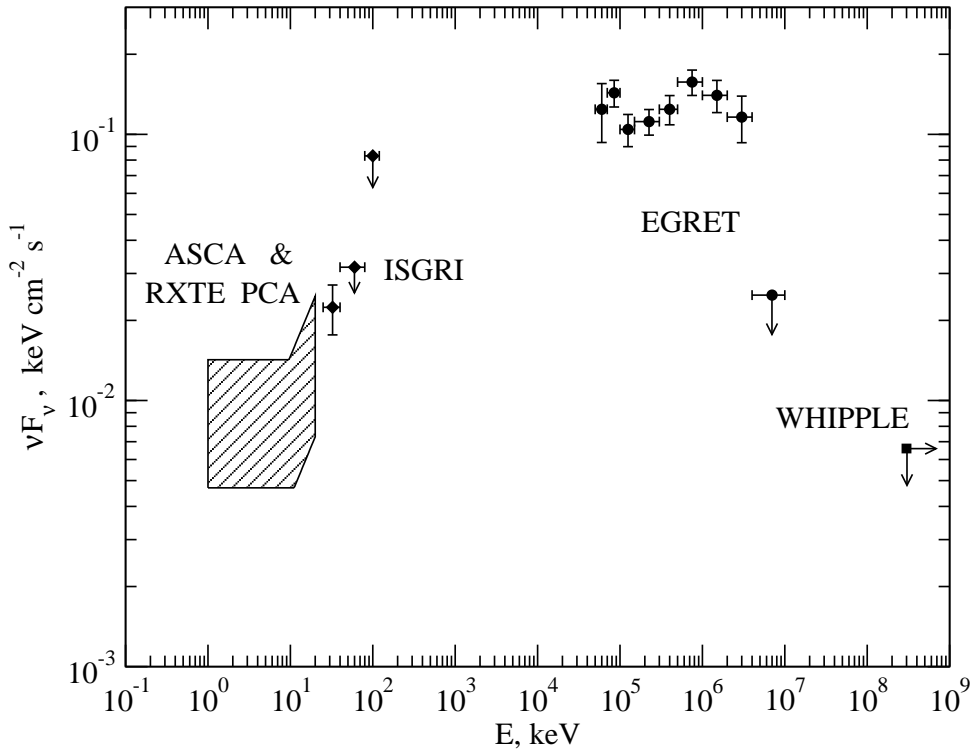


Рис. 10: Многоволновой спектр жёсткого излучения γ -Cygni. Точки *ISGRI* соответствуют потоку от источника NW.

рис. 11.

Эти сгустки прилегают к областям размером 10–20 угловых минут, интенсивно излучающим в оптических линиях $H_{\alpha} + [NII]$ (6560 Å), $H_{\alpha} + [SII]$ (6720 Å) и $[OIII]$ (5010 Å), наблюдаемым Мавроматакисом (Mavromatakis 2003). Излучение в этих линиях характерно для области взаимодействия ОСН с облаком и может указывать на наличие радиативной ударной волны.

В проэволюционировавших ОСН, взаимодействующих с межзвёздными облаками, таких как γ -Cygni и IC 443, можно ожидать наличия существенно неоднородной структуры, состоящей из головной ударной волны (имеющей умеренное число Маха) охлаждающего слоя, плотной излучающей оболочки и внутренней области, заполненной горячей разреженной плазмой. ОСН, эволюционирующий в межсгустковой области молекулярного облака при плотности $n_a \sim 25$ атомов водорода в кубическом сантиметре, становится радиативным, когда радиус оболочки достигает около 6 пк (Chevalier 1999). Модель ускорения нетепловых электронов, в подобных ОСН (Вуков et al. 2000) предсказывает, что эти ОСН являются источниками жёсткого рентгеновского и гамма-излучения. Отличительной чертой такой модели является наличие локализованных излучающих областей с очень плоским рентгеновским спектром, описываемым степенным законом с показателем степени, близким к единице. Энергия излома и максимальная энергия ускоренных частиц зависят от окружающей плотности. Радиативная ударная волна, распространяющаяся по межсгустковой

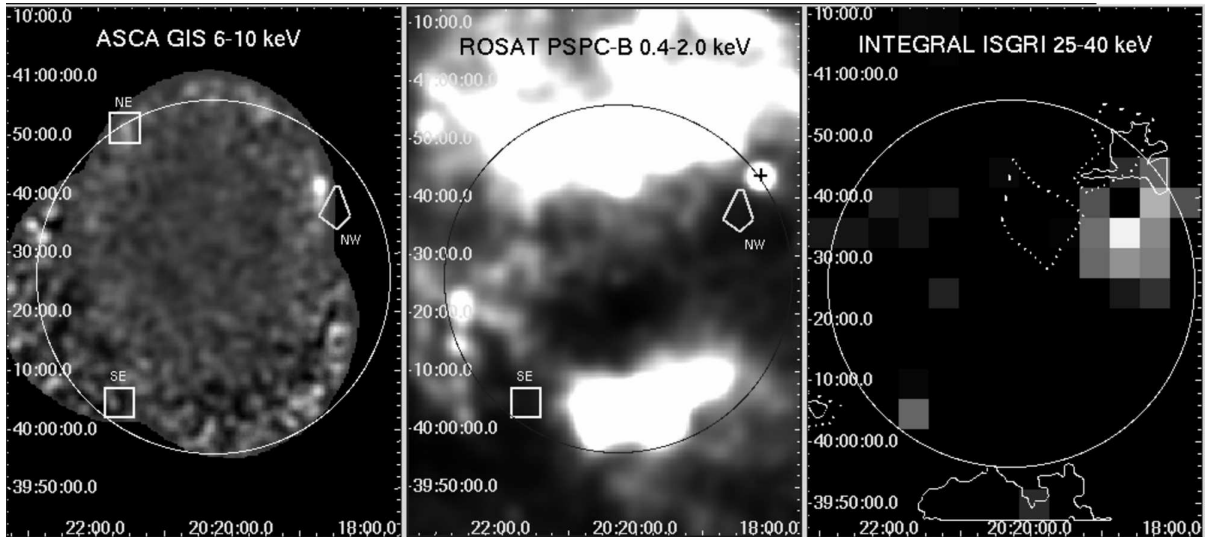


Рис. 11: Слева: Карта потоков, полученная камерой *ASCA GIS* в диапазоне 6–10 кэВ. На карте обозначены источники, детектированные камерой *ISGRI*. Для источника NW показан контур значимости 4.2σ . В центре: Карта потоков, полученная камерой *ROSAT PSPC-B* в диапазоне 0.4–2.0 кэВ. На карте обозначены источники SE и NW, детектированные камерой *ISGRI*. Для источника NW показан контур значимости 4.2σ . Крестиком обозначено положение O9V-звезды HD 193322 (20:18:07,+40:43:55). Справа: Карта значимости *INTEGRAL ISGRI* в диапазоне 25–40 кэВ. Сплошной линией показан контур избытка излучения в линии [OIII] 5010 Å на уровне $3 \cdot 10^{-16}$ эрг см⁻² с⁻¹ на квадратную угловую секунду, точками показан контур избытка излучения в линии H_α+ [NII] 6560 Å на уровне $3 \cdot 10^{-15}$ эрг см⁻² с⁻¹ на квадратную угловую секунду. Оптические данные взяты из работы Мавроматакиса (Mavromatakis 2003). На всех панелях сплошной круг показывает положение поля зрения камеры *RXTE PCA*.

области молекулярного облака, может ускорять электроны до энергий в несколько ГэВ; этот процесс может сопровождаться как радиоизлучением, так и жёстким рентгеновским и гамма-излучением в диапазоне сотен МэВ. Более медленная МГД ударная волна в плотном молекулярном облаке может быть ярким источником жесткого рентгеновского излучения, но не излучать в радио- и гамма-диапазоне. Тормозное излучение нетепловых электронов имеет жёсткий рентгеновский спектр. Поток нетеплового рентгеновского излучения F_x создаётся электронами, ускоренными МГД ударной волной, которая движется со скоростью v_{s7} (выраженной в 100 км с^{-1}) и имеет угловой размер θ (выраженный в угловых минутах). Указанный поток излучения может быть выражен как доля механической энергии движения волны:

$$F_x \approx 9.2 \cdot 10^{-12} \eta \frac{n_a v_{s7}^3}{2} \theta^2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (1)$$

Эффективность тормозного излучения в рентгеновском диапазоне, η , относительно мала из-за кулоновских потерь быстрых частиц. Эти потери, в свою очередь, являются причиной мощного диффузного излучения межсгустковой среды в оптическом и инфракрасном диапазоне. Для межсгустковой среды солнечного состава и рентгеновского диапазона до 100 кэВ, η не превышает 10^{-5} , поэтому для объяснения результатов наблюдений γ -Сугни камерой *INTEGRAL ISGRI* с помощью модели Быкова и др. (Bykov et al. 2000) требуется $n_a \cdot v_{s7}^3 \cdot \theta^2 > 10^5$. Это требование является довольно жёстким с точки зрения эффективности ускорения электронов относительно медленной волной с $v_{s7} \gtrsim 1$ и $n_a > 100 \text{ см}^{-3}$ для $\theta \sim 10$.

Альтернативная интерпретация наблюденных жёстких рентгеновских источников в γ -Сугни может быть построена в рамках модели быстрых фрагментов эжекты сверхновой, взаимодействующих с молекулярным облаком (Bykov 2003). Фрагмент эжекты, попавший в межсгустковую среду, может породить в ней ударную волну, движущуюся со скоростью около 1000 км с^{-1} и служащую мощным источником рентгеновского излучения как в континууме, так и в линиях. Фрагменты эжекты обогащены тяжёлыми элементами и эффективность тормозного излучения увеличивается в $\langle Z \rangle$ раз, где $\langle Z \rangle$ – средний заряд иона, так как $\eta \sim \langle Z \rangle$ и требование $\langle Z \rangle \cdot n_a \cdot v_{s7}^3 \cdot \theta^2 > 10^5$ становится менее жёстким. Модель быстрых фрагментов эжекты предсказывает наличие комплексной структуры линий К-оболочки железа в рентгеновском спектре. Таким образом, указание на спектральную линию с энергией около 6.2 кэВ, содержащаяся в данных *RXTE PCA*, может быть естественным образом понято в рамках этой модели, хотя нельзя исключить и наличие вклада в эту линию от фонового неидентифицированного аккрецирующего источника (рентгеновской двойной системы или активного ядра галактики).

Ещё одним вероятным источником наблюденного *ISGRI* жёсткого излучения в северо-западной части γ -Сугни является мощный ветер звезды HD 193322, относящейся к раннему спектральному классу O9V. Эта звезда расположена в $7'$ от источника NW, детектированного *ISGRI* в трёх рентгеновских диапазонах от 20 до 120 кэВ. Звезда HD 193322 является центральным объектом открытого скопления

Collinder 419, которое находится на расстоянии около 1.4 кпк (McKibben et al. 1998). Тригонометрический параллакс HD 193322, указанный в каталоге *Hipparcos* (Turon et al. 1993), составляет $(2.1 \pm 0.61) \cdot 10^{-3}$ угловой секунды, что не противоречит приведённой оценке расстояния. Таким образом, HD 193322 находится примерно на том же расстоянии, что и γ -Cygni, и взаимодействие ветра HD 193322 с γ -Cygni является вероятным источником ускоренных частиц и жёсткого рентгеновского излучения.

2.4 Дополнительные данные о северо-западной части γ -Cygni, полученные камерой *INTEGRAL ISGRI*

Область Лебеда регулярно наблюдается обсерваторией *INTEGRAL*, и объём данных, полученных из этой области, увеличивается с каждым годом. Таким образом, общая экспозиция поля остатка γ -Cygni в полностью кодируемом поле (FCFOV) камеры *ISGRI* за период с 9 декабря 2002 года по 16 ноября 2005 года составила около 1.5 миллионов секунд.

Накопленные данные использованы в работе Быкова и др. (Bykov et al. 2006) для уточнения потока северо-западного (NW) источника в поле γ -Cygni в диапазоне 20–40 кэВ и значимого детектирования этого источника в диапазоне 40–80 кэВ. Обработка данных производилась с помощью стандартного пакета OSA 5.1 (Goldwurm et al. 2003). Для улучшения значимости детектирования источников (при одновременном ухудшении точности локализации) в пакете OSA выключался параметр "pixel spreading." Для оценки потоков и значимости источника была произведена фильтрация данных: использованы только те КТЭ, для которых отличие скорости счёта, создаваемой источником, от среднего значения, определенного по полной экспозиции, не превышала 1σ . Оценка потоков *ISGRI* производилась при помощи кросс-калибровки с наблюдениями Крабовидной туманности (см., например, работу Любиньского и др. (Lubinski et al. 2004)). Карта значимости северо-западного источника в диапазонах 20–40 кэВ и 40–80 кэВ приведена на рис. 12. Наблюденные потоки излучения от этого источника составляют $(1.2 \pm 0.2) \times 10^{-11}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне 20–40 кэВ и $(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ эрг см^{-2} с^{-1} в диапазоне 40–80 кэВ.

2.5 Наблюдения северо-западной части γ -Cygni телескопом *Swift XRT*

Космическая обсерватория *Swift*, выведенная на орбиту 20 ноября 2004 года, предназначена для изучения космических гамма-всплесков (см., например, Burrows et al. 2000). Обсерватория *Swift* оснащена широкоугольной камерой *BAT* (Barthelmy 2000), работающей в диапазоне 15–150 кэВ и способной детектировать до 100 гамма-всплесков в год и определять их положения с точностью около 1 угловой минуты,

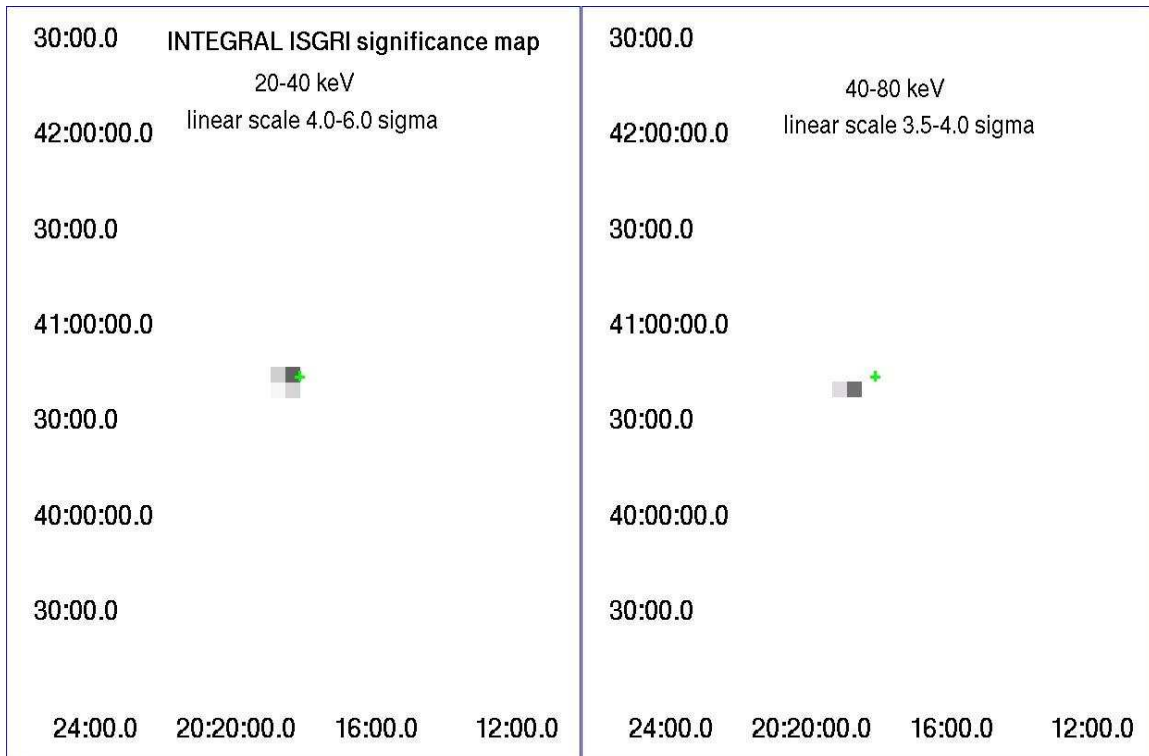


Рис. 12: Карта значимости северо-западной области остатка γ -Сугни в диапазонах 20–40 кэВ и 40–80 кэВ, построенная по данным *INTEGRAL ISGRI* (Вуков et al. 2006). Зелёный крест обозначает положение звезды HD 193322 (см., например, Вуков et al. 2004).

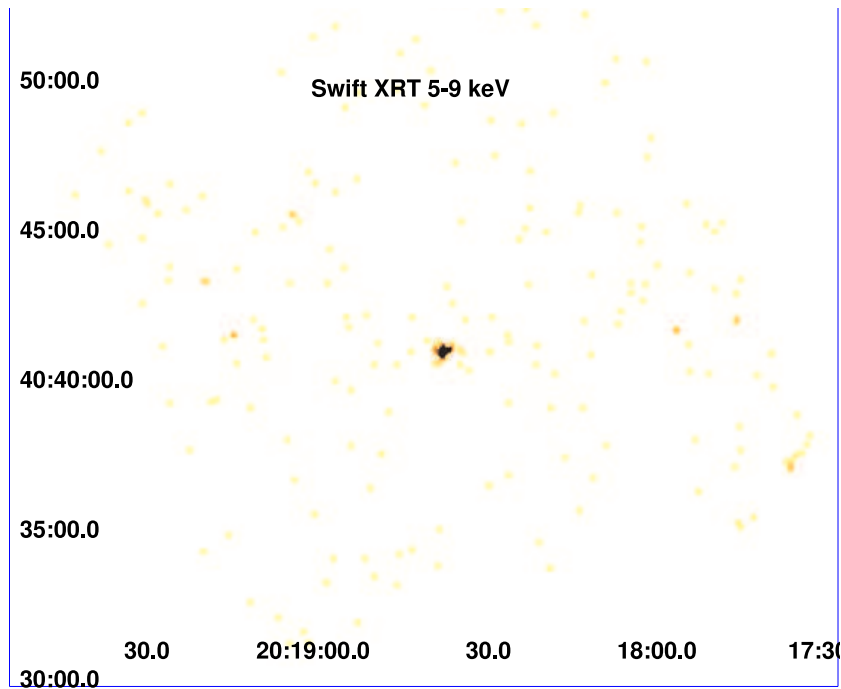


Рис. 13: Изображение северо-западной части γ -Cygni в диапазоне 5–9 кэВ, построенное по данным *Swift XRT* (Kennea et al. 2006).

рентгеновским монитором *XRT* (Burrows et al. 2000), работающим в диапазоне 0.3–10 кэВ, который способен строить рентгеновские спектры и изображения с разрешением около 18 угловых секунд и имеет чувствительность $2 \cdot 10^{-14}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{s}^{-1}$ при экспозиции 10^4 секунд, а также оптическом монитором *UVOT* (Nousek et al. 1999), работающим в диапазоне 170–650 нм с пространственным разрешением около 2 угловых секунд.

По заявке Кенни и др. (Kennea et al. 2006) на обсерватории *Swift* произведены наблюдения северо-западной части γ -Cygni тремя сериями 26, 29 и 30 марта 2006 года (наблюдения 00030385001, 00030385002, 00030385003). Суммарная экспозиция составила около 4813 секунд. Поскольку исследование эволюции источника на масштабах минут не входило в задачи наблюдения *Swift*, монитор *XRT* работал в режиме "photon counting" на протяжении всего наблюдения.

Обработка данных *Swift XRT* производилась при помощи стандартного пакета HEASoft 6.0.4². Для построения изображений и спектров использованы данные, имеющие ранг от 0 до 12.

Изображение северо-западной части γ -Cygni, построенное монитором *Swift XRT*, приведено на рис. 13. На изображении отчётливо виден единственный точечный источник. Этот источник имеет координаты 20:18:38.55 +40:41:00.4 (J2000) с неопределённостью 4".2 на уровне 90%. Его положение соответствует положению жёсткого источника *ISGRI* (рис. 12). Ниже, этот источник *Swift* будет обозначаться как J2018.

В апертуре радиусом 47".2 вокруг J2018 содержится 105 отсчётов (за вычетом

²<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/software/lheasoft/>

фона), которые позволяют оценить наблюдаемый поток в диапазоне 0.5–10.0 кэВ как $3.4_{-0.8}^{+0.7} \times 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹. Спектр источника может быть описан степенным законом с поглощением при показателе степени $\Gamma = 1.1_{-0.8}^{+0.9}$ и лучевой концентрации водорода $N_{\text{H}} = 5.2_{-2.4}^{+3.3} \times 10^{22}$ см⁻² (ошибки указаны на уровне 90%, для описания сигнала с малым числом отсчётов использована Cash-статистика [Cash, 1979; Arnaud, 1996]). Непоглощённый поток излучения от источника J2018 в диапазоне 0.5–10 кэВ можно оценить как $5.4_{-1.3}^{+2.0} \times 10^{-12}$ эрг см⁻² с⁻¹.

В силу того, что положение J2018 совпадает с положением жёсткого источника *ISGRI*, можно провести совместный анализ спектров *Swift* и *ISGRI*. Комбинированный спектр может быть описан степенным законом с поглощением при показателе степени $\Gamma = 1.3_{-0.2}^{+0.2}$ и лучевой концентрации водорода $N_{\text{H}} = 6.1_{-2.2}^{+3.2} \times 10^{22}$ см⁻².

2.6 Архивные оптические и радиоданные о северо-западной части γ -Cygni

В архивах радиотелескопа VLA в открытом доступе имеются данные о γ -Cygni, полученные в конфигурации "D" в диапазоне 1.4 ГГц 19 сентября 1996 г. Эти данные обработаны с помощью стандартных процедур пакета MIRIAD (см., например, Salt et al. 1995) и представлены в работе Быкова и др. (Bykov et al. 2006). В качестве калибратора плотности потока использован источник 1411+522 ($S_{1.4} = 22.8$ Ян), а в качестве калибратора фазы использован источник 1924+334. Синтезированный пучок (beam) составил $54'' \times 53''$ при позиционном угле 33° , а средний уровень шума – около 5 мЯн/пучок.

Контуры, отображающие уровни плотности радиопотока в диапазоне 1.4 ГГц в окрестности источника *Swift*, представлены на рис. 14. Источник J2018 находится внутри протяженного радиоизбытка, имеющего размер около $5'$, на расстоянии около $70''$ к юго-востоку от наблюдаемого максимума плотности радиопотока. Полная плотность радиопотока протяженного избытка составляет 480 мЯн. К сожалению, разрешение телескопа VLA в конфигурации "D" недостаточно для надёжного детектирования точечного источника внутри протяженной структуры. Таким образом, гипотеза о том, что обнаруженный радиоисточник совпадает с J2018 не может быть отвергнута.

Поскольку в результате наблюдения обсерваторией *Swift* окрестности жёсткого источника *ISGRI* положение этого источника определено с точностью в несколько угловых секунд, Быковым и др. (Bykov et al. 2006) произведён поиск соответствий J2018 в архивах данных, полученных в оптических и инфракрасных диапазонах.

В 6-м каталоге обсерватории MSX (Egan et al. 2003) обнаружен источник, вероятно соответствующий исследуемому J2018. Он имеет плотность потока 88 ± 9 мЯн на волне 8.28 мкм и находится в точке $\alpha = 20^{\text{h}}18^{\text{m}}39.1''$, $\delta = +40^\circ40'56''$ (неопределённость определения координат составляет около $2''$).

В каталоге двухмикронного обзора (2MASS XSC Catalogue, Skrutskie et al.

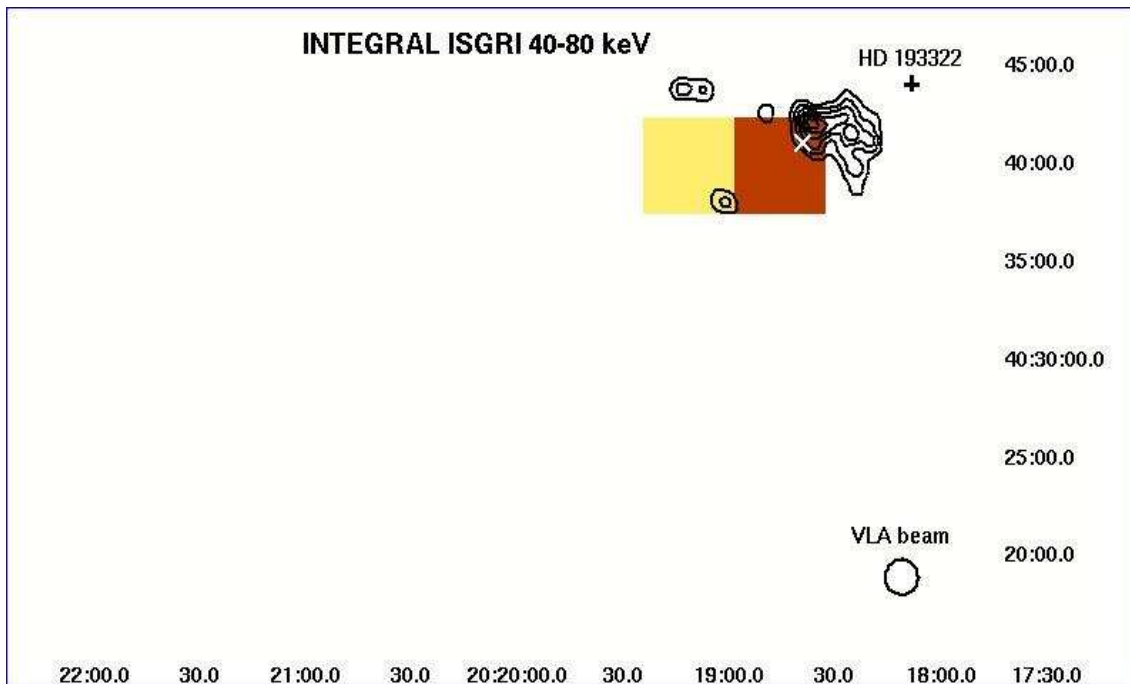


Рис. 14: Изображение северо-западной части γ -Cygni в диапазоне 40–80 кэВ, построенное по данным *INTEGRAL ISGRI* с наложенными контурами плотности радиопотока на частоте 1.4 ГГц, наблюденного на телескопе VLA. Белым крестиком отмечено положение источника J2018.

2006) имеется протяжённый источник с координатами $\alpha = 20^{\text{h}}18^{\text{m}}38.73''$, $\delta = +40^{\circ}41'00.1''$ ($2''.6$ от положения *Swift*). Яркости этого источника (изображения которого приведены на рис. 15) в инфракрасных фильтрах 2MASS составляют $J = 13.0$, $H = 11.5$, $K_s = 10.7$. Эти величины вычислены с учётом протяженности источника.

На рис. 15 также показаны изображения окрестности источника J2018 в оптических диапазонах обзора POSS-II (Reid et al. 1991). На изображениях в красном (POSS-II-Red, 5878–7121 Å) и инфракрасном (POSS-II-IR, 6939–9030 Å) фильтрах имеется протяжённый источник, совпадающий по положению и форме с источником 2MASS (нижние панели рис. 15).

В работе Быкова и др. (Bykov et al. 2006) сделаны оценки потока оптического источника, по-видимому, соответствующего J2018. Используя известные величины двух близлежащих звезд из каталога GSC 2.3 (McLean et al. 2000), отмеченных синими крестиками на панелях **b** и **c** рис. 15, можно определить величины источника J2018 в фильтрах POSS-II-Red и POSS-II-IR. Поскольку источник имеет протяженную структуру, границами источника считается уровень скорости счёта, соответствующий половине разницы между фоном и ярчайшей точкой источника. Далее, для пересчета звёздных величин POSS-II-Red и POSS-II-IR в потоки энергии, необходимо определить нулевые точки и коэффициенты пересчёта. Для это в каждом диапазоне использованы по две опорные звезды, а именно – спектрофотометрические стандарты HZ4 и G191B2B (Oke 1990). По известным величинам m_{AB} и величинам этих звёзд в

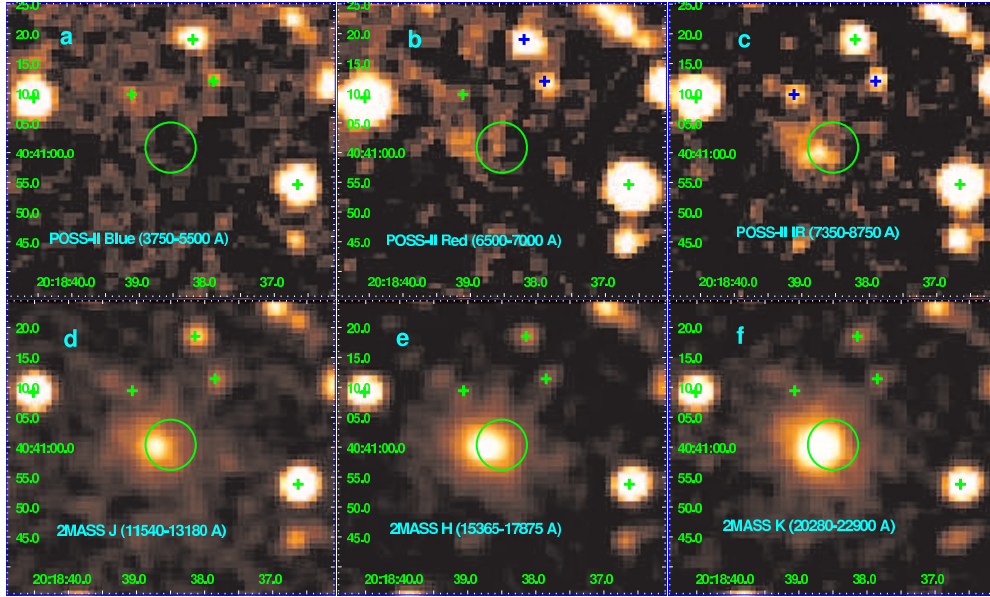


Рис. 15: Изображения окрестности источника J2018 по данным обзоров POSS-II (верхняя панель) и 2MASS (нижняя панель). Положение источника J2018 отмечено окружностью, соответствующей ошибке локализации в $4''.2$. Зелёными и синими крестиками отмечены точечные источники из каталога GSC 2.3.

фильтрах POSS-II были определены следующие наблюдаемые потоки энергии источника J2018: $F_{Blue} < 2.5$ мкЯн, $F_{Red} = 0.27$ мЯн, $F_{IR} = 0.76$ мЯн. Общая погрешность описанной процедуры не превышает 20% и, в основном, связана с протяженностью источника J2018.

Следует отметить, что в силу присутствия в поле зрения *Swift* яркой ($m_V = 5.82$) звезды HD 193322, оптическая камера *Swift* - *UVOT* использована только с ультрафиолетовыми фильтрами W2 и M2. В этих фильтрах источник *ISGRI* не был детектирован, а верхние пределы не являются информативными из-за сильного межзвёздного поглощения (галактическое поглощение в направлении на J2018 соответствует $A_V \approx 9.8$).

2.7 Анализ и интерпретация многоволновых данных о жёстком источнике в северо-западной части γ -Cygni

Комбинированный рентгеновский спектр источника J2018, построенный по данным *Swift* и *ISGRI*, характерен для сильно поглощённого нетеплового источника. Лучевая концентрация водорода, оцененная по данным *Swift* (см. раздел 2.5), заметно превышает значение $N_H \sim (1-3) \times 10^{21}$ см $^{-2}$, характерное для ОЧН γ -Cygni, расстояние до которого составляет около 1.5 кпк (Landecker, Roger, and Higgs 1980). Таким

образом, вероятнее всего, J2018 находится дальше, чем ОСН γ -Cygni, и генетически не связан с этим остатком.

Экстраполяция рентгеновского спектра источника J2018 в гамма-диапазон камеры *EGRET* даёт поток, совместимый с наблюдаемым потоком от гамма-источника GEV J2020+4043, что позволяет говорить о возможном совпадении этих источников. Следует отметить, что положения J2018 и GEV J2020+4043 не находятся в хорошем соответствии друг с другом: J2018 находится на расстоянии 30'.6 от номинального положения GEV J2020+4043 и на расстоянии 35'.5 от номинального положения источника ZEG J2020+4017 (которое определено с учётом сигнала ниже 1 ГэВ). Номинальная точность локализации этих гамма-источников составляет 8' для GEV J2020+4043 и 9.6' для ZEG J2020+4017 на уровне 95% (Lamb and Macomb 1997, Hartman et al. 1999). Однако, нахождения источников *EGRET* вне их номинальных положений – распространённое явление. Например, Лэмб и Макомб (Lamb and Macomb 1997) показали, что среднее отклонение 20 блазаров, детектированных *EGRET*, от их номинальных позиций составляет $0^{\circ}.31$, а 4 из них отклонены на более чем $0^{\circ}.6$ (несмотря на то, что, в отличие от J2018, все эти источники находятся на высоких галактических широтах, где отсутствует жёсткий диффузный фон, препятствующий надёжной локализации гамма-источников). Герельс и др. (Gehrels et al. 2001) оценивают точность локализации относительно слабых гамма-источников в плоскости Галактики как 1° . Более того, даже исключительно яркие галактические гамма-пульсары Vela и Geminga расположены вне 99% доверительного контура *EGRET* (Hartman et al. 1999). Источник ZEG J2020+4017 является достаточно ярким, однако он расположен в исключительно густонаселённой области галактической плоскости, где имеется мощный и существенно неоднородный диффузный фон, порождённый ОСН γ -Cygni и окружающими его молекулярными облаками, а также ещё два гамма-источника – ZEG J2021+3716 и ZEG J2016+3657, – находящиеся на расстоянии менее 3° от J2018.

Следует также отметить, что интенсивный поиск источника, соответствующего ZEG J2020+4017, в мягком рентгеновском диапазоне с помощью обсерватории *Chandra* и в радиодиапазоне с помощью телескопа Green Bank (Jewell 1999) вблизи номинального положения ZEG J2020+4017 не дал результата (Becker et al. 2004, Weisskopf et al. 2006). Источник J2018 лежит за пределами полей, исследованных в этих работах. Таким образом, несмотря на разницу в номинальном положении гамма-источника ZEG J2020+4017 / GEV J2020+4043 и рентгеновского источника J2018, нельзя исключить, что эти источники совпадают, и J2018 является также источником нетеплового гамма-излучения. Окончательный ответ на этот вопрос может быть дан будущими гамма-телескопами, например, обсерваторией *GLAST* (см., например, Gehrels and Michelson 1999).

Для ответа на вопрос о природе источника J2018 в работе Быкова и др. (Bykov et al. 2006) построено спектральное распределение энергии (Spectral Energy Distribution, SED³), излучаемой этим источником (рис. 16). Следует отметить, что

³SED(ν) = $\nu \cdot \int_{\nu}^{\infty} F_{\nu}(\nu') d\nu'$, где F_{ν} – дифференциальный фотонный спектр источника.

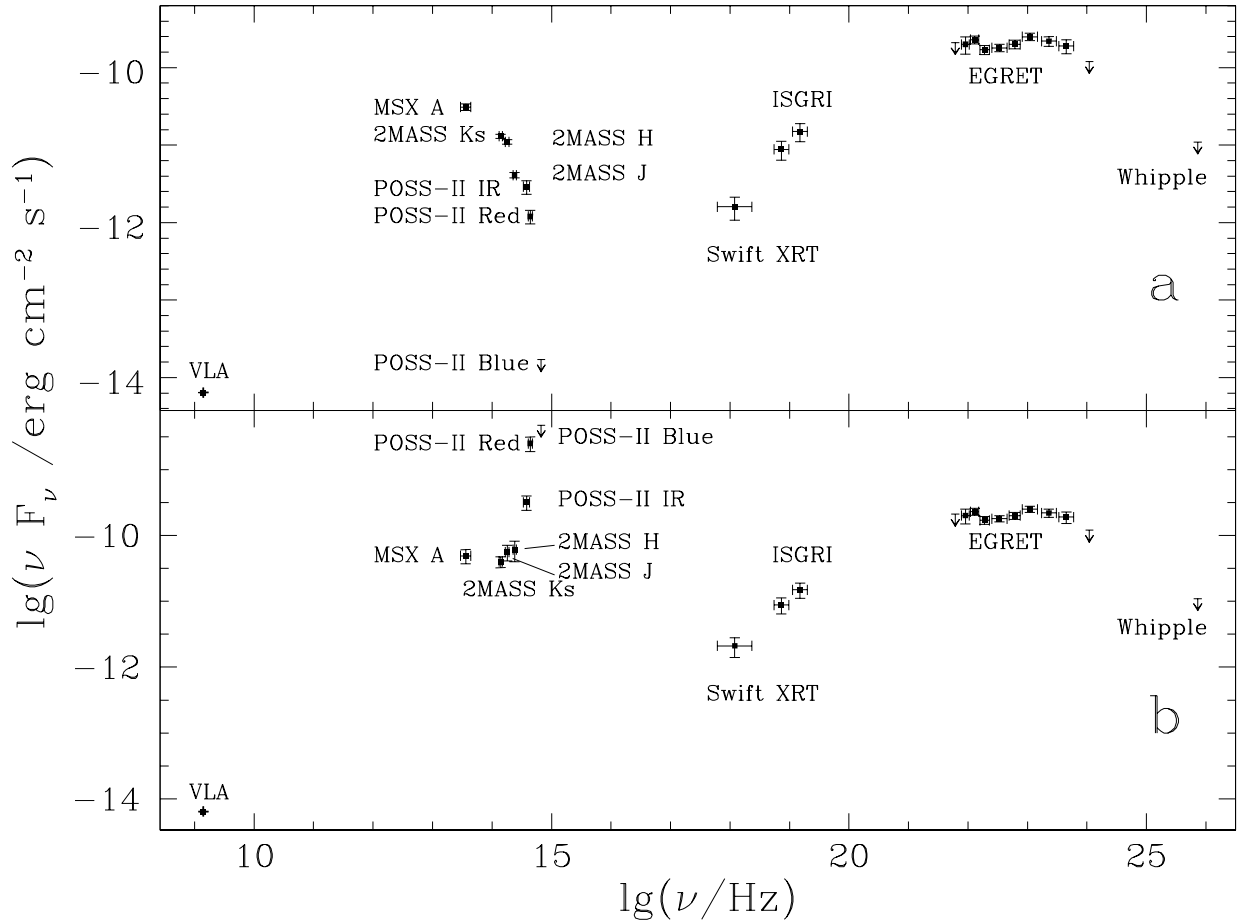


Рис. 16: Многоволновой спектр источника J2018. На верхней панели построен наблюдаемый спектр. На нижней панели построен спектр, исправленный за галактическое поглощение ($A_V \approx 9.8$). Следует отметить, что спектр не является синхронным: данные в разных диапазонах энергии получены в разные моменты времени.

наблюдения в разных диапазонах производились в разное время и построенный многоволновой спектр не является синхронным, что несколько снижает его информативность, поскольку источник может быть переменным. Предположение о том, что максимум радиоизлучения в диапазоне 1.4 ГГц, наблюдаемый *VLA* (рис. 14), соответствует точечному радиоисточнику, расположенному на месте J2018, не противоречит имеющимся данным, поэтому в спектр на рис. 16 условно включена соответствующая точка, равно как и данные *EGRET*. При более консервативном подходе эти точки следует рассматривать как верхние пределы. Следует также отметить, что оптическое и инфракрасное излучение в окрестности J2018 имеет протяженную структуру. С имеющимися на сегодняшний день данными не удаётся разделить возможную центральную составляющую, соответствующую точечному источнику J2018, и протяжённое гало. Поэтому в действительности, точки в оптическом и инфракрасном диапазоне могут располагаться несколько ниже, чем это изображено на рис. 16. Наряду с наблюдаемым спектром, на рис. 16 представлен спектр, исправленный за галактическое поглощение, которое имеет весьма существенную величину в рассматриваемом направлении ($A_V \approx 9.8$). Галактическое поглощение в окрестности J2018 оценено на основе карт, представленных в работе Шлегеля, Финкбайнера и Дэвиса (Schlegel, Finkbeiner, Davis 1998), при помощи калькулятора IRSA⁴.

Описанные выше свойства источника J2018 позволяют говорить о возможной интерпретации этого источника либо в качестве массивной рентгеновской двойной системы в Галактике, либо в качестве активного ядра не слишком далёкой ($z < 0.1$) галактики. Объекты обоих рассматриваемых типов конвертируют в излучение энергию аккреционных потоков, и могут проявлять себя как сильно поглощенные нетепловые рентгеновские источники.

К настоящему времени значительная часть источников *ISGRI* идентифицирована как галактические рентгеновские двойные системы, большей частью имеющие в своём составе массивную звезду (см., например, Filliatre and Chaty 2004, Tomsick et al. 2006 и ссылки в этих работах). Рентгеновский спектр источника J2018 (см. раздел 2.5) и его светимость $L_x \sim 3 \times 10^{35} (d/10 \text{ кпк})^2 \text{ эрг с}^{-1}$ в диапазоне 1–80 кэВ (d – расстояние до J2018), не противоречат этой гипотезе. Видимая протяженность ($\sim 10''$) оптического и инфракрасного источника, совпадающего по положению с J2018, может быть интерпретирована как мощный ветер звезды-донора, принадлежащей к раннему спектральному классу O или B. Основной трудностью галактической интерпретации является объяснение многоволнового спектра J2018 (рис. 16) и, в частности, наличие нетеплового гамма-излучения, вероятным источником которого является J2018, в рамках модели двойной системы. Существует, однако, класс массивных двойных систем, называемых микроквазарами (см., например, обзор Рибо (Ribó 2005) и ссылки в этой работе), которые, подобно активным ядрам галактик, обладают мощными релятивистскими истечениями. Многоволновые спектры таких объектов, в частности, спектр системы LS 5039 (Dermer and Böttcher 2006), близ-

⁴<http://irsa.ipac.caltech.edu/applications/DUST/>

ки по структуре к спектру J2018 и содержат жёсткую нетепловую составляющую в гамма-диапазоне.

Наиболее вероятной интерпретацией источника J2018, является всё же, активное ядро галактики. Активные ядра галактик часто являются объектами *ISGRI* (см., например, обзор Бекмана и др. – Beckmann et al. 2006). Абсолютное большинство идентифицированных источников *EGRET* также являются активными ядрами галактик (Hartman et al. 1999). Многоволновой спектр J2018 имеет сходство с аналогичными спектрами близких сейфертовских и радиогалактик (см., например, Dermer and Gehrels 1995). Для $z = 0.02$ светимость такой галактики в диапазоне до 100 кэВ может составлять около 10^{43} эрг с^{-1} . Более конкретно, двухпиковая структура многоволнового спектра J2018 весьма схожа со спектрами блазаров, интерпретируемыми в рамках синхротронной модели автокомptonизации (Ghisellini 2004). Для проверки гипотезы о блазарной природе J2018 необходимо провести синхронные многоволновые наблюдения этого источника. С другой стороны, наблюдения, посвященные поиску временной переменности источника J2018, могли бы исключить один из сценариев, поскольку микроквазары обычно имеют переменность на масштабах минут, а активные ядра галактик – на гораздо больших масштабах от дней до лет.

В рамках внегалактической интерпретации J2018 протяженная структура в оптических и инфракрасных диапазонах может быть понята как излучение самой галактики, содержащий активное ядро, наблюдаемое в жёстких лучах. Следует также упомянуть о пограничном (около 3σ) детектировании линии железа K_α с энергией 6.2 кэВ в спектре γ -Cygні, полученном обсерваторией *RXTE* (см. разделы 2.2–2.3 и работу Быкова и др. – Bykov et al. 2004). Эта линия может указывать на наличие поглощенного аккрецирующего источника, имеющего красное смещение $z \sim 0.03$. Потенциальная линия на 6.2 кэВ не была детектирована в спектре излучения северо-западной части γ -Cygні, полученном обсерваторией *ASCA* (Bykov et al. 2004). Это может быть объяснено тем, что источник J2018 находится за полем, наблюдаемым *ASCA*, но попадает в поле зрения коллиматора *RXTE PCA*.

2.8 Выводы

(i) В результате наблюдений поля остатка сверхновой γ -Cygні гамма-обсерваторией *INTEGRAL* впервые получены изображения остатка сверхновой в жёстких рентгеновских диапазонах от 20 кэВ до 80 кэВ. В северо-западной части γ -Cygні в диапазоне до 80 кэВ обнаружен источник жёсткого излучения IGR J2018+4043.

(ii) В результате наблюдений северо-западной части γ -Cygні обсерваторией *Swift* обнаружен и локализован с точностью до $4''$ жёсткий рентгеновский источник, имеющий координаты 20:18:38.55 +40:41:00.4 (J2000). Он может быть отождествлён с источником IGR J2018+4043.

(iii) Вероятнее всего, источник IGR J2018+4043 является активным ядром близкой ($z < 0.1$) галактики, которое проецирующееся на поле γ -Сугни (либо, с меньшей вероятностью, галактическим микроквazarом). Однако область взаимодействия остатка с ветром массивной молодой звезды HD 193322 также может вносить вклад в жёсткое излучение γ -Сугни, зарегистрированное камерой *ISGRM*, и в радиоизлучение, обнаруженное телескопом *VLA*.

(iv) Для окончательного вывода о природе жёсткого источника IGR J2018+4043 необходимо провести дополнительные направленные спектрофотометрические наблюдения этого источника в оптическом и радиодиапазонах.

3 Жёсткий источник в поле активной области звездообразования NGC 6334

NGC 6334 – это активная область звездообразования (АОЗ), имеющая болометрическую светимость $L_{bol} \sim 1.9 \cdot 10^6 L_{\odot}$ и ассоциируемая с гигантским молекулярным облаком, масса которого составляет $M_{cloud} \sim 1.6 \cdot 10^5 M_{\odot}$ (см., например, Loughran et al. 1986). Многочисленные наблюдения в радио- и в ИК-диапазоне позволили установить наличие сложной структуры NGC 6334, состоящей из нескольких хорошо локализованных звездообразующих ядер. Массивные звездообразующие ядра расположены вдоль одной оси и образуют хребет размером около $20' \times 3'$, ассоциирующийся с аналогичной структурой молекулярного облака. Этот хребет четко детектируется во многих энергетических диапазонах от радиоизлучения на частоте 843 МГц до рентгеновского излучения с энергией несколько кэВ. Наблюдения стандартных индикаторов АОЗ, таких как атомарные линии [CII] 158 мкм, [OI] 145 мкм и [OI] 63 мкм, а также богатые линиями спектры излучения молекул, выявили пространственную структуру излучения NGC 6334, содержащую сгустки вещества, излучающего в дальнем ИК-диапазоне. Несколько лет назад Кремер и Джексон (Kraemer and Jackson 1999) подробно исследовали молекулярный газ в NGC 6334 и построили детальные карты областей, содержащих излучающие молекулы CO, CS и NH₃. Кремер и Джексон обнаружили сложную пространственную структуру молекулярного газа, содержащую многочисленные волокна и пузыри. Радионаблюдения NGC 6334 с высоким пространственным разрешением, выполненные Карраль и др. (Carral et al. 2002), выявили наличие оболочечных структур размером от 0.12 до 3.5 пк, возможно, являющихся полостями, созданными ветрами массивных звёзд. В NGC 6334 наблюдалось нетепловое радиоизлучение, мазеры на H₂O, OH и метаноле, а также сильные (около 200 мкГс) магнитные поля (см. Сарма и др. – Sarma et al. 2000 – и ссылки в этой работе). Расстояние до NGC 6334 оценивается как 1.7 кпк (Neckel 1978).

В юго-западной части хребта NGC 6334 МакБрин и др. (McBreen et al. 1979) обнаружили яркий источник ИК-излучения, который не был детектирован при предыдущих ИК-наблюдениях этой области. Болометрическая светимость этого источника составляла около $1.9 \cdot 10^5 L_{\odot}$. Вблизи источника имеются мазеры на H₂O и OH. Источник имеет протяженную биполярную структуру и область высокоскоростного истечения, наблюдаемые в линии H₂ на длине волны 69 мкм. Переменность этого источника может быть интерпретирована как всплеск светимости на ранней стадии активного звездообразования, либо как наличие молодого ОСН в молекулярном облаке (McBreen et al. 1979). Молодые ОСН в молекулярных облаках могут быть обнаружены камерой *ISGRI* по их гамма-излучению в линиях ⁴⁴Ti с характерными энергиями 68 кэВ и 78 кэВ (Lebrun et al. 2003). Сами по себе массивные АОЗ являются компактными областями с мощным энерговыделением, где звёздные ветры и

ОСН генерируют быстрые ударные волны, и где формируются нетепловые спектры излучения (см., например, работу Быкова – Вуков 2001). Таким образом, наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне являются важным средством изучения АОЗ, и в частности, NGC 6334 .

Первые наблюдения NGC 6334 в диапазоне 3–10 кэВ были выполнены на обсерватории *ASCA* 14 августа 1996 года и 4–5 марта 1997 года (Matsuzaki et al. 1999; Sekimoto et al. 2000). В результате этих наблюдений было детектировано рентгеновское излучение хребта NGC 6334, а также излучение источника AXJ 1720.3-3544, находящегося примерно в 10 минутах к северу от центра хребта. Спектр хребта может быть описан моделью тепловой плазмы с температурой около 9 кэВ. Источник AXJ 1720.3-3544 идентифицирован со звездой CD-35 11482, относящейся к классу B0.5e.

Недавние наблюдения NGC 6334 на обсерватории *Chandra* проанализированы Эзоэ и др. (Ezoe et al. 2006). В дополнение к восьмистам точечным источникам, детектированным в поле NGC 6334 при помощи камеры *ACIS*, авторы обнаружили диффузную излучающую область размером 5×9 пк и светимостью $2 \cdot 10^{33}$ эрг с^{-1} . Эзоэ и др. (Ezoe et al. 2006) предположили, что тепловое излучение с температурой в несколько кэВ происходит от плазмы, нагретой ударными волнами звёздных ветров, а жёсткое континуальное излучение с плоским спектром – от ускоренных частиц. Однако в диапазоне до 10 кэВ трудно чётко разделить излучение нагретого газа и излучение ускоренных частиц, поэтому для детального изучения жёстких источников в поле NGC 6334 необходимо комбинировать наблюдения на обсерватории *Chandra*, отличающиеся высоким пространственным разрешением, с наблюдениями в жёстком рентгеновском диапазоне.

Подобный анализ проведён Быковым, Красильщиковым, Уваровым и др. (Bykov, Krassilchtchikov, Uvarov, et al. 2006) и представлен в разделах 3.1–3.4.

3.1 Наблюдения NGC 6334 камерой *INTEGRAL ISGRI*

Поле NGC 6334 наблюдалось камерой *INTEGRAL ISGRI* (Lebrun et al. 2003) в ходе выполнения программ сканирования галактической плоскости (GPS) и глубокой экспозиции центра Галактики (GCDE), а также индивидуальных заявок 0120118 (наблюдения рентгеновских новых, руководитель – Andrea Goldwurm) и 0120014 (наблюдения переменных двойных источников, руководитель – Arvind Parmar). Данные были получены на орбитах с 46 по 167 в период с 28 февраля 2003 года по 27 февраля 2004 года и находятся в открытом доступе с июня 2005 года.

Данные *ISGRI* были обработаны с помощью стандартного пакета OSA 5.0 (см., например, Courvoisier et al. 2003). В общей сложности, было проанализировано 436 КТЭ общей длительностью 420 тыс. секунд. Рассматривались только те КТЭ, которые соответствуют стандартным критериям качества данных: удаленности спутника *INTEGRAL* от радиационных поясов Земли, низкому фону энергичных частиц

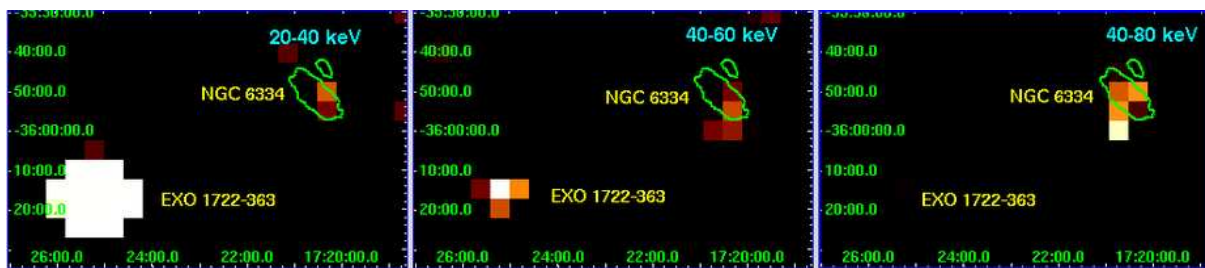


Рис. 17: Крупномасштабные карты поля NGC 6334, полученные с помощью камеры *ISGRI*. Яркий источник на юго-востоке от NGC 6334 – это массивная двойная система EXO 1722–363 (см. недавнюю работу Корбе и др. – Corbet et al. 2005, посвящённую этому источнику). Источник в NGC 6334 остается видимым вплоть до жёсткого диапазона 40–80 кэВ, в то время как значимость детектирования EXO 1722–363 существенно уменьшается с ростом энергии. Зелёный контур на всех трёх панелях, обозначающий область избытка излучения в диапазоне 6–10 кэВ, наблюдаемого камерой *ASCA GIS*, приблизительно совпадает с хребтом NGC 6334.

и номинальному функционированию приборной электроники. Кроме того, рассматривались только те КТЭ, в которых суммарная продолжительность качественных интервалов (GTI) превышала 100 секунд. Список проанализированных КТЭ приведён в приложении А.6.

Для построения изображений использовались широкие спектральные окна (20–40 кэВ, 40–80 кэВ, 20–60 кэВ), поскольку в узком спектральном окне *ISGRI* невозможно надёжное детектирование источника светимостью несколько миллиКраб. Для улучшения значимости детектирования источников (при одновременном ухудшении точности локализации), в пакете OSA выключался параметр "pixel spreading."

Для определения уровней значимости детектирования источников использовались как стандартные карты значимостей, получаемые при помощи пакета OSA, так и оригинальная методика, основанная на построении распределения скорости счёта в области размером в несколько градусов вокруг потенциального источника, не содержащей иных ярких источников, кроме исследуемого.

Для определения потоков и построения спектров детектированных источников использовалась кросс-калибровка с наблюдениями Крабовидной туманности, т.е. пересчёт потоков через соотношение скорости счёта анализируемого источника и Крабовидной туманности в одном и том же энергетическом диапазоне с учётом известного спектра Крабовидной туманности и модельного спектра исследуемого источника. Систематическая ошибка такой процедуры, связанная, главным образом, с протяженностью исследуемого источника, не превышает 25%. Кросс-калибровки точечных источников *ISGRI* проанализированы в работе Любиньского (Lubinski 2004).

Крупномасштабные карты поля NGC 6334, полученные с помощью камеры *ISGRI*, представлены на рис. 17. На рисунке видно, что источник в NGC 6334 явля-

Диапазон, кэВ	Значимость, σ	Поток, 10^{-11} эрг см^{-2} с^{-1}
20–60	4.9	1.8 ± 0.37
20–40	4.2	1.1 ± 0.26
40–80	3.1	1.2 ± 0.39

Таблица 3: Потоки и значимость источника, детектированного камерой *ISGRI* в поле NGC 6334.

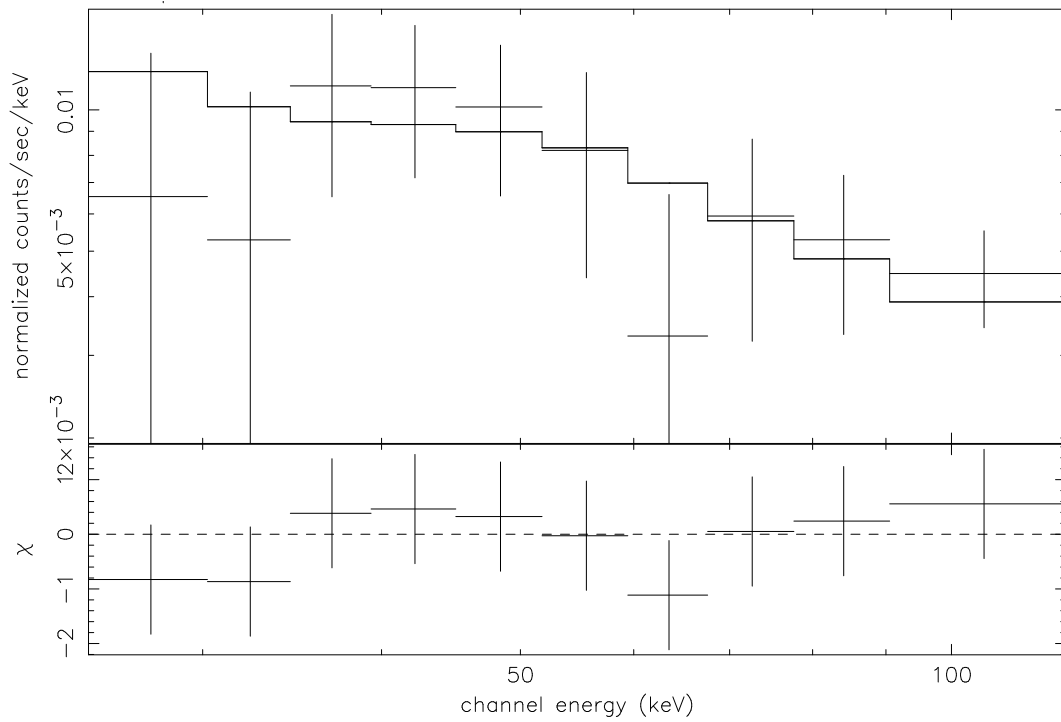


Рис. 18: Спектр источника, детектированного *ISGRI* в поле NGC 6334 (точки с ошибками), и его модель (сплошная линия).

ется жёстким по сравнению с типичной массивной двойной системой EXO 1722–363, также попадающей в поле зрения *ISGRI*.

Оценки потоков источника *ISGRI* в NGC 6334, приведены в таблице 3.

Спектр источника в NGC 6334, полученный с помощью камеры *ISGRI*, представлен на рис. 18. Этот спектр может быть описан степенным законом с показателем $\gamma = 0.9 \pm 0.3$ при $\chi^2_\nu = 0.44$.

Проведенная обработка архивных данных камеры *CGRO EGRET* позволила установить следующие верхние пределы на гамма-излучение NGC 6334. В диапазоне выше 100 МэВ поток не превышает $9.9 \cdot 10^{-8}$ фот см⁻² с⁻¹, а в диапазоне выше 1 ГэВ поток не превышает $1.2 \cdot 10^{-8}$ фот см⁻² с⁻¹. В сочетании с данными *ISGRI* эти пределы указывают на наличие излома в спектре NGC 6334 на некоторой энергии выше 100 кэВ.

3.2 Наблюдения NGC 6334 монитором *JEM-X*

Поле NGC 6334 наблюдалось монитором *INTEGRAL JEM-X* (Lund et al. 2003) в ходе выполнения программ сканирования галактической плоскости (GPS) и глубокой экспозиции центра Галактики (GCDE), а также индивидуальных заявок 0120118 (наблюдения рентгеновских новых, руководитель – Andrea Goldwurm) и 0120014 (наблюдения переменных двойных источников, руководитель – Arvind Parmar). Данные были получены на орбитах с 46 по 167 в период с 28 февраля 2003 года по 27 февраля 2004 года и находятся в открытом доступе с июня 2005 года.

Данные *JEM-X* были обработаны с помощью стандартного пакета OSA 5.0 (см., например, Courvoisier et al. 2003). В общей сложности, было проанализировано 68 КТЭ общей длительностью 92 тыс. секунд. Рассматривались только те КТЭ, которые соответствуют стандартным критериям качества данных: удаленности спутника *INTEGRAL* от радиационных поясов Земли, низкому фону энергичных частиц и номинальному функционированию приборной электроники. Кроме того, рассматривались только те КТЭ, в которых суммарная продолжительность качественных интервалов (GTI) превышала 100 секунд. Список проанализированных КТЭ приведён в приложении А.7.

Для построения изображений использовались широкие спектральные окна (3–10 кэВ, 6–10 кэВ, 10–20 кэВ, 10–35 кэВ), поскольку в узком спектральном окне *JEM-X* невозможно надёжное детектирование источника светимостью несколько милли-Краб.

Для определения значимости детектирования источников использовались как стандартные карты значимостей, получаемые при помощи пакета OSA, так и оригинальная методика, основанная на построении распределения скорости счёта в области размером в несколько градусов вокруг потенциального источника, не содержащей иных ярких источников, кроме исследуемого.

Для определения потоков и построения спектров детектированных источников

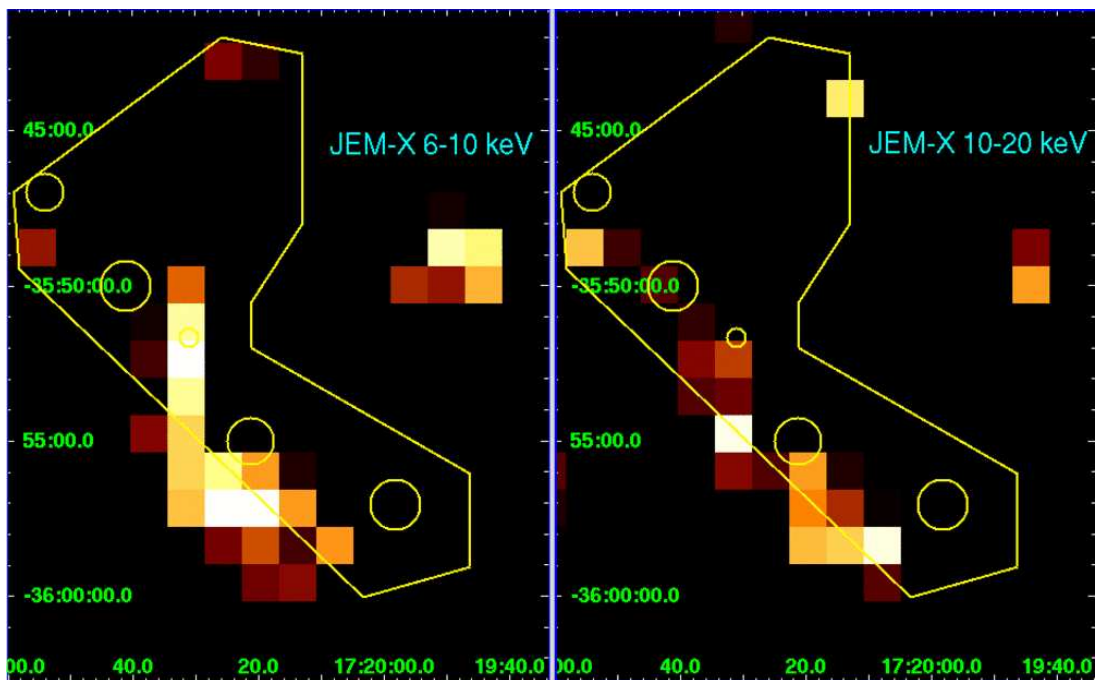


Рис. 19: Карты поля NGC 6334, полученные с помощью монитора *JEM-X*. P-образная область с кружками обозначает хребт NGC 6334 и сгустки звездообразования в нём, в соответствии с ИК-картой Луграна и др. (Loughran et al. 1986) на волне 71 мкм. Координаты даны в системе J2000.

использовалась кросс-калибровка с наблюдениями Крабовидной туманности, т.е. пересчёт потоков через соотношение скорости счёта анализируемого источника и Крабовидной туманности в одном и том же энергетическом диапазоне с учётом известного спектра Крабовидной туманности и модельного спектра исследуемого источника. Систематическая ошибка такой процедуры, связанная, главным образом, с протяженностью исследуемого источника, не превышает 25%.

Карты поля NGC 6334, полученные с помощью монитора *JEM-X*, представлены на рис. 19. На рисунке отчётливо видна протяженная структура рентгеновских источников, совпадающая по положению и направлению с хребтом NGC 6334.

3.3 Наблюдения NGC 6334 камерой *Chandra ACIS*

Поле NGC 6334 наблюдалось камерой *Chandra ACIS* в течение 40 тыс. секунд в рамках программы наблюдений открытого конкурса (наблюдения 2573 и 2574, руководитель – Y. Ezoe). В обоих наблюдениях использовалась конфигурация *ACIS-I*. Наблюдения были произведены 31 августа и 2 сентября 2002 года.

Данные были обработаны с помощью стандартного пакета CIAO 3.1 (см., например, Fruscione 2004). Для построения изображений использовались оба наблюдения, а для построения спектров использовалось только северное наблюдение (2574),

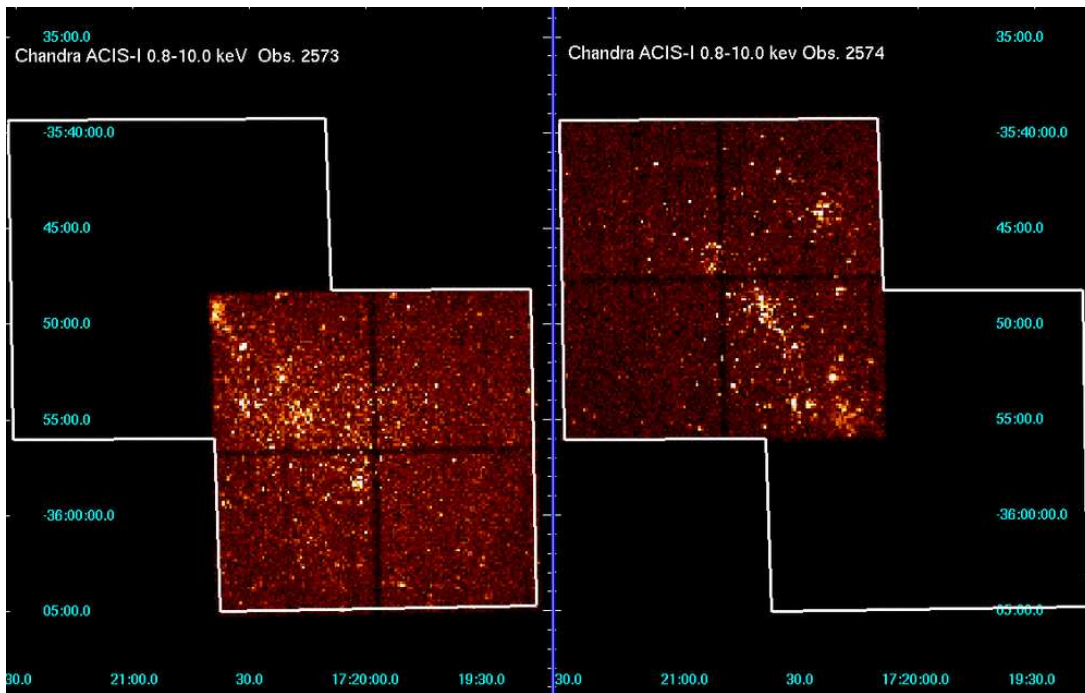


Рис. 20: Изображение поля NGC 6334 в диапазоне 0.8–10 кэВ, построенное по данным *Chandra ACIS*. Белая рамка ограничивает суммарное поле, наблюдаемое в обеих экспозициях *Chandra* (см. также рис. 21). Координаты даны в системе J2000.

поскольку южное наблюдение (2573) сопровождалось заметной вспышечной активностью.

Изображение поля NGC 6334 в диапазоне 0.8–10 кэВ, построенное по данным *Chandra ACIS*, приведено на рис. 20. На рисунке видна структура, состоящая из множества локализованных деталей, в основном расположенных вдоль хребта NGC 6334.

3.4 Анализ и интерпретация многоволновых данных об NGC 6334

Изображения поля NGC 6334, полученные на обсерватории *INTEGRAL*, указывают на наличие сложной пространственной структуры жёсткого рентгеновского излучения в этом поле, однако пространственного разрешения приборов *INTEGRAL* недостаточно для того, чтобы сделать вывод о природе нетеплового излучения NGC 6334. Для этого необходим анализ многоволновых данных, включая наблюдения с пространственным разрешением лучше угловой минуты и спектральную информацию в различных рентгеновских диапазонах.

Многоволновые карты поля NGC 6334 представлены на рис. 21.

Карта *ROSAT PSPC*, изображённая на рис. 21а, построена по данным обзора RASS (Voges 1993), находящимся в открытом доступе. На этой карте отчетливо видна клочковатая структура, интерпретируемая как результат неоднородного распределения источников мягкого рентгеновского излучения и сильных простран-

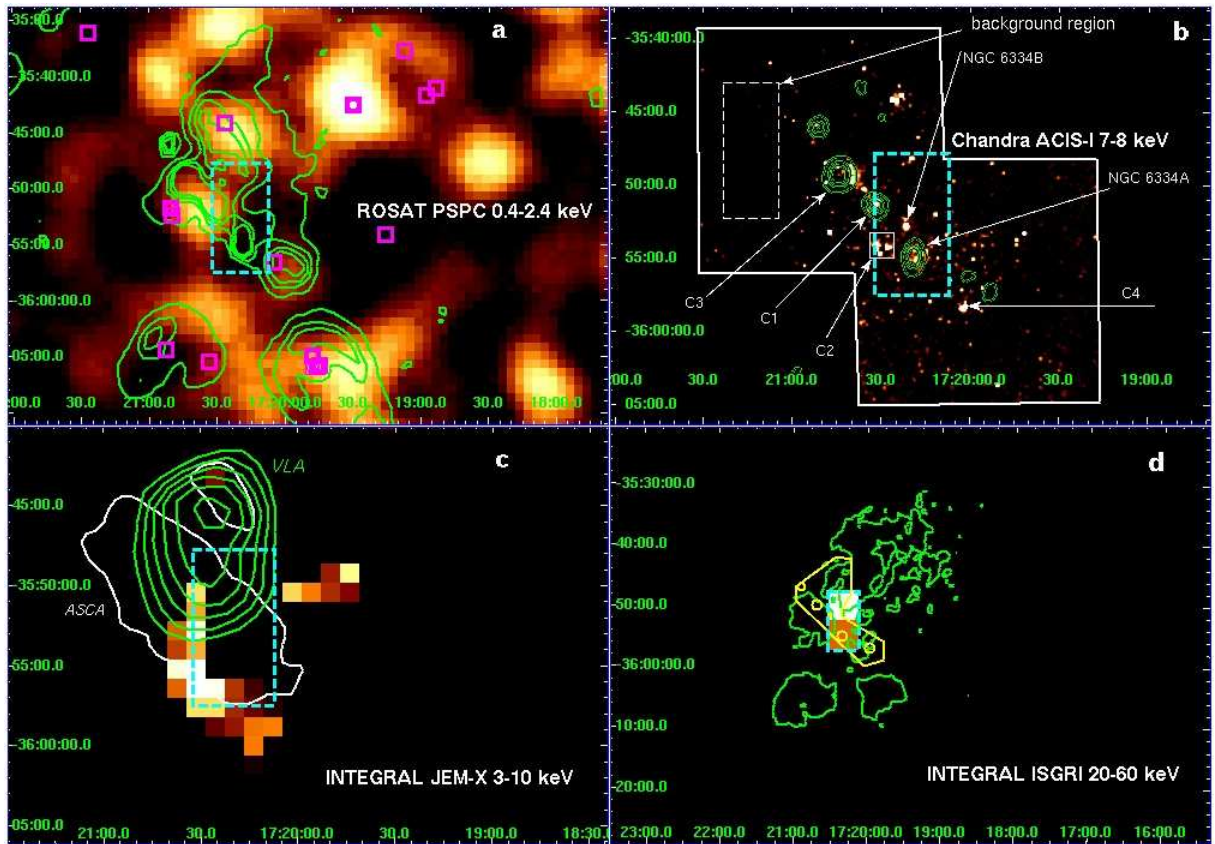


Рис. 21: а) Карта *ROSAT* RASS 0.4–2.4 кэВ с контурами *MOST* MGPS 843 МГц. Массивные звёзды, детектированные в оптическом диапазоне, показаны квадратиками (В-звёзды) и квадратиками со вписанными кружками (О-звёзды). б) Карта *Chandra* 7–8 кэВ, сглаженная с 2х-пиксельным гауссовским ядром и контуры *VLA* NVSS 1.4 ГГц. На карте показаны основные источники, детектированные *Chandra* в области, соответствующей избытку *ISGRI*, а также поле, использовавшееся для построения фона *Chandra*. в) Карта *JEM-X* 3–10 кэВ с контурами *ASCA* GIS 6–10 кэВ и *VLA* GPS 8.35 ГГц. д) Карта *ISGRI* 20–60 кэВ с контурами из оптического обзора *DSS Red*. P-образная область с кружками обозначает хребет NGC 6334 и сгустки звездообразования в нём, в соответствии с ИК-картой Луграна и др. на волне 71 мкм (Loughran et al. 1986). Область избытка *ISGRI* показана на панелях а)–с) штриховыми прямоугольниками. Координаты на всех панелях даны в системе J2000.

ственных вариаций лучевой концентрации водорода (N_H) в молекулярном облаке. На карте также отмечены массивные звёзды, детектированные в оптическом диапазоне, и показаны контуры распределения источников радиоизлучения на частоте 843 МГц, наблюденного телескопом *MOST* (Mills 1985) в ходе выполнения обзора плоскости Галактики.

На карте *JEM-X*, представленной на рис. 21с, видны три излучающих области: избыток излучения, совпадающий с источником AXJ 1720.3-3544 (Matsuzaki et al. 1999), протяжённая излучающая область в юго-западной части хребта NGC 6334, огибающая источник *ISGRI* с востока и с юга, а также неидентифицированный избыток, примыкающий к северо-западной части яркой области, наблюденной *ISGRI*. Самый яркий избыток излучения в диапазоне 3–10 кэВ, наблюденный *JEM-X*, находится примерно в 2.5 угловых минутах от источника NGC 6334В, отчётливо детектируемого обсерваторией *Chandra* в диапазоне 7–8 кэВ и обозначенного на рис. 21b. На карте также приведён контур, соответствующий максимуму радиоизлучения на частоте 8.35 ГГц, построенный по данным обзора *VLA GPS* (Langston et al. 2000) и контур, соответствующий максимуму рентгеновского излучения в диапазоне 6–10 кэВ, построенный по данным *ASCA GIS*, находящимся в открытом доступе.

На карте *ISGRI*, представленной на рис. 21d, отчётливо виден избыток излучения в диапазоне 20–60 кэВ, совпадающий по положению с хребтом NGC 6334 в области инфракрасных максимумов (FIR Cores) III и IV (Loughran et al. 1986), обозначенных жёлтыми кружками. На карте также приведён зелёный контур, соответствующий максимуму оптического излучения в фильтре R, построенный по данным обзора DSS (см., например, Reid et al. 1991), находящимся в открытом доступе.

На карте *Chandra ACIS*, представленной на рис. 21b, видны протяженные излучающие области, хорошо коррелирующие с приведёнными на том же рисунке контурами радиоисточников в диапазоне 1.4 ГГц, построенными по данным обзора *VLA NVSS* (Condon et al. 1998). На карте приведена область, использованная для оценки фона *Chandra ACIS*, а также отмечены яркие области, для которых проводилось спектральное исследование.

Анализ распределения источников, наблюденных обсерваторией *Chandra* в диапазоне 7–8 кэВ и находящихся внутри области избытка жёсткого излучения, детектированной *ISGRI* и показанной на рис. 21, позволяет говорить о двух возможных интерпретациях наблюдаемого нетеплового излучения NGC 6334.

Первая интерпретация состоит в том, что жёсткое рентгеновское излучение, наблюденное *ISGRI* в диапазоне 20–60 кэВ, происходит от яркого локализованного источника, имеющего координаты (J2000: 17:20:21.8; -35:52:48) и отчётливо видимого на рис. 21b. Этот источник совпадает с радиоисточником NGC 6334В (J2000: 17:20:21.8; -35:52:48.2), описанным Мораном и др. (Moran et al. 1990). Радиоданные Морана и др. (Moran et al. 1990) указывают на то, что NGC 6334В является фоновым внегалактическим источником, генетически не связанным с АОЗ NGC 6334.

Альтернативная интерпретация состоит в том, что жёсткое рентгеновское излучение, наблюденное *ISGRI*, происходит от протяженной области, не доминирован-

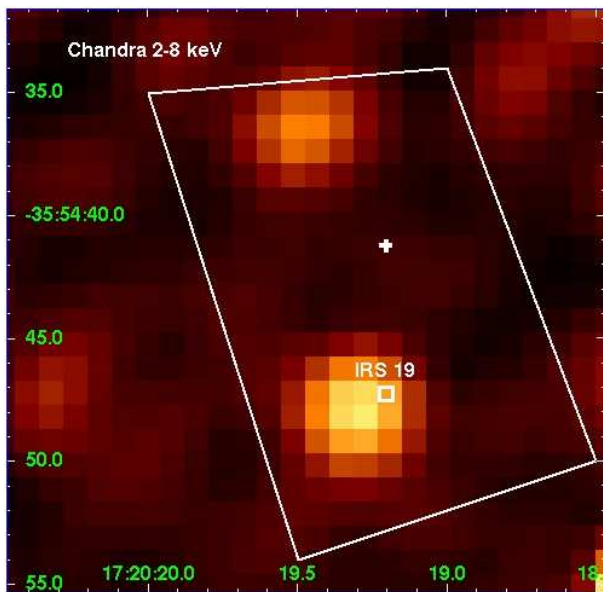


Рис. 22: Изображение окрестности NGC 6334A, полученное с помощью камеры *Chandra ACIS*. Радиооболочка, наблюдаемая на телескопе *VLA*, показана белой рамкой в форме трапеции; белый крестик обозначает положение максимума излучения на частоте 5 ГГц (Carral et al. 2002). Белый квадратик обозначает положение инфракрасного источника IRS19 (McBreen et al. 1979). Координаты даны в системе J2000.

ной одним источником, но состоящей из нескольких ярких сгустков, в число которых не входит NGC 6334B. Эта область, образованная двумя соседними яркими пикселями *ISGRI* за исключением малой (10 угловых секунд) окрестности NGC 6334B, ниже будет именоваться НЕЕ ("hard extended emission"). На рис. 21 область НЕЕ обозначена голубым прямоугольником, а наиболее яркие сгустки в ней помечены как NGC 6334A, C1 и C2. Сами по себе яркие сгустки в области НЕЕ могут состоять как из нескольких слабых, но точечных источников, так и являться истинно диффузными структурами.

Источники NGC 6334A и C1 совпадают с максимумами радиоизлучения на частоте 1.4 ГГц, показанными зелеными контурами на рис. 21b. Кроме того, NGC 6334A содержит радиооболочку размером в 15 угловых секунд, имеющую поток около 10 Ян в диапазоне 6 см, обнаруженную Карраль и др. (Carral et al. 2002). НII-область NGC 6334A совпадает также с ярким инфракрасным источником IRS19, обнаруженным МакБрином и др. (McBreen et al. 1979). На рис. 22 представлено изображение окрестности NGC 6334A в диапазоне 2.0–8.0 кэВ, полученное с помощью камеры *Chandra ACIS*. Центральный радиоисточник NGC 6334A, имеющий поток 6.1 ± 0.9 мЯн в высокочастотном радиодиапазоне 3.5 см (Carral et al. 2002), не обнаружен в рентгеновском диапазоне обсерватории *Chandra*; однако на рентгеновской карте *Chandra* имеется избыток излучения, совпадающий с инфракрасным источником IRS19, находящимся внутри радиооболочки.

Источник	NGC 6334B	NGC 6334A	C1	C2
N_H^a	13 ± 3.0	2.7 ± 0.5	0.6 ± 0.1	0.5 ± 0.1
Γ^b	0.9 ± 0.5	1.4 ± 0.3	1.7 ± 0.1	1.5 ± 0.1
χ^2_ν/dof	19/47	30/51	99/92	48/62
F_x^c	2.9	1.0	0.9	0.6

^a Лучевая концентрация водорода, 10^{22} см⁻²

^b Показатель степени

^c Непоглощенный поток в диапазоне 2.0–7.0 кэВ, 10^{-12} эрг см⁻² с⁻¹

Таблица 4: Параметры спектров излучения наиболее ярких сгустков в области НЕЕ и источника NGC 6334B, полученных камерой *Chandra ACIS*.

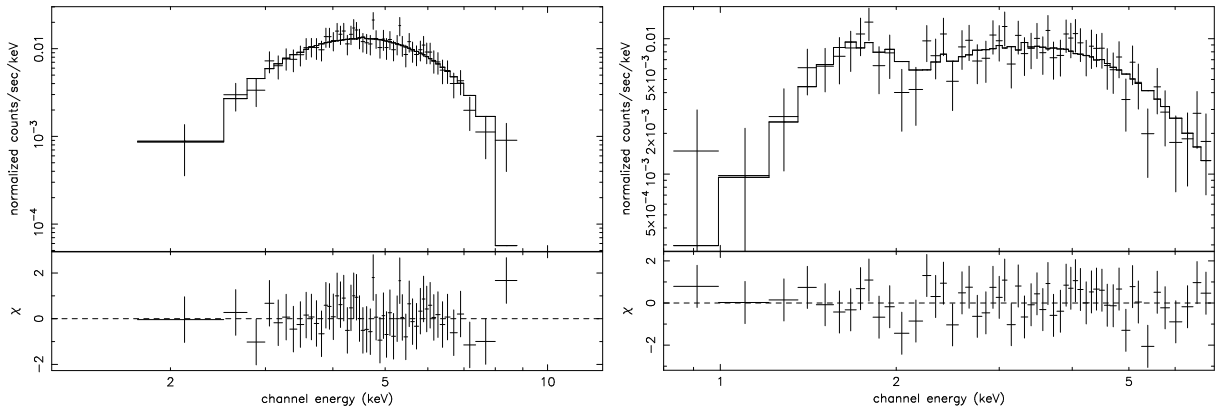


Рис. 23: Спектры источников NGC 6334B (левая панель) и NGC 6334A (правая панель), построенные по данным камеры *Chandra ACIS*. Модельные спектры показаны сплошными линиями. Обе модели имеют $\chi^2_\nu \lesssim 1$.

Для спектрального анализа источников *Chandra* в области НЕЕ использовались стандартные процедуры пакета CIAO 3.1. В качестве фона использовалась прямоугольная область, изображённая на рис. 21b и помеченная как "background region." Также использовались модели пустого неба (blank sky), встроенные в пакет CIAO. Результаты спектрального анализа наиболее ярких сгустков в области НЕЕ и источника NGC 6334B представлены в таблице 4. Все спектры моделировались степенным законом с учётом поглощения.

Спектры наиболее ярких источников NGC 6334B и NGC 6334A, полученные камерой *Chandra ACIS*, показаны на рис. 23. Совместные спектры этих двух источников, построенные по данным *Chandra* и *ISGRI*, представлены на рис. 24.

Комбинированный спектр NGC 6334B, построенный по данным *Chandra* – *ISGRI*, может быть описан степенным законом с показателем $\Gamma = 0.9 \pm 0.1$, нормализацией $K = (2.9 \pm 0.9) \cdot 10^{-4}$ фот см⁻² с⁻¹ кэВ⁻¹ на энергии 1 кэВ и лучевой концентрации водорода $N_H = (1.2 \pm 0.1) \cdot 10^{23}$ см⁻². Эта модель имеет $\chi^2_\nu = 0.52$. Комбинированный спектр NGC 6334A, построенный по данным *Chandra* – *ISGRI*, может быть описан степенным законом с показателем $\Gamma = 0.5 \pm 0.1$, нормализацией $K =$

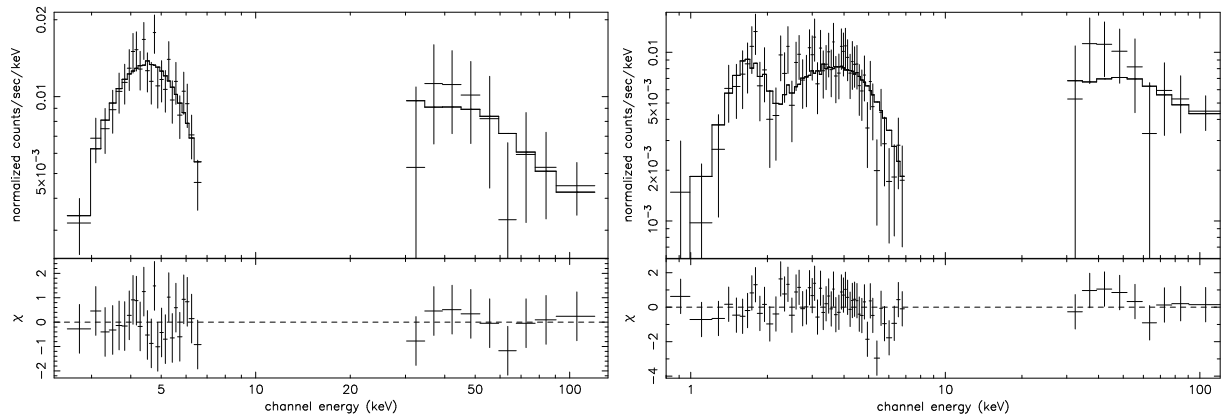


Рис. 24: Совместные спектры источников NGC 6334В (левая панель) и NGC 6334А (правая панель), построенные по данным камеры *Chandra ACIS* и камеры *INTEGRAL ISGRI*. Модельные спектры показаны сплошными линиями. Обе модели имеют $\chi^2_{\nu} \lesssim 0.75$.

$(6.1 \pm 1.4) \cdot 10^{-5}$ фот $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{кэВ}^{-1}$ на 1 кэВ и лучевой концентрацией водорода $N_H = (1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{22} \text{см}^{-2}$. Эта модель имеет $\chi^2_{\nu} = 0.75$.

Спектр излучения области НЕЕ, полученный камерой *Chandra ACIS*, представлен на рис. 25. Этот спектр содержит структуру, которую можно интерпретировать как линию железа с энергией 6.5 ± 0.1 кэВ. Он согласуется с комбинированным спектром ядер звездообразования I–V, полученным прибором *ASCA GIS* (Sekimoto et al. 2002), который можно описать тепловой моделью Раймонда-Смита (Raymond and Smith 1977) с температурой $9.0^{+3.3}_{-1.8}$ кэВ и лоренцевской линией с энергией 6.6 ± 0.1 кэВ. Однако следует отметить, что спектр области НЕЕ, полученный камерой *Chandra ACIS*, согласуется и со степенной моделью с показателем $\Gamma = 1.5 \pm 0.1$ и лучевой концентрацией водорода $N_H = (1.3 \pm 0.2) \cdot 10^{22} \text{см}^{-2}$. В последнем случае линия железа имеет нетепловую природу. Непоглощённый поток излучения в диапазоне 2–7 кэВ из области НЕЕ составляет $4.4 \cdot 10^{-12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Анализ спектра протяженной области НЕЕ по данным обсерватории *Chandra* при энергиях выше 7 кэВ в значительной степени зависит от используемой модели фона, поскольку в этом диапазоне фон приборов *Chandra* имеет существенные пространственные неоднородности. Для различных моделей фона, построенных по изображениям различных "пустых" областей в поле зрения обсерватории *Chandra*, были получены различные значения скорости счёта в диапазоне 7–10 кэВ. Значение скорости счёта в диапазоне 7–10 кэВ, приведённое на рис. 25, получено для модели фона тёмного неба ("blank sky background") и потому может считаться верхним пределом. Этот предел совместим с предположением о том, что значительная часть жесткого излучения NGC 6334 в диапазоне 20–60 кэВ происходит из области НЕЕ. Спектр источника NGC 6334В, построенный по данным обсерватории *Chandra* (см. левую панель рис. 23), тянется до 9 кэВ и тоже хорошо совместим с высокоэнергичным спектром, построенным по данным *ISGRI*. Для того, чтобы точнее оценить относительные вклады области НЕЕ и, вероятно, внегалакти-

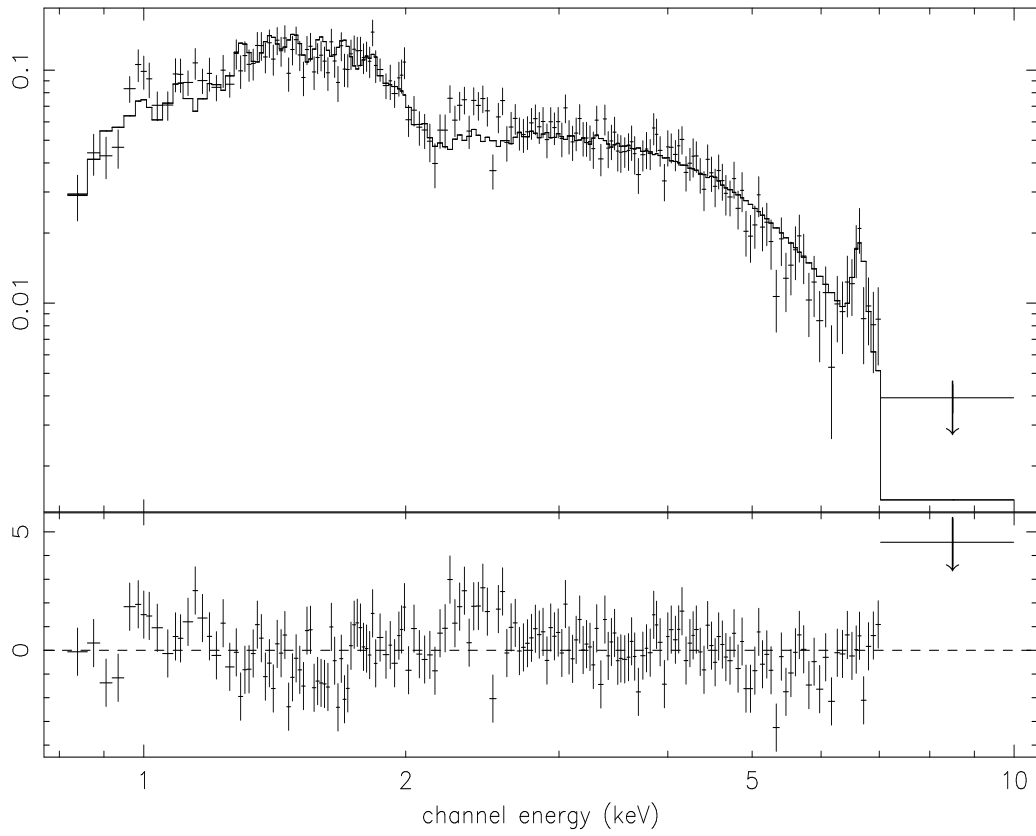


Рис. 25: Спектр излучения области НЕЕ, полученный камерой *Chandra ACIS*.

ческого, источника NGC 6334B, в избыток жёсткого излучения, наблюденный *ISGRI*, требуются дальнейшие наблюдения в жестком рентгеновском диапазоне.

Пять звездообразующих ядер, расположенных вдоль хребта NGC 6334, отчетливо видны на картах обсерватории *Chandra* и имеют жёсткие составляющие с энергиями выше 5 кэВ. Для оценки относительных вкладов этих областей в жёсткое излучение NGC 6334 было произведено сравнение их потоков в диапазоне 5–7 кэВ, в котором ещё возможно значимое детектирование. Более половины жёсткого рентгеновского излучения хребта NGC 6334 происходит от точечного источника NGC 6334B и от области НЕЕ (суммарный непоглощенный поток этих источников в диапазоне 5–7 кэВ составляет около $2 \cdot 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1}). Ядра звездообразования II и V, расположенные всего в нескольких угловых минутах от области НЕЕ и отмеченные как С3 и С4 на рис. 21b, имеют потоки в диапазоне 5–7 кэВ, приблизительно равные $0.5 \cdot 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1} и $0.3 \cdot 10^{-12}$ эрг см^{-2} с^{-1} , соответственно. Имея в виду примыкание этих источников к области НЕЕ и пространственное разрешение камеры *ISGRI*, составляющее 12 угловых минут, затруднительно сделать количественное заключение о вкладе ядер звездообразования II и V в наблюдаемое *ISGRI* жёсткое излучение в диапазоне выше 20 кэВ.

Рассмотрим подробнее обе возможные интерпретации наблюденного жёсткого источника в NGC 6334.

Поглощенный внегалактический источник NGC 6334B

Положение источника, детектированного *Chandra* в рентгеновском диапазоне 0.8–10 кэВ, с точностью лучше 1 угловой секунды совпадает с положением радиоисточника NGC 6334B, излученного Мораном и др. (Moran et al. 1990). Наблюдения NGC 6334B в линии HI выявили наличие выраженной спектральной детали, обладающей высокой отрицательной скоростью (около 100 км/с). Это позволяет говорить о том, что расстояние до NGC 6334B составляет по меньшей мере 6 кпк. На основании этой оценки, Моран и др. (Moran et al. 1990) сделали вывод о том, что NGC 6334B не связан с молекулярным облаком NGC 6334 и является внегалактическим источником. Спектральные характеристики NGC 6334B в широком диапазоне энергий согласуются с параметрами, типичными для поглощенных аккрецирующих внегалактических источников, ассоциирующихся с активными ядрами галактик (см., например, Fabian 2004). Согласно спектральным данным обсерватории *Chandra*, лучевая концентрация водорода в направлении NGC 6334B составляет около 10^{23} см^{-2} , что существенно выше типичных для поля NGC 6334 значений $N_H \lesssim 3 \cdot 10^{22}$ см^{-2} и также указывает на внегалактическую природу этого источника. Для рентгеновского спектра активных ядер галактик характерно наличие комплексных особенностей, интерпретируемых как излучение в линиях железа различной степени ионизации, смещённое в красную область спектра (см., например, Reeves 2003). Наблюдение NGC 6334B на орбитальной обсерватории *XMM-Newton*, обладающей лучшей, по сравне-

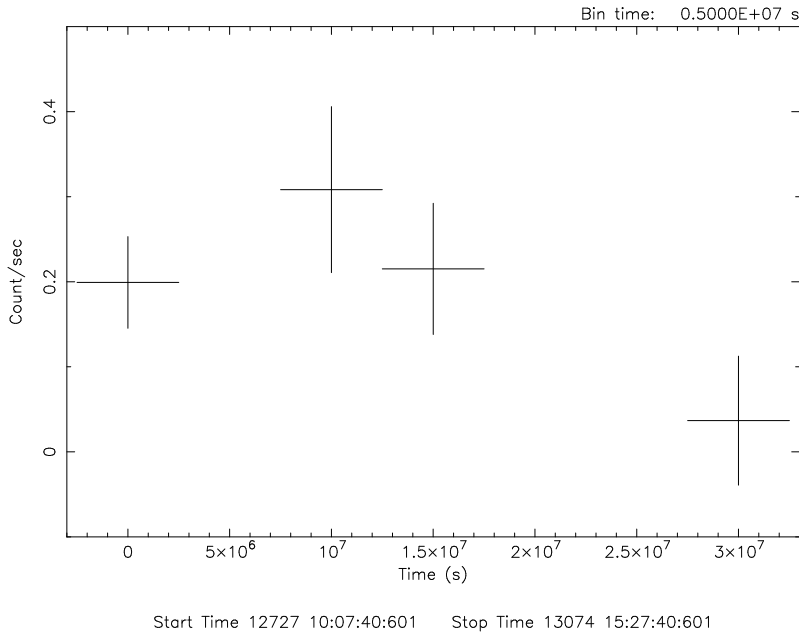


Рис. 26: Кривая блеска NGC 6334B в диапазоне 20–40 кэВ, построенная по данным *INTEGRAL ISGRI*. Моменты начала и конца наблюдений указаны в усеченных юлианских днях (TJD), определяемых как $TJD = JD - 2\,440\,000.5$.

нию с обсерваторией *Chandra*, чувствительностью в мягком диапазоне 0.4 – 7 кэВ и хорошим спектральным разрешением ($E/\Delta E = 20-50$), могло бы позволить либо детектирование подобной комплексной особенности в спектре NGC 6334B и определение красного смещения этого источника, либо наложить существенные ограничения на этот параметр.

В работе Морана и др. (Morgan et al. 1990) проанализирована переменность потока NGC 6334B в диапазоне 6 см с 0.18 Ян 19 июня 1978 года до 0.79 Ян 20 февраля 1981 года и дальнейшее более медленное уменьшение потока до 0.4 Ян в июле 1988 года. Наблюдения NGC 6334 камерой *INTEGRAL ISGRI* охватывают период продолжительностью около года, поэтому для яркого пикселя *ISGRI*, совпадающего с положением NGC 6334B, была построена кривая блеска, приведённая на рис. 26. Для повышения значимости точек на кривой блеска, события были сгруппированы в 4 временных интервала. На масштабах года не обнаружено значимой переменности потока NGC 6334B в диапазоне 20–40 кэВ; можно говорить о значимом отсутствии вариаций потока с масштабом вариаций больше 3. На рис. 27 приведена кривая блеска NGC 6334B, построенная по данным *Chandra ACIS*. На масштабах часа не обнаружено значимой переменности потока в диапазоне 0.8–8.0 кэВ.

Альтернативным вариантом сильно поглощенного аккрецирующего источника могла бы быть галактическая двойная система с нейтронной звездой или чёрной дырой. Для каждого из этих типов характерны определенные эмпирические соотношения между светимостями в радиодиапазоне и в мягком рентгеновском диапазоне

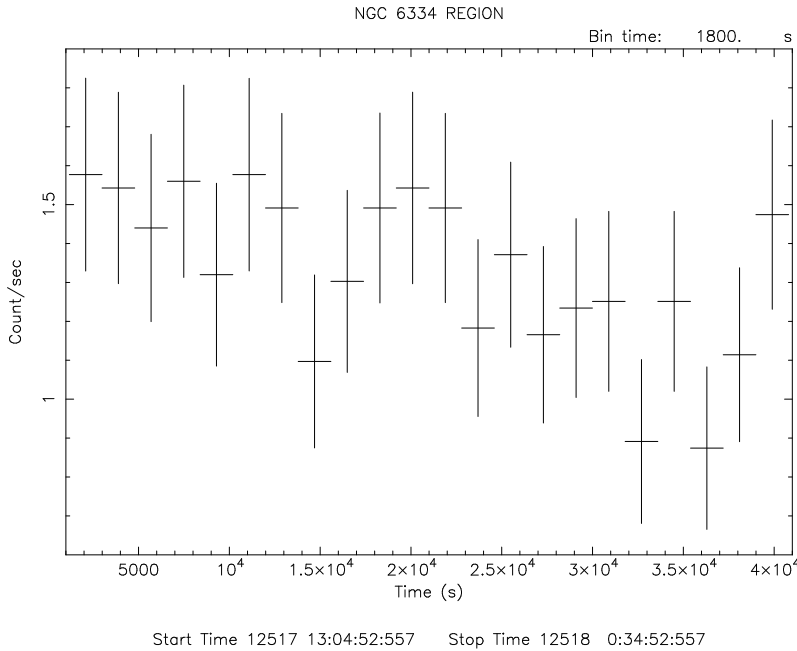


Рис. 27: Кривая блеска NGC 6334B в диапазоне 0.8–8.0 кэВ, построенная по данным камеры *Chandra ACIS*. Моменты начала и конца наблюдений указаны в усеченных юлианских днях (TJD), определяемых как $TJD = JD - 2\,440\,000.5$.

2–10 кэВ (см., например, недавний обзор Фендера – Fender 2005). Радиопотоки галактических двойных систем с чёрными дырами, находящихся в низком (жестком) состоянии и имеющих рентгеновский поток меньше 10 миллиКраб в диапазоне 2–10 кэВ, не превышают 10 мЯн. Радиопотоки, превышающие 100 мЯн, обнаружены только у двойных систем с чёрными дырами, находящихся в высоком (мягком) состоянии и имеющих рентгеновские потоки около 1 Краб в диапазоне 2–10 кэВ (1 Краб в диапазоне 2–10 кэВ составляет примерно $2 \cdot 10^{-8}$ эрг см^{-2} с^{-1}). Радиопотоки, наблюдаемые у рентгеновских двойных систем с нейтронными звездами, обычно не превышают радиопотоков аналогичных систем с чёрными дырами (см., например, Munro et al. 2005). Одновременные наблюдения NGC 6334B в рентгеновском и радиодиапазонах до сих пор не проводились. Радиопоток NGC 6334B в диапазоне 6 см, измеренный в 1988 году, то есть за 14 лет до наблюдений обсерватории *Chandra*, составил 0.4 Ян, что гораздо выше типичных значений для галактических двойных систем, имеющих рентгеновский поток в диапазоне 2–10 кэВ порядка 1 миллиКраб.

Таким образом, для окончательного вывода о природе источника NGC 6334B необходимо провести одновременные наблюдения в радиодиапазоне и в мягком рентгеновском диапазоне, чтобы проверить интерпретацию этого источника как галактической двойной системы по соотношению потоков, а также произвести поиск спектральных структур, смещённых в красную область спектра и связанных с излучением линий железа, для проверки интерпретации NGC 6334B как активного ядра галактики.

Протяжённый нетепловой источник в области звездообразования

Звездообразующие комплексы могут содержать ряд объектов, являющихся потенциальными источниками высокоэнергичного излучения, таких как ветра массивных молодых звёзд; ОСН, взаимодействующие с молекулярными облаками; молодые звёздные объекты (YSO), обладающие магнитной активностью; высокоскоростные истечения (джеты) и объекты Хербига-Аро. Все эти типы объектов должны рассматриваться как вероятные источники наблюдаемого жёсткого нетеплового излучения NGC 6334.

На многоволновых картах, представленных на рис. 21, имеется ряд оболочечных структур, некоторые из которых идентифицированы как ветра молодых звёзд (см., например, Carral et al. 2002). Более того, переменность мощного источника в дальнем ИК-диапазоне, имеющего координаты J2000: 17:20:00,-35:58:10 (McBreen et al. 1979) и находящегося в непосредственной близости от избытка *ISGRI*, позволяет говорить о возможности существования молодого ОСН внутри молекулярного облака, который и является источником жёсткого излучения в области НЕЕ.

Наблюдённый спектр *ISGRI* в диапазоне до 100 кэВ хорошо описывается степенным законом с показателем, приблизительно равным 1. Для проверки гипотезы о наличии молодого ОСН в облаке NGC 6334, спектр был исследован на наличие линий нестабильного ^{44}Ti на энергиях 67.9 кэВ и 78.4 кэВ. Результатом этого исследования является верхний предел на уровне 3σ , составляющий $2.1 \cdot 10^{-5}$ фот $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в обеих линиях. Это значение соответствует верхнему пределу массы произведённого сверхновой ^{44}Ti , составляющему $2.3 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$, что намного меньше типичных теоретических значений для сверхновых моложе 100 лет (Iwamoto et al. 1999, Woosley and Weaver 1995).

Согласно данным ИК- и радионаблюдений, в области NGC 6334А имеется мощный (боллометрическая светимость $\sim 2.5 \cdot 10^5 L_{\odot}$) высокоскоростной биполярный источник в дальнем ИК-диапазоне и мощный H_2O -мазер, а также ряд объектов Хербига-Аро (см., например, Loughran et al. 1986) и четко очерченная радиооболочка размером около 15 угловых секунд, которую можно интерпретировать как ударный фронт, созданный ветром звезды класса O7.5 (Carral et al. 2002). Эта радиооболочка показана в виде белой трапеции на карте обсерватории *Chandra* (рис. 22). Карраль и др. (Carral et al. 2002) оценивают механическую светимость ветра звезды класса O7.5 как $L_{wind} \sim 10^{37}$ эрг с^{-1} , что составляет несколько процентов от боллометрической светимости биполярного источника, описанного Луграном и др. (Loughran et al. 1986). Если и в самом деле боллометрическая энергия этого источника была исходно заключена в механической энергии сверхзвуковых истечений популяции молодых (прото)звездных объектов, а затем превратилась в излучение в дальнем ИК-диапазоне, то механизм, обеспечивающим жёсткое рентгеновское излучение, могло бы быть тормозное излучение быстрых электронов, ускоренных до энергий около МэВ в этих энергичных истечениях. Вследствие кулоновских потерь, эффективность тормозного излучения в рентгеновском диапазоне относительно невелика, однако в плотной

среде эти потери могут создать мощный протяжённый источник ИК-излучения. Эффективность тормозного излучения составляет порядка 10^{-5} в субМэВном диапазоне в среде солнечного состава. Таким образом, электроны с энергиями около МэВ могут производить жёсткое рентгеновское излучение со светимостью $L_x \lesssim 10^{34}$ эрг с^{-1} . Модель ускорения электронов МГД ударными волнами, имеющими скорости около 100 км/с, которые типичны для истечений с масштабами в доли парсека в плотной среде с концентрацией частиц $n_a \gtrsim 10^4 \text{ см}^{-3}$, разработана Быковым и др. (2000). В этой работе рассмотрен случай сверхзвукового течения, созданного ударным фронтом сверхновой в плотном сгустке молекулярного облака. Однако модель Быкова и др. (2000) может быть применена и к случаю МГД-волны сходного размера в плотной среде, созданной другим сверхзвуковым истечением. Отличительной чертой такой модели является очень плоский рентгеновский спектр с показателем степени $\Gamma \sim 1$. В случае синхротронного излучения электронов с энергией порядка ТэВ, ускоренных быстрыми, со скоростью свыше 1000 км/с, ударными фронтами, образованными при столкновении мощных звёздных ветров, эффективность конверсии энергии ускоренных частиц в жёсткое рентгеновское излучение может быть выше и достигать 10^{-3} .

3.5 Выводы

(i) В результате наблюдений галактической активной области звездообразования NGC 6334 гамма-обсерваторией *INTEGRAL* обнаружен источник жёсткого рентгеновского излучения с нетепловым спектром, тянущимся по крайней мере до 100 кэВ.

(ii) Проведённый многоволновой анализ области NGC 6334 позволил заключить, что обнаруженный жёсткий источник может быть отождествлен как с фоновым внегалактическим радиоисточником NGC 6334B, проецирующимся на область NGC 6334, так и с протяженной НII-областью, ассоциирующейся с ярким ИК-источником и радиооболочкой NGC 6334A. Для количественной оценки вкладов этих источников в наблюдаемое жёсткое рентгеновское излучение NGC 6334 необходимы дополнительные наблюдения в диапазоне выше 10 кэВ с пространственным разрешением не хуже угловой минуты.

4 Аккреция на замагниченную нейтронную звезду

Аккрецией обычно называется комплекс физических процессов и явлений, связанных с высвобождением и трансформацией гравитационной энергии вещества при его падении на компактный объект.

Нейтронные звезды (НЗ) представляют собой распространенный класс астрофизических объектов. По теоретическим оценкам, их доля в звёздном населении Галактики составляет около 10^{-3} (см., например, Timmes, Woosley, Weaver 1996).

Согласно современным теоретическим представлениям и интерпретации наблюдений молодых (с возрастом меньше нескольких миллионов лет) радиопульсаров, значительная часть НЗ обладает сильным ($B \sim 10^{10}\text{--}10^{12}$ Гс) магнитным полем (см., например, обзор Райзенеггера – Reisenegger 2001).

НЗ состоят из сверхплотного вещества: при радиусе порядка 10 км они обладают массой порядка 1–2 масс Солнца (M_{\odot}), и, следовательно, имеют сильное гравитационное поле. Ускорение свободного падения на поверхности НЗ можно оценить как

$$g_{surf} \approx G \frac{M_*}{R_*^2} \sim 1.9 \cdot 10^{14} \cdot \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right) \cdot \left(\frac{10^{12} \text{см}^2}{R_*^2} \right) \text{ см} \cdot \text{с}^{-2}, \quad (2)$$

где M_* и R_* – масса и радиус НЗ.

Энергия, высвобождающаяся при аккреции вещества, захваченного гравитационным полем НЗ, на поверхность звезды, может быть оценена как

$$\begin{aligned} E_{ff} &\approx G \frac{M_* M_{\text{acc}}}{R_*} \sim 3.1 \cdot 10^{-4} \cdot \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right) \cdot \left(\frac{10^6 \text{см}}{R_*} \right) \cdot \left(\frac{M_{\text{acc}}}{m_p} \right) \text{ эрг} \approx \\ &\approx 0.19 \cdot \left(\frac{M_*}{M_{\odot}} \right) \cdot \left(\frac{10^6 \text{см}}{R_*} \right) \cdot \left(\frac{M_{\text{acc}}}{m_p} \right) \text{ ГэВ}, \end{aligned} \quad (3)$$

где M_{acc} – масса аккрецированного вещества, а m_p – масса протона.

Фундаментальными вопросами теории аккреции на НЗ являются вопрос о происхождении аккреционного вещества (в том числе, о его составе и количестве, захватываемом в единицу времени гравитационным полем НЗ), а также вопрос о том, в какой форме выделяется гравитационная энергия аккреционного вещества, какая часть её излучается из аккреционной системы, какие спектральные и временные особенности этого излучения могут быть наблюдаемы современными телескопами в различных энергетических диапазонах и какие физические параметры аккреционной системы могут быть определены по этим наблюдениям.

Источником аккреционного вещества может быть как межзвёздная среда, сквозь которую движется аккрецирующая звезда, так и звезда-компаньон в том случае, когда аккрецирующая НЗ находится в двойной системе. Если звезда-компаньон испускает сильный ветер, аккреция может происходить непосредственно из этого ветра; в противном случае вещество звезды-донора переполняет полость Роша вокруг этой звезды, а затем перетекает в полость Роша НЗ через точку Лагранжа и формирует аккреционный диск.

Дисковая аккреция выходит за рамки настоящей работы, предметом которой являются процессы, происходящие в аккреционной колонке непосредственно у поверхности НЗ, на высоте, не превышающей нескольких радиусов звезды над её магнитным полюсом.

4.1 Краткий обзор моделей аккреции на нейтронную звезду

Модели аккреции на компактные объекты строятся с середины 60-х годов XX века (см. пионерские работы Зельдовича (1964), Солпитера (Salpeter 1964), Зельдовича и Шакуры (1969), Прингла и Риса (Pringle and Rees 1972), Шакуры и Сюняева (Shakura and Sunyaev 1973)).

С тех пор построен ряд аналитических, полуаналитических и численных моделей аккреции на НЗ и черные дыры (см., например, книгу Франка, Кинга и Райна 2002), однако некоторые важные вопросы, сформулированные уже в самых ранних работах, до сих пор не имеют ясного ответа. Один из фундаментальных вопросов состоит в том, течёт ли аккреционное вещество как газ взаимодействующих между собой частиц (“гидродинамический режим”) или как набор отдельных невзаимодействующих частиц (“режим свободного падения”). В работах Зельдовича (1967) и Зельдовича и Шакуры (1969) были рассмотрены оба эти режима и было показано, что спектр излучения вблизи поверхности звезды существенным образом зависит от рассматриваемого режима аккреции.

Вплоть до настоящего времени для обоснования того или иного режима авторами моделей приводятся косвенные качественные аргументы в надежде на то, что реалистичная модель, подкрепленная экспериментальными свидетельствами, может *a posteriori* оправдать выбор режима по крайней мере для некоторой области параметров аккреционной системы. Еще один связанный с этим вопрос заключается в том, при каких условиях в аккреционном потоке возникают бесстолкновительные ударные волны (УВ), тормозящие вещество на пути к поверхности звезды.

Бисноватый-Коган и Фридман (1969) указали, что *бесстолкновительная* УВ может появиться в потоке аккреционного вещества над поверхностью НЗ, если звезда обладает дипольным магнитным полем $B \sim 10^8$ Гс.

Ударная волна, тормозящая аккреционный поток в двойной системе с НЗ, играет ключевую роль в модели Дэвидсона и Острайкера (Davidson and Ostriker 1973). В моделях Шапиро и Солпитера (Shapiro and Salpeter 1975), Баско и Сюняева (Basko and Sunyaev 1976), Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982) и Брауна и Яхела (Braun and Yahel 1984) рассмотрена аккреция на НЗ в различных предположениях о величине магнитного поля звезды и найдены *стационарные* решения системы гидродинамических уравнений для аккреционного потока. Модели Шапиро и Солпитера (Shapiro and Salpeter 1975) и Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982) постулируют наличие *стационарной бесстолкновительной* УВ на некоторой высоте над поверхностью, являющейся параметром этих моделей. Баско и Сюняев

(Basko and Sunyaev 1976) предложили режим аккреции с *радиативной* УВ в атмосфере НЗ. В модели Брауна и Яхела (Braun and Yahel 1984) показано, что *стационарная бесстолкновительная* УВ может существовать над поверхностью замагниченной НЗ только в том случае, когда скорость аккреции достаточно мала (а именно, не превышает нескольких процентов эддингтоновского предела скорости аккреции).

Детальные модели двумерной нестационарной *радиационно-доминированной сверхэддингтоновской* аккреции на замагниченную НЗ разработаны Аронсом, Клейном и соавторами (см. Klein and Arons 1989, Klein et al. 1996 и ссылки в этих работах). Авторы этих моделей показали, что если скорость аккреции достаточно высока (а именно, если аккреция является существенно сверхэддингтоновской), в колонке появляются и эволюционируют *нестационарные радиационно-доминированные* УВ. Важная особенность этих работ состоит в том, что наличие УВ в колонке не постулируется, а является следствием модельной эволюции системы.

4.1.1 Модель Шапиро и Солпитера

В работе Шапиро и Солпитера (Shapiro and Salpeter 1975) построена численная модель стационарной сферически-симметричной аккреции на НЗ, *не имеющую магнитного поля*. Модель базируется на предположении о существовании сильной ударной волны (УВ) в аккреционном потоке над поверхностью звезды. Высота волны над поверхностью звезды определяется в процессе итерационных численных расчётов так, чтобы скорость потока на поверхности звезды стремилась к нулю, а температуры ионов и электронов – к эффективной фотонной температуре, определяемой конверсией кинетической энергии аккреционного потока в чернотельное излучение поверхности звезды.

В работе использовано предположение о равенстве температур ионов и электронов за фронтом УВ. Это предположение подразумевает, что существует механизм быстрой бесстолкновительной передачи энергии от ионов к электронам. В этом случае электроны оказываются нагреты до температуры ~ 10 МэВ, а затем охлаждаются до температуры ~ 100 кэВ на масштабах порядка 10 м. Основным механизмом охлаждения является кулоновская релаксация, а основными механизмами излучения – тормозное излучение ионов и электронов на электронах, а также комптоновские процессы.

Численное моделирование позволило авторам работы построить профили температур, скорости и плотности аккреционного потока. При этом в модельном потоке возникает эмиссионная зона за фронтом УВ, ширина которой составляет порядка 10 м. В этой зоне температура электронов резко падает за счёт интенсивной комптонизации на мягких рентгеновских фотонах до уровня около 10^9 кэВ, на котором комптоновское охлаждение уравнивается нагревом за счёт кулоновских столкновений с горячими ионами. Вблизи поверхности звезды температуры ионов и электронов падают до значения, соответствующего температуре чернотельных фотонов,

излучаемых с поверхности.

4.1.2 Модель Лангера и Раппопорта

В работе Лангера и Раппопорта (Langer and Rappaport 1982) предложена численная модель стационарной колонковой аккреции на замагниченную ($B \sim 10^{12}$ Гс) НЗ в предположении, что скорость аккреции (\dot{M}) не превышает 10^{16} г с⁻¹.

Одним из основных допущений этой модели является априорное предположение о наличии в аккреционной колонке стационарной УВ, высота которой над поверхностью звезды является параметром, определяемым в процессе итерационных вычислений профиля скорости аккреционного потока.

В качестве механизмов обмена энергией между распределениями протонов и электронов в аккреционном потоке, а также конверсии механической энергии потока в энергию излучения, рассмотрены: возбуждение электронов на уровни Ландау при соударениях электронов с протонами и электронами, кулоновское рассеяние на малые углы и тормозное излучение.

Электроны предполагались нерелятивистскими, что накладывает ограничение на их максимальные температуры, возникающие в модели. Допустимы только такие течения, в которых $T_e \lesssim 10^9$ К. В отличие от модели Шапиро и Солпитера (Shapiro and Solpeter 1975), в данной модели не подразумевается равенство температур ионов и электронов за фронтом УВ; напротив, предполагается, что электроны нагреваются только за счёт их собственной кинетической энергии согласно стандартному соотношению

$$k_B T_e = \frac{3}{16} m_e v_0^2,$$

где v_0 – скорость невозмущенного свободно падающего потока на том расстоянии от поверхности, где находится УВ.

В результате моделирования были рассчитаны профили температур ионов и электронов, скорости и плотности за фронтом УВ. В области за фронтом УВ электроны и ионы охлаждаются за счёт потери энергии на тормозное и циклотронное излучение.

В рассматриваемой модели бóльшая часть энергии аккреционного потока излучается не непосредственно за фронтом УВ, а внутри аккреционной колонки, на расстояниях 10^4 – 10^5 см от поверхности звезды.

4.1.3 Модели Аронса и Клейна

Детальные модели двумерной нестационарной *радиационно-доминированной сверхэддингтоновской* аккреции на замагниченную НЗ разработаны Аронсом, Клейном и соавторами (см. Klein and Arons 1989, Klein et al. 1996 и ссылки в этих работах). Авторы этих моделей показывают, что если скорость аккреции достаточно

высока (а именно, если аккреция является существенно сверхъэддингтоновской), в аккреционной колонке появляются и эволюционируют *нестационарные радиационно-доминированные УВ*. Важная особенность этих работ состоит в том, что наличие УВ в колонке не постулируется, а является следствием модельной эволюции системы.

Методика численного интегрирования, использованная Аронсом, Клейном и др., состоит в сочетании метода конечного объёма второго порядка по пространственным переменным и первого порядка по времени (Годуновского типа) с расщеплением в рамках двухшаговой схемы "предиктор-корректор".

Модельные расчёты Клейна и др. (Klein et al. 1996) показали, что сверхъэддингтоновские аккреционные колонки являются крайне неоднородными. В таких колонках возникают структуры, называемые "фотонными пузырями." Это области пониженной плотности, которые растут с характерными временами около миллисекунды, а затем диффундируют вверх по аккреционной колонке и могут быть источниками рентгеновских вспышек или субмиллисекундных флуктуаций кривой блеска в рентгеновском диапазоне около 10 кэВ. Наличие сильных неоднородностей в аккреционных колонках может приводить к значительным доплеровским сдвигам в процессе генерации и переноса циклотронного излучения в колонке и, как следствие, к невозможности детектирования циклотронных линий в спектрах таких объектов.

4.2 Суб-эддингтоновская аккреция

В данном разделе представлена оригинальная модель аккреции на замагниченную нейтронную звезду, разработанная А.М. Быковым и А.М. Красильщиковым в 1998-2004 годах.

В работе Быкова и Красильщикова (2004) представлена численная модель *суб-эддингтоновской* одномерной нестационарной "гидродинамической" (в вышеуказанном смысле) аккреции на замагниченную НЗ. Как и в работах Аронса, Клейна и др., наличие УВ в колонке изначально не постулируется. Особенность работы состоит в построении гидродинамического кода, основанного на методе Годунова, который позволяет работать с разрывными течениями, и в частности, описывать динамику УВ.

Модель последовательно учитывает кинетику электронно-ионных потоков в сильном магнитном поле. Магнитное поле в колонке считается заданным, но связанные с ним процессы взаимодействия вещества и излучения играют важнейшую роль в эволюции аккреционного потока.

В разделе 4.2.1 сформулированы основные предположения и допущения модели, основные параметры и уравнения приведены в разделе 4.2.2, использованный метод численного интегрирования описан в разделе 4.2.4. Физические процессы, влияющие на эволюцию аккреционного потока, описаны в разделе 4.2.3; основные результаты моделирования приведены в разделе 4.2.5.

4.2.1 Основные предположения и допущения

Рассматривается временная эволюция аккреционного потока в магнитной аккреционной колонке над полярной шапкой замагниченной НЗ на расстояниях, не превышающих нескольких радиусов НЗ от поверхности.

Предполагается, что режим аккреции “гидродинамический”, поскольку в рассматриваемых условиях время развития магнитогидродинамических неустойчивостей мало. В условиях сильной исходной анизотропии аккреционного потока многопоточковые неустойчивости могут иметь характерные инкременты, сравнимые с ионной плазменной частотой $\omega_{pi} \sim 1.2 \cdot 10^{12} n_{18}^{1/2} \text{ с}^{-1}$ (где n_{18} – концентрация ионов в единицах 10^{18} см^{-3}). Такие инкременты характерны для процессов изотропизации частиц в бесстолкновительных ударных волнах. Заметим, что циклотронные частоты существенно выше для типичных магнитных полей. Характерная скорость распространения МГД-возмущений $V_{\text{Alfvén}} \approx c(1 - \alpha)$, где $\alpha = 10^{-11} \cdot n_{18} \cdot B_{12}^{-2} \ll 1$. Эту оценку можно получить на основе общих соотношений, приведенных, например, в книге Великовича и Либермана (1987). Моделирование кинетических неустойчивостей в условиях магнитных полей НЗ фактически не проведено до настоящего времени, поэтому в данной работе исследуется аккреционный поток в предположении о развитии неустойчивости в суб-релятивистском потоке с инкрементом порядка ω_{pi} .

Электроны и ионы движутся в аккреционном потоке с одинаковой средней (потоковой) скоростью, но имеют различные температуры. При этом температура ионов соответствует их неупорядоченному движению в трехмерном пространстве, т.е. движение ионов поперек магнитного поля трактуется квазиклассически, что допустимо при рассматриваемых значениях магнитного поля НЗ (не выше 10^{13} Гс). Температура электронов соответствует их неупорядоченному движению в одномерном пространстве вдоль силовых линий магнитного поля НЗ, поскольку при рассматриваемых магнитных полях НЗ (выше 10^{11} Гс) электроны находятся на основном уровне Ландау.

Предполагается, что на рассматриваемых временных масштабах НЗ имеет постоянное магнитное поле дипольной конфигурации. Геометрия аккреционной колонки представлена на рис. 28.

4.2.2 Основные параметры и уравнения

Основными параметрами модели являются масса (M_*) и радиус (r_*) нейтронной звезды, а также величина магнитного поля (B_*) на её магнитном полюсе и скорость аккреции на единицу площади основания аккреционной колонки (\dot{M}/A_0).

Система гидродинамических уравнений, описывающих эволюцию потока, может быть записана в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (4)$$

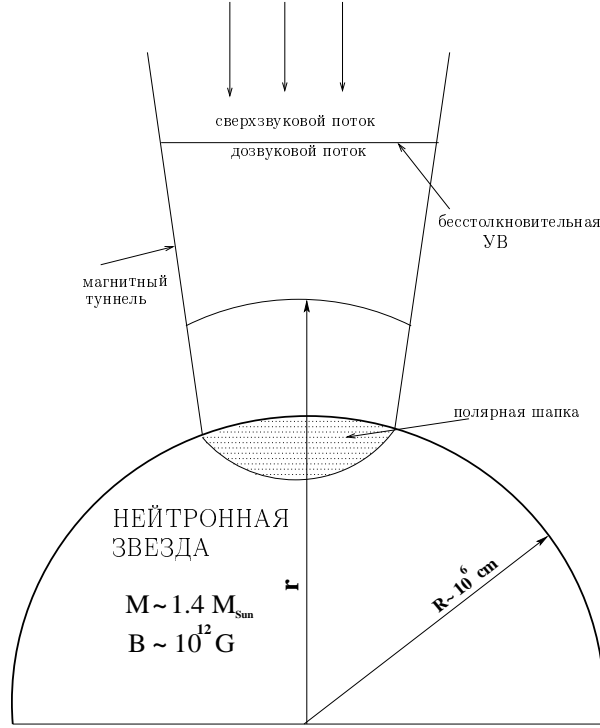


Рис. 28: Геометрия аккреционной колонки над поверхностью замагниченной нейтронной звезды.

$$\frac{\partial(\rho u_\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\beta}(\rho u_\alpha u_\beta) = \mathcal{F}_\alpha, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_s \left(E_s + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \text{div}[\rho_s \mathbf{u} \left(E_s + \frac{u^2}{2} \right) + p_s \mathbf{u}] = \mathcal{Q}_s, \quad (6)$$

где $\rho = \rho_e + \rho_i$ – плотность вещества, $p = p_i + p_e$ – давление, \mathcal{F} и \mathcal{Q}_s – скорости изменения плотности потоков импульса и энергии, а $s = i, e$ обозначает сорт частиц.

Эту систему следует дополнить уравнениями состояния для каждого сорта частиц. Используется уравнение состояния идеального газа $E_s = p_s / [\rho_s (\gamma_s - 1)]$. При $x_s = k_B T_s / (m_s c^2) \ll 1$ показатель адиабаты γ_s можно записать в виде $\gamma_s \approx \gamma_{0s} (1 - x_i)$ (см., например, де Гроот и др. 1983), где $\gamma_{0i} = 5/3$ – обычное нерелятивистское значение для частиц, обладающих тремя степенями свободы, а $\gamma_{0e} = 3$, поскольку в рассматриваемых сильных полях распределение электронов квазиодномерно.

Одномерность распределения импульсов электронов связана с тем, что характерное время релаксации электронных уровней Ландау составляет порядка $10^{-15} B_{12}^{-2}$ с, где $B_{12} = B / 10^{12}$ Гс, (см., например, работу Буссара – Bussard 1980) и является самым коротким временем в рассматриваемой системе после циклотронного. Время радиативного распада возбужденных уровней Ландау ионов составляет порядка $5 \cdot 10^{-9} B_{12}^{-2}$ с и заметно превышает время бесстолкновительной релаксации импульсов ионов, пропорциональное ω_{pi}^{-1} . Поэтому в данном случае ионы находятся на высоко-возбужденных уровнях Ландау, что позволяет считать их распределение трёхмерным

и описывать квазиклассически.

Таким образом, рассматривается *одномерное* движение плазмы в аккреционном потоке вдоль *дипольных линий* сильного магнитного поля НЗ. В такой геометрии система (4)–(6) может быть переписана в виде

$$r^3 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r^3 \rho u) = 0, \quad (7)$$

$$r^3 \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r^3(p + \rho u^2)] = r^3 \mathcal{F} + 3r^2 p, \quad (8)$$

$$r^3 \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_s \left(E_s + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} (r^3 [\rho_s u (E_s + \frac{u^2}{2}) + p_s u]) = r^3 \mathcal{Q}_s. \quad (9)$$

Систему уравнений (7)–(9) следует дополнить начальными и граничными условиями. В качестве начального условия рассматривается колонка, заполненная холодным свободно падающим газом. Граничное условие в верхней части колонки является условием втекания в неё холодного сверхзвукового потока, а граничное условие в нижней части колонки является условием отсутствия потока, втекающего в звезду.

4.2.3 Физические процессы в аккреционной колонке

В этом разделе описываются процессы, вносящие вклад в слагаемые \mathcal{F} и \mathcal{Q}_s системы (7)–(9), т.е. физические механизмы, ответственные за передачу энергии и импульса от одних составляющих системы к другим и воздействие внешних сил на аккреционный поток.

Источники импульса

Поскольку рассматривается однопотоковое течение, силы, действующие на ионы и электроны, суммируются в одном силовом слагаемом:

$$\mathcal{F} = F^i + F^e,$$

$$F^i = F_{grav}^i - F_{atm}, \quad F^e = F_{grav}^e - F_{nonres} - F_{res},$$

где F_{grav}^i и F_{atm} обозначают гравитационную силу и вязкую силу сопротивления потоку (которая эффективна только в атмосфере НЗ), а F_{grav}^e , F_{nonres} и F_{res} обозначают гравитационную силу, а также нерезонансную и резонансную силы радиационного давления.

Гравитационная сила, действующая на единицу объёма, равна

$$F_{grav} = F_{grav}^e + F_{grav}^i = (nm_i + Znm_e) \frac{GM_\star}{r^2}, \quad (10)$$

где n – концентрация ионов.

Для вычисления нерезонансной силы радиационного давления используется формула, приведенная, например, в книге Железнякова (1997):

$$F_{nonres} = n_e \frac{\sigma_T}{c} \frac{\sigma_{ST} T_\gamma^4}{1 + \tau_T}, \quad (11)$$

где n_e – концентрация электронов, σ_{ST} – постоянная Стефана-Больцмана, T_γ – локальная температура поля излучения а τ_T – оптическая толщина в континууме.

Для вычисления резонансной силы радиационного давления численно интегрируется уравнение переноса излучения в циклотронной линии, из которого определяется плотность энергии поля фотонов U_{phot} и далее F_{res} как $-dU_{phot}/dr$.

Поскольку в циклотронной линии колонка является оптически толстой, уравнение переноса записывается в виде уравнения диффузии:

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_{phot} = S_{phot} + \frac{1}{3} \mathbf{u} \cdot \nabla U_{phot}, \quad (12)$$

где S_{phot} – источники циклотронных фотонов, а $\mathbf{J}_{phot} = \frac{4}{3} \mathbf{u} U_{phot} - \kappa \nabla U_{phot}$ – диффузионный поток фотонов в линии (κ – тензор диффузии). Поскольку диффузия циклотронных фотонов поперёк магнитного поля существенно затруднена (см., например, работу Аронса, Клейна и Ли – Arons, Klein, and Lea 1987), рассматривается только параллельная полю составляющая уравнения (12), которую можно записать в виде

$$\frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^3 \left[\frac{4}{3} U_{phot} u - \kappa_{||} \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 U_{phot}) \right] \right\} = S_{phot} + \frac{1}{3} u \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} (r^3 U_{phot}), \quad (13)$$

где $\kappa_{||} = c/(3n_e \sigma_T)$ – коэффициент диффузии, параллельной магнитному полю. Это уравнение численно интегрируется методом стрельбы, граничные условия для которого состоят в том, что циклотронные фотоны свободно уходят с верхней границы колонки, а на поверхности звезды их число соответствует планковскому спектру с температурой

$$T_{eff} = \left(\frac{GM_* \dot{M}}{\sigma_{ST} \cdot r_*} \right)^{1/4}. \quad (14)$$

Для вычисления силы трения, действующей на поток со стороны атмосферы НЗ, используется стандартное выражение для силы кулоновского торможения в плотной среде:

$$F_{atm} = \frac{4\pi n_a n_i e^4 Z^2 \ln \Lambda}{m_e u^2}, \quad (15)$$

где кулоновский логарифм

$$\Lambda = \frac{m_e^{2/3} u^2}{\hbar e \sqrt{\pi n_a}},$$

n_a – концентрация электронов в атмосфере НЗ, а u – скорость аккреционного потока. Аналогичное выражение использовано в работе Билдстена, Солпитера и Вассерман (Bildsten, Salpeter and Wasserman 1992), посвящённой столкновительному разрушению ядер C, N, O в атмосфере НЗ.

Источники энергии

Силы, действующие на поток, производят над ним работу, и эта работа эффективно перераспределяется между ионами и электронами.

Пусть внешняя сила F^i действует на ионы, а внешняя сила F^e действует на электроны, тогда (если частоты изменений внешних сил намного меньше характерных плазменных частот) из локальной электронейтральности плазмы следует, что потоки обоих сортов частиц равны, т.е.

$$(F^e - eE) \frac{n_e}{m_e \nu_{ei}} = (F^i + ZeE) \frac{n_i}{m_i \nu_{ei}},$$

где E – амбиполярное электрическое поле, а ν_{ei} – эффективная частота электронно-ионной релаксации. Поскольку $n_e = Zn_i$,

$$eE = F^e \frac{1}{\xi + 1} - F^i \frac{\xi}{Z(\xi + 1)},$$

где $\xi = m_e/m_i$, и результирующая эффективная сила, действующая на ионы, равна

$$F_{\text{eff}}^i = (F^i + F^e Z) \frac{1}{\xi + 1},$$

а результирующая эффективная сила, действующая на электроны, равна

$$F_{\text{eff}}^e = (F^i + F^e Z) \frac{\xi}{Z(\xi + 1)}.$$

Слагаемое, описывающее источники энергии ионов в уравнении (9), выражается как

$$Q_i = F_{\text{eff}}^i u - H_{ie} - Q_{\text{cyc}} - Q_{\text{relax}} - Q_{ii}, \quad (16)$$

где H_{ie} отвечает процессам рассеяния на малые углы в кулоновских столкновениях с электронами, Q_{cyc} отвечает столкновительному возбуждению электронных уровней Ландау, Q_{relax} отвечает столкновительной релаксации на электронах плотной атмосферы НЗ, Q_{ii} отвечает циклотронному охлаждению ионов (заметному лишь если $B_\star > 5 \cdot 10^{11}$ Гс и система прозрачна для фотонов в протонной циклотронной линии), а $F_{\text{eff}}^i u$ обозначает работу, производимую эффективной силой.

Слагаемое, описывающее источники энергии электронов в уравнении (9), выражается как

$$Q_e = F_{\text{eff}}^e u - H_{ei} - Br_{ei} - Br_{ee} - C_{yc_{ei}} - C_{yc_{ee}} - Q_{\text{compt}}, \quad (17)$$

где H_{ei} соответствует рассеянию на малые углы в кулоновских столкновениях с ионами, Br_{ei} и Br_{ee} отвечают тормозному охлаждению в столкновениях с ионами и электронами, $C_{yc_{ei}}$ и $C_{yc_{ee}}$ отвечают возбуждению уровней Ландау в столкновениях ионами и электронами, Q_{compt} отвечают однократному комптоновскому рассеянию, а $F_{\text{eff}}^e u$ обозначает работу, производимую эффективной силой.

Для вычисления скоростей охлаждения электронов и ионов при возбуждении электронных уровней Ландау в электронно-ионных столкновениях, в работе Быкова и Красильщикова (2004) численно проинтегрировано сечение этого процесса, приведенное в работе Лангера (Langer 1981), и получены значения скоростей охлаждения для рассматриваемых диапазонов температур электронов и ионов и значений магнитного поля. Подробности этого интегрирования приведены в приложении А.2.

Для вычисления скорости охлаждения электронов при возбуждении уровней Ландау в электронно-электронных столкновениях и скоростей обмена энергией при рассеянии на малые углы в столкновениях электронов и ионов используются аппроксимации, приведённые в работе Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982):

$$H_{ei} = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} r_0 n_e n_i \xi \frac{T_i - T_e}{T_e + \xi T_i} Z^2 \sqrt{\frac{m_e c^2}{k_B (T_e + \xi T_i)}} \Lambda, \quad (18)$$

где Λ – кулоновский логарифм, а $r_0 = 4\pi r_e^2 m_e c^3$ характерный масштаб потери энергии в этом процессе.

Скорость охлаждения электронов при возбуждении уровней Ландау в электронно-электронных столкновениях вычисляется по аппроксимационной формуле, приведённой в работе Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982):

$$C_{yc_{ee}} = 2.04 r_0 n_e^2 B_{12}^{-1/2} \sqrt{\frac{k_B T_e}{\hbar \omega_B}} \times \exp \left\{ -\frac{m_e c^2}{k_B T_e} (\sqrt{1 + 0.04531 B_{12}} - 1) \right\} (B_{12}/5)^\alpha, \quad (19)$$

где $\alpha = (k_B T_e / 9597 \text{ keV})^{0.2}$.

Для вычисления скорости тормозного охлаждения Br_{ee} в работе Быкова и Красильщикова (2004) численно проинтегрировано сечение, приведённое в работе Хауга (Haug 1975), и построена аппроксимационная формула

$$Br_{ee} \approx 2.5410 \cdot 10^{-37} T_e^{1.45811} n_e^2 \cdot g(B, T_e), \quad (20)$$

где $g(B, T_e) = (0.409 - 0.0193 B_{12} - 0.00244 B_{12}^2) (k_B T_e / 10 \text{ keV})^{0.25}$ – гаунт-фактор, приведённый в работе Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982). Ошибка этой аппроксимации не превышает 10^{-2} для исследуемого диапазона величин магнитного поля, температур и плотностей распределения электронов.

Для вычисления скорости тормозного охлаждения Br_{ei} численно проинтегрировано сечение, приведённое в книге Берестецкого, Лифшица и Питаевского (1980) для случая высоких температур электронов, и используется аппроксимация, приведённая в работе Лангера и Раппопорта (Langer and Rappoport 1982) для случая низких температур электронов. В итоге

$$Br_{ei} \approx \begin{cases} 0.36 \alpha r_0 (T_e / T_e^b)^{0.5} n_e n_i Z^2 g(B, T_e), & \text{когда } T_e < T_e^b \\ 0.36 \alpha r_0 (T_e / T_e^b)^{1.2} n_e n_i Z^2 g(B, T_e), & \text{когда } T_e \geq T_e^b \end{cases} \quad (21)$$

где $T_e^b = 5 \cdot 10^8$ К. Ошибка этой аппроксимации не превышает $5 \cdot 10^{-2}$ для исследуемого диапазона величин магнитного поля, плотностей и температур распределений ионов и электронов.

Величина Q_{relax} в формуле (16) обозначает кулоновскую релаксацию аккреционного потока на электронах тонкой и плотной атмосферы НЗ. В работе Быкова и Красильщикова (2004) используется простейшая модель изотермической атмосферы и Q_{relax} определяется как

$$Q_{relax} = -\nu_{ei} \frac{k_B n_i}{\gamma_i - 1} (T_i - T_{atm}), \quad (22)$$

где ν_{ei} – частота кулоновских столкновений в атмосфере НЗ.

Величина Q_{compt} в формуле (17) обозначает охлаждение электронов в однократных комптоновских рассеяниях. Для не слишком жестких ($\gamma E_\gamma / (m_e c^2) \ll 1$) фотонов, рассеивающих нерелятивистские электроны, энергия, теряемая электроном в одном нерезонансном рассеянии $\Delta E = -E_\gamma^2 / (m_e c^2) + 4k_B T_e E_\gamma / (m_e c^2)$. Поскольку $\langle E_\gamma \rangle = 3k_B T_\gamma$, $\langle E_\gamma^2 \rangle = 12k_B T_\gamma^2$,

$$\begin{aligned} Q_{compt} &= n_e n_\gamma \langle \sigma_T v_{rel} \Delta E \rangle H(B, T_\gamma) = \\ &= 12n_e n_\gamma \sigma_T c k_B T_\gamma k_B \frac{T_e - T_\gamma}{m_e c^2} H(B, T_\gamma), \end{aligned} \quad (23)$$

где $H(B, T_\gamma) = (1 + 0.0165(\hbar\omega_B / k_B T_\gamma)^{2.48}) / (1 + 0.0825(\hbar\omega_B / k_B T_\gamma)^{2.48})$ – гаунт-фактор для рассматриваемого процесса, приведённый в работе Аронса, Клейна и Ли (Arons, Klein, and Lea, 1987), а n_γ и T_γ – локальные значения концентрации и температуры фотонного поля.

4.2.4 Методика моделирования

Многокомпонентный аккреционный поток, падающий на поверхность НЗ, может иметь разрывы течения, и в частности, УВ. По этой причине в качестве метода решения задачи выбран известный метод Годунова (см., например, Годунов 1959 и Годунов и др. 1976).

Непосредственно метод Годунова применим к однокомпонентным⁵ системам, которые описываются уравнениями без источников. Для включения в численную схему источников в уравнениях (7)–(9) использован подход, основанный на работах ЛеВека (например, LeVeque 1997). Он состоит в расщеплении исследуемой системы (7)–(9) на две части, одна из которых описывает сохранение потоков вдоль дипольных линий и интегрируется при помощи модифицированного метода Годунова, а другая описывает наличие источников энергии и импульса и интегрируется при помощи метода Гира (Gear, 1971).

⁵Современные многотемпературные методы описаны, например, в работе Забродина и Прокопова (1998).

Необходимость данного подхода обусловлена многокомпонентностью системы, в которой имеются два сорта частиц, сложным образом взаимодействующих между собой, с внешними магнитным и гравитационным полем, а также полем излучения.

Обезразмеривание системы (7)–(9) производится путём умножения \mathcal{F} на $C_F = t_*/(\rho_* u_*)$, а \mathcal{Q}_s – на $C_Q = t_*/(\rho_* u_*^2)$, где t_* , u_* и ρ_* – масштабы времени, скорости и плотности.

Интегрирование уравнений (7)–(9) в аккреционной колонке производится комбинированным методом, позволяющим обобщить схему Годунова на системы с обменом энергией и импульсом между составляющими (источниками в правой части системы (7)–(9)). Аккреционная колонка разбивается на пространственные ячейки с центрами в точках $x_{i-1/2}$. Из начального состояния в момент $t = 0$ к состоянию в текущий момент t интегрирование производится по шагам Δt , на каждом из которых выполняются следующие операции:

(i) интегрирование уравнений без источников, соответствующих сохранению потоков вдоль дипольных линий:

$$r^3 \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(r^3 \rho u) = 0, \quad (24)$$

$$r^3 \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}[r^3(p + \rho u^2)] = 0, \quad (25)$$

$$r^3 \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_s \left(E_s + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left(r^3 \left[\rho_s u \left(E_s + \frac{u^2}{2} \right) + p_s u \right] \right) = 0. \quad (26)$$

На этапе (i) система интегрируется одновременно во всей колонке, то есть во всех ячейках $x_{i-1/2}$.

Второй этап состоит в

(ii) интегрировании уравнений с источниками импульса и энергии, записанных для величин, усредненных по пространственной ячейке:

$$\frac{\partial(\rho_i u_i)}{\partial t} = C_F \mathcal{F}_i + \frac{3}{r_i} p_i, \quad (27)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\rho_{s_i} \left(E_{s_i} + \frac{u_i^2}{2} \right) \right] = C_Q \mathcal{Q}_{s_i}, \quad (28)$$

где g_i – значения физических величин, усреднённые по i -той ячейке, независимо в каждой из ячеек $x_{i-1/2}$. На каждом из двух этапов интегрирование производится по одному и тому же промежутку времени, определяемому условием Куранта на этапе (i).

Система (27)–(28) является жесткой, поэтому для её интегрирования используется стандартная подпрограмма LSODE (Hindmarsh 1983), в которой реализован вариант "B" метода Гира (см., например, Gear 1971). Заметим, что многие популярные методы интегрирования жестких систем основанные на модифицированном

методе Булирша-Штёра (см., например, книгу Пресс и др. – Press et al. 1993), требуют явного задания якобиана системы. В данном случае это приводит к значительным усложнениям, поскольку система (27)–(28) имеет сложную структуру правых частей, включающую слагаемые, заданные только в численном виде.

Для интегрирования системы (24)–(26) используется так называемая “ёмкостная модификация” метода Годунова первого порядка, предложенная в работе ЛеВека (LeVeque 1997).

Суть этого метода состоит в том, что если закон сохранения физической величины $q(x,t)$ вместо классической дивергентной формы записываются в обобщённой форме

$$\kappa(x) \frac{\partial q(x,t)}{\partial t} + \frac{\partial f(q(x,t))}{\partial x} = 0,$$

где $\kappa(x)$ – заданная функция пространственной координаты, обозначающая эффективную “ёмкость” рассматриваемой области пространства (например, пористость среды), то традиционная годуновская разностная схема оказывается впрямую неприменима и вместо обычного годуновского выражения для значения сеточной функции q в момент времени $t_0 + \Delta t$

$$\tilde{q}_i = q_i - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} (F_i - F_{i+1}),$$

где F_i – поток q , текущий из ячейки i в ячейку $i - 1$, можно записать

$$\tilde{q}_i = q_i - \frac{\Delta t}{\kappa_i \Delta x_i} (F_i - F_{i+1}),$$

где Δx_i – размер ячейки i , а κ_i – среднее значение $\kappa(x)$ по ячейке i .

4.2.5 Основные результаты моделирования

В работе Быкова и Красильщикова (2004) реализована комплексная схема вычислений, описанная в разделах 4.2.1–4.2.4, и исследована эволюция аккреционного потока при различных значениях параметров модели.

Обнаружено, что на временах порядка 10^{-5} с в колонке развиваются сильные УВ. Эти волны совершают устойчивые колебания около своих положений равновесия с периодами порядка 10^{-5} с, затухающие за времена порядка 10^{-3} с. Типичный пример эволюции ударного фронта и профиля скорости течения представлен на рис. 29 для случая, когда магнитное поле у поверхности НЗ составляет $3 \cdot 10^{12}$ Гс, а скорость аккреции равна $3 \cdot 10^{15}$ г/с.

Представленные на рис. 30 и рис. 32 модельные профили течения демонстрируют устойчивые и сильные УВ, которые тормозят и нагревают аккреционный поток. На таких волнах ионы нагреваются намного сильнее, чем электроны, поскольку

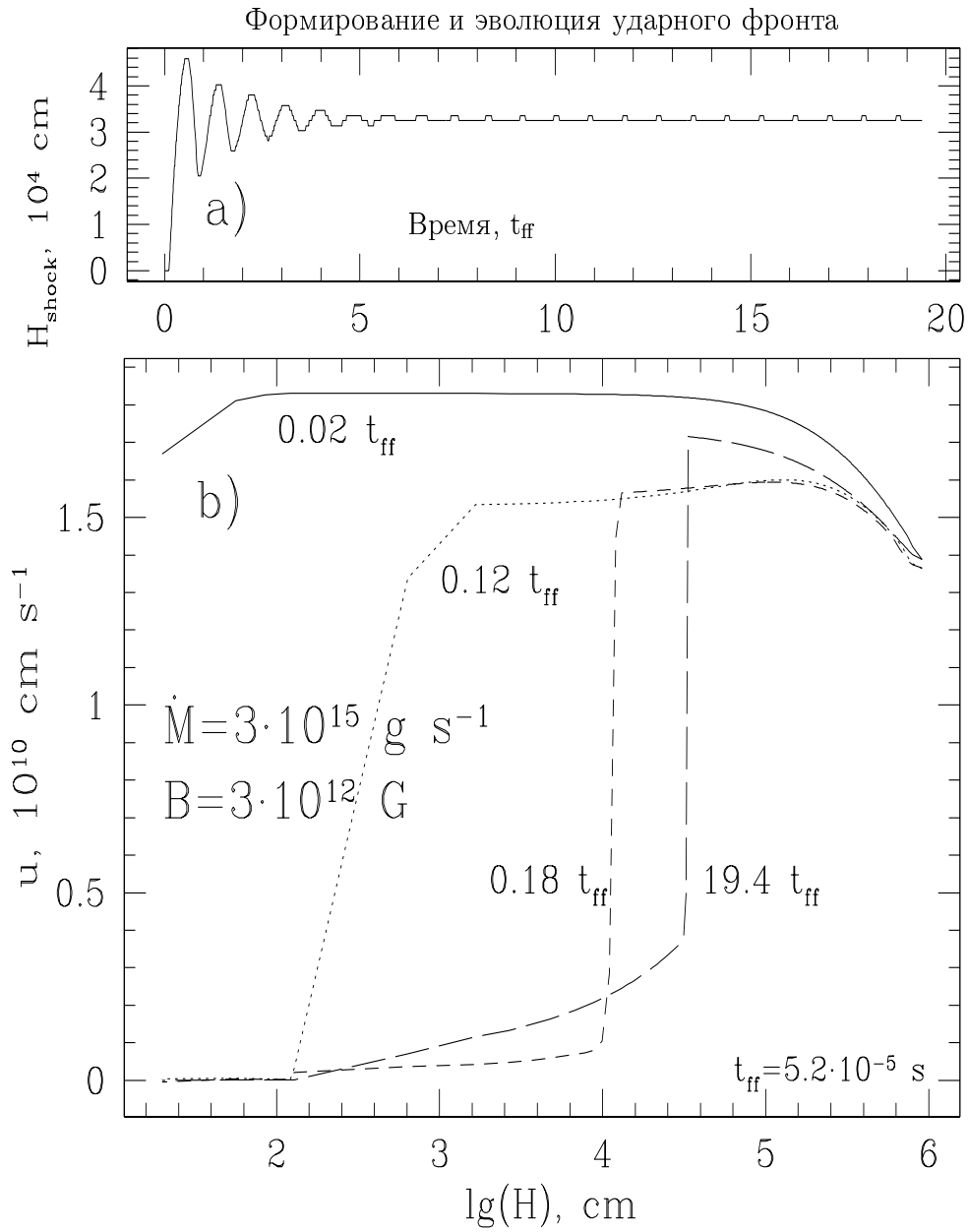


Рис. 29: Эволюция аккреционного потока: а) зависимость высоты УВ от времени
 б) эволюция профиля скорости потока

в ионах содержится основная часть кинетической энергии потока. Однако при дальнейшем движении к поверхности нагретые ионы отдают значительную часть своей энергии электронам, которые, в свою очередь, выделяют её в виде циклотронных и тормозных фотонов и отдают нерезонансным фотонам в комптоновских столкновениях.

В большинстве случаев степень сжатия на фронтах несколько превосходит 4 (максимальное значение для нерелятивистских одножидкостных УВ) из-за слаборелятивистских изменений адиабатического индекса ионов, нагретых до нескольких десятков МэВ.

Важным свойством модели является трансформация значительной доли потока энергии вещества в фотоны оптически толстой электронной циклотронной линии. Зависимость этой доли от величины магнитного поля НЗ представлена на рис. 33. Давление запертого циклотронного излучения динамически существенно для торможения аккреционного потока. Циклотронное охлаждение ионов становится важным для магнитных полей выше $5 \cdot 10^{11}$ Гс. При этом режим аккреции существенно зависит от деталей структуры магнитных полей в атмосфере НЗ на высотах менее 10 м от поверхности. На данных высотах поле может сильно отличаться от дипольного за счет локальных полей более высокой мультипольности. Наличие неоднородной структуры поля делает колонку прозрачной для оптических и рентгеновских фотонов циклотронного излучения протонов и электронов. На рис. 31 представлены режимы аккреции в оптически тонком случае, когда циклотронное излучение ионов свободно покидает колонку. Учет эффекта циклотронного охлаждения ионов приводит к значительному приближению фронта УВ к поверхности НЗ если дипольное магнитное поле превосходит $5 \cdot 10^{11}$ Гс. В этом случае в спектре излучения системы будет содержаться выраженная оптическая/УФ циклотронная линия протонов. Сильное торможение и эффективное охлаждение потока в оптически тонком режиме в колонке приводит к тому, что до поверхности звезды доходит лишь около половины энергии аккреционного потока (см. рис. 34).

В случае регулярной структуры магнитного поля на высотах порядка 10 м от поверхности НЗ протонная циклотронная линия может стать оптически толстой. В этом случае режимы аккреции аналогичны приведенным на рис. 30, поскольку процесс бесстолкновительной релаксации, имеющий высокую частоту, восстанавливает изотропию функции распределения ионов быстрее радиативного изменения поперечной (по отношению к полю) температуры.

Следует заметить, что разница в форме профилей течения при малых и при больших значениях величины магнитного поля (рис. 30) обусловлена тем, что при малых полях температура электронов за фронтом УВ оказывается ниже и, следовательно, возрастает градиент плотности энергии фотонов, запертых в циклотронной линии, по направлению к поверхности. Этот градиент обеспечивает радиативное давление, которое способствует более эффективному торможению потока.

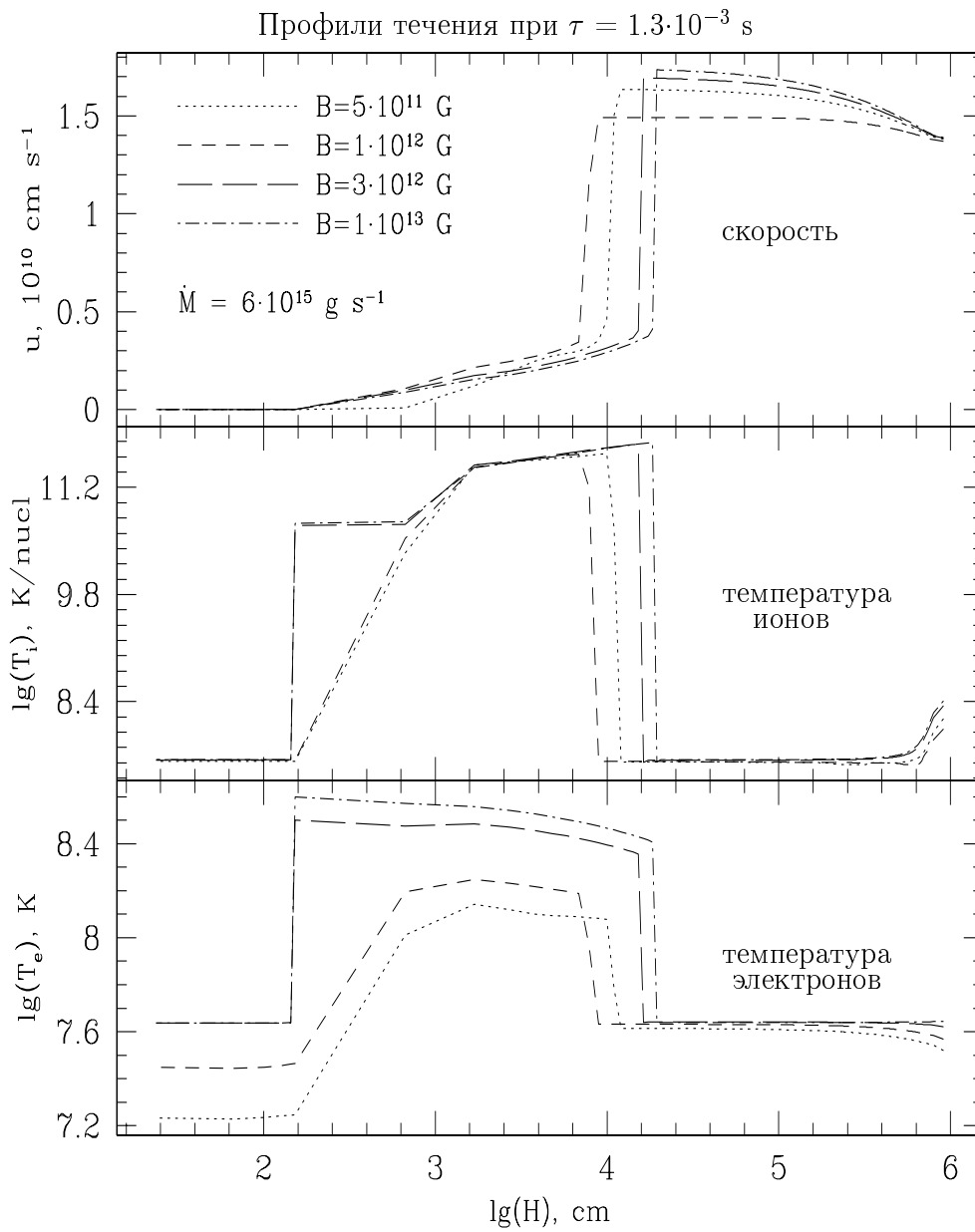


Рис. 30: Зависимости профилей течения от величины магнитного поля

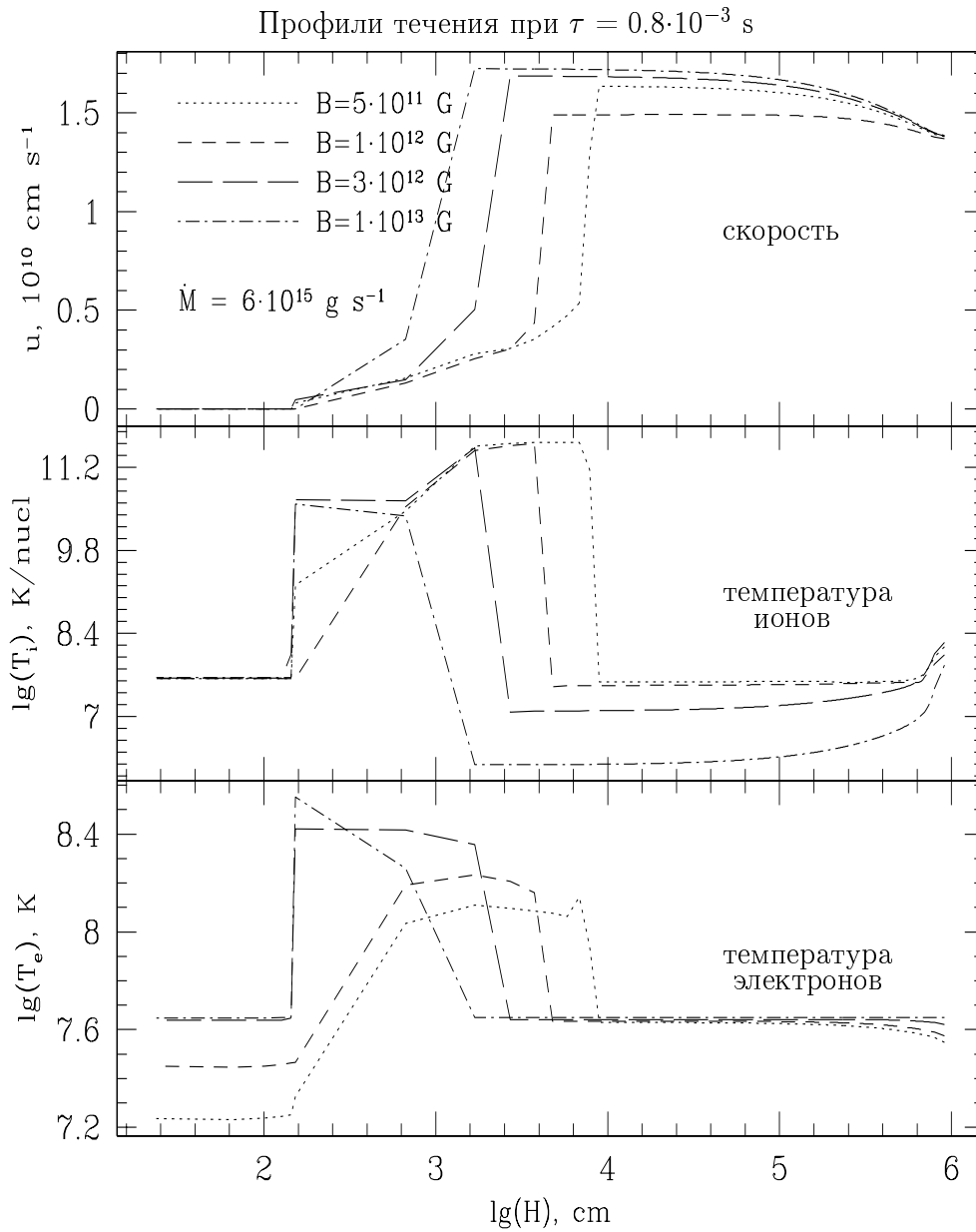


Рис. 31: Зависимости профилей течения от величины магнитного поля для случая, когда колонка является оптически тонкой для циклотронных фотонов, излучаемых ионами

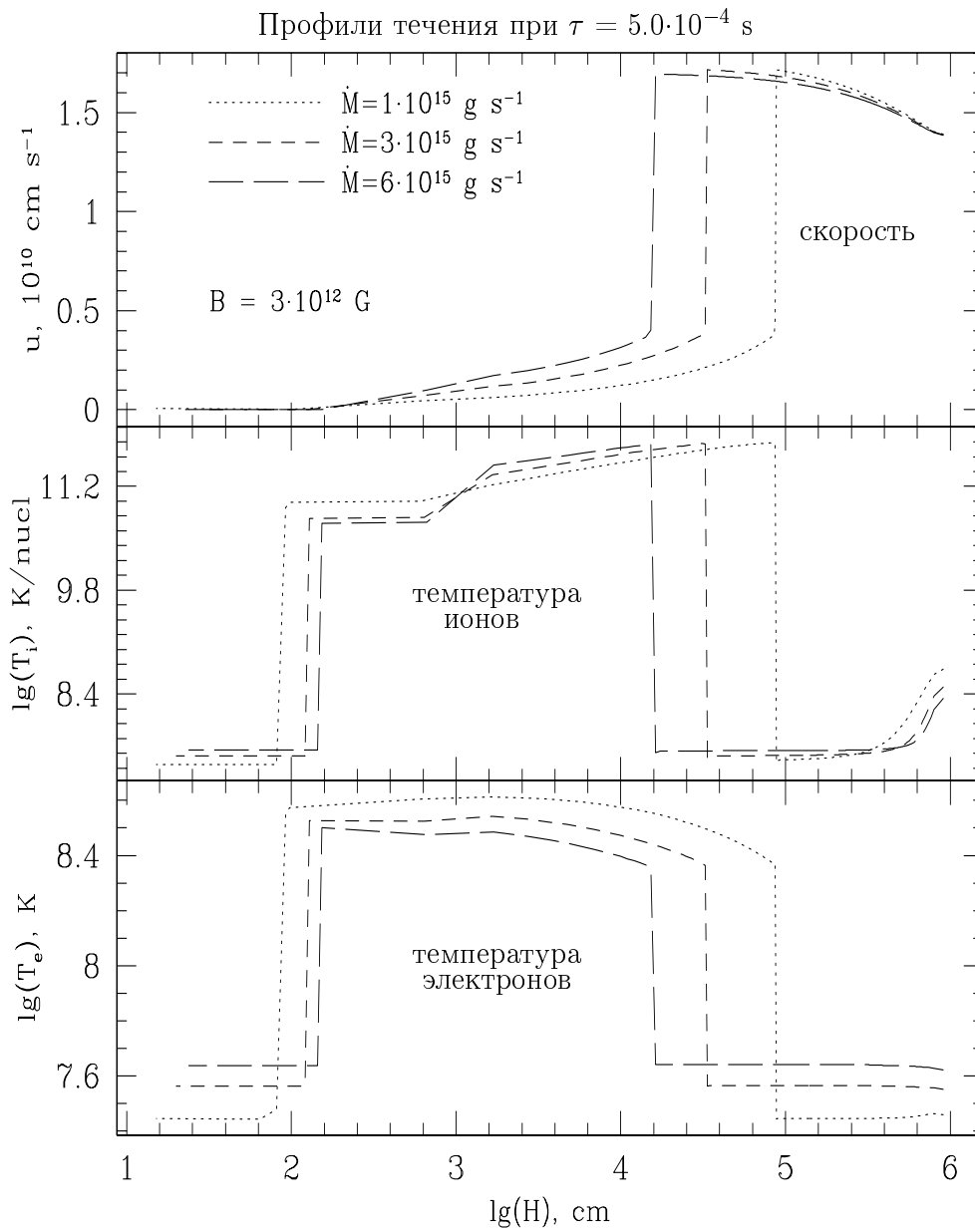


Рис. 32: Зависимости профилей течения от скорости аккреции

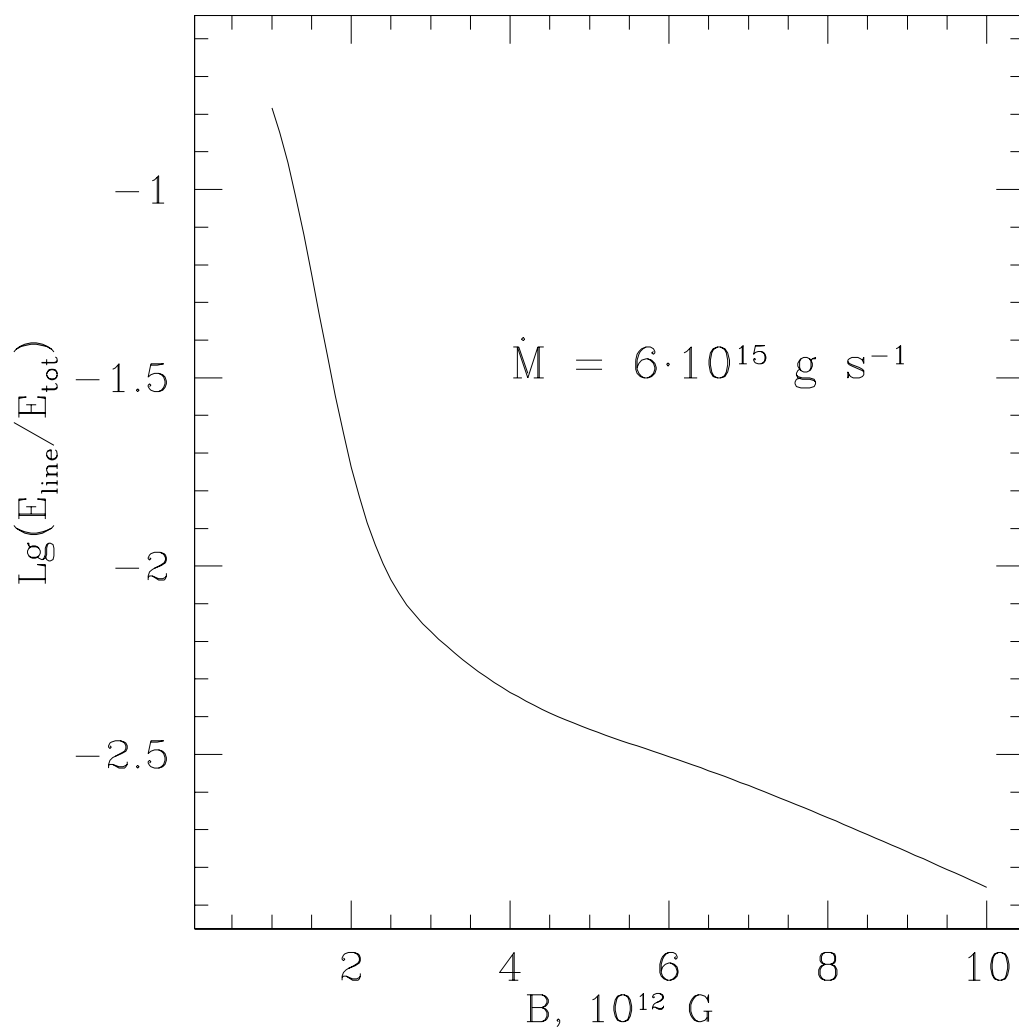


Рис. 33: Зависимость логарифма доли энергии свободного падения потока, конвертированной в циклотронные фотоны, от величины магнитного поля

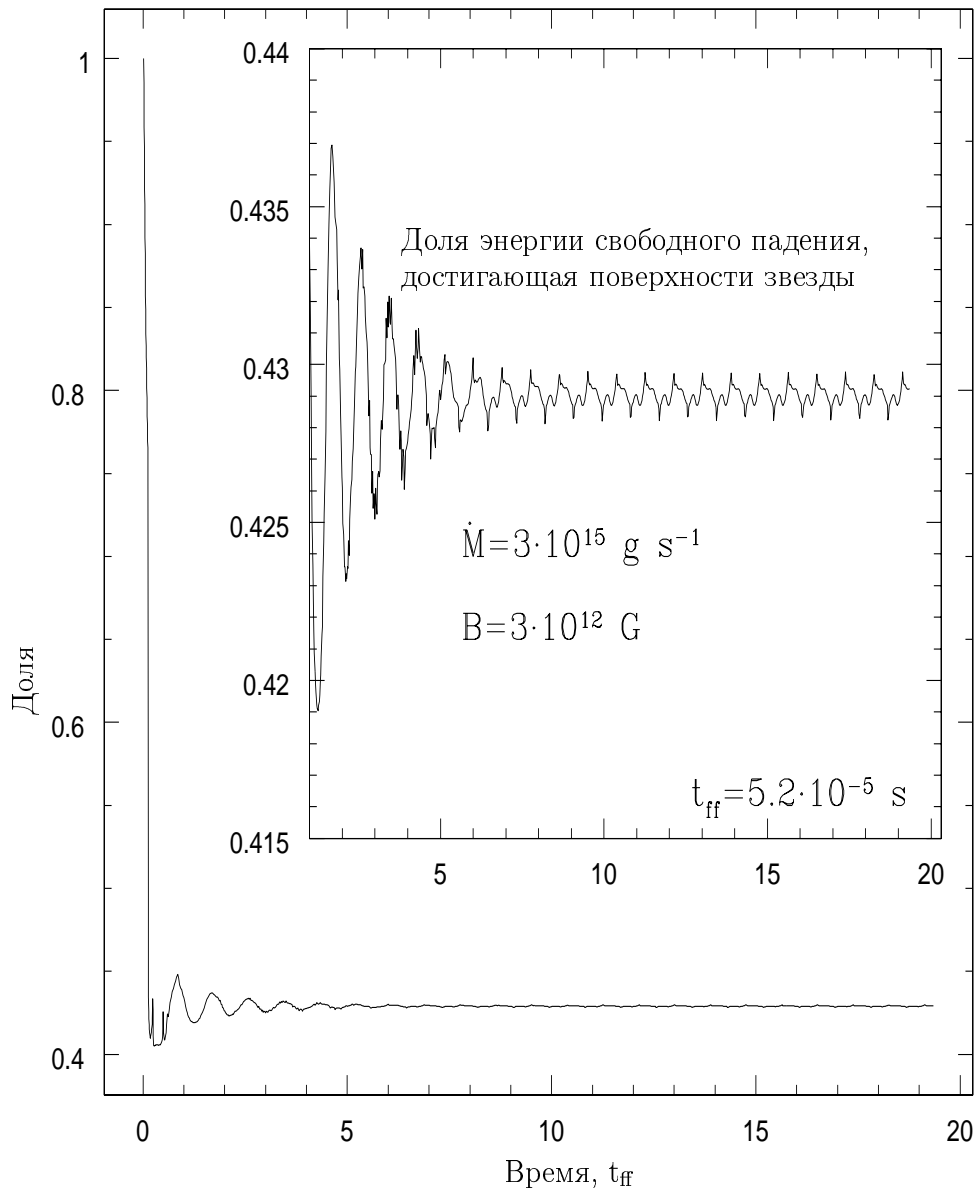


Рис. 34: Временная эволюция доли энергии потока, доходящего до поверхности звезды

4.2.6 Разрушение ядер C, N, O в аккреционном потоке

Важным в теории аккреционных потоков является вопрос о химическом составе вещества, достигающего поверхности НЗ. Этот вопрос важен, в частности, для теории рентгеновских вспышек, поскольку ядра C, N, O катализируют реакции термоядерного горения водорода на поверхности НЗ (см. Льюин, ван Парадайс и Таам – Lewin, van Paradijs and Taam 1993 – и ссылки в этой работе). Известно, что реакции скалывания ядер с энергиями в десятки МэВ/нукл и выше в аккреционных потоках компактных источников могут приводить к разрушению ядер и значительному уменьшению потоков гамма-излучения в линиях (см., например, работы Агароняна и Сюняева – Aharonian and Sunyaev 1984 – и Билдстена и др. – Bildsten, Salpeter, Wasserman 1992). Рассмотрение этого вопроса для случая, когда аккреционный поток тормозится в плотной атмосфере НЗ за счёт кулоновских потерь, дано в работе Билдстена и др. (Bildsten, Salpeter, Wasserman 1992). Авторы указанной работы делают вывод о том, что практически все ядра CNO будут разрушены до того, как достигнут поверхности НЗ, однако замечают, что этот вывод может быть несправедлив для случая, когда поток тормозится в колонке над атмосферой.

Имеется принципиальная возможность бесстолкновительного торможения потока за счёт коллективных плазменных эффектов и эффективного отвода энергии излучением электронов в магнитном поле. При этом толщина вещества, проходящая ядром при торможении до энергий порядка 10 МэВ/нукл, может быть заметно меньше, чем толщина, проходимая при чисто кулоновском торможении до той же энергии. Построив модельные профили плотности, скорости и ионной температуры в колонке, Быков и Красильщиков (2004) отвечают на вопрос о том, насколько эффективно ядра C, N, O разрушаются в аккреционном потоке и где происходит их разрушение.

Чтобы количественно проверить данный эффект, Быков и Красильщиков (2004) вычислили вероятность разрушения ядра углерода, движущегося в аккреционном потоке (сечения разрушения азота и кислорода близки к сечению разрушения углерода, поэтому разрушение этих ядер будет сходным).

Сечения разрушения ядер углерода протонами, полученные Ридом и Вайолой (Read and Viola 1984), численно проинтегрированы и получены частоты разрушающих столкновений в единице объёма, а затем вычислены зависимости оптических толщин по отношению к разрушению ядер и вероятностей разрушения от расстояния до поверхности НЗ.

Зависимости вероятности разрушения ядра углерода от расстояния до поверхности НЗ представлены на рис. 35 для набора значений магнитного поля на полюсе НЗ. Из рисунка следует, что при не слишком сильных полях существенная доля ядер может достигать поверхности звезды, а следовательно, катализировать вспышки.

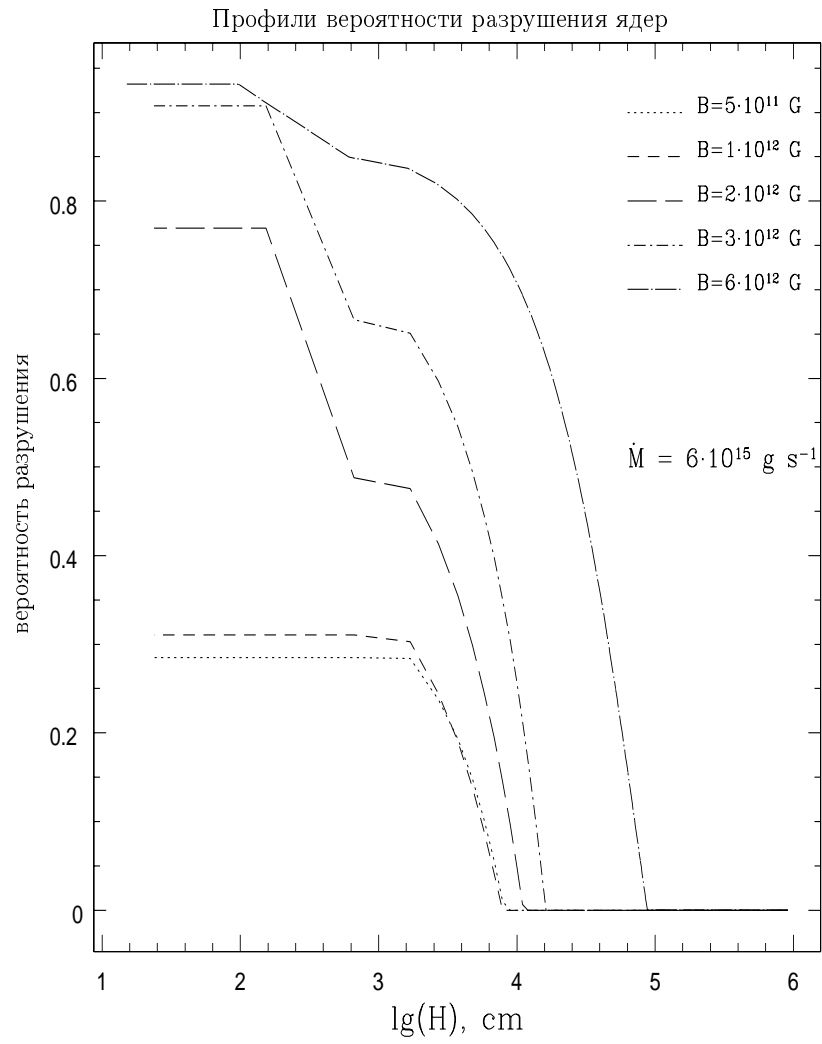


Рис. 35: Зависимости вероятности разрушения ядра ^{12}C от расстояния до поверхности звезды

4.2.7 Выводы

(i) Построена численная модель нестационарной аккреции вещества в одномерной колонке над полярной областью замагниченной нейтронной звезды. В рамках построенной модели установлено наличие ударных волн в аккреционном потоке плазмы и исследована их временная эволюция.

(ii) Часть энергии аккреционного потока трансформируется в циклотронное излучение в оптически толстой линии. Давление излучения существенно влияет на торможение потоков плазмы. При этом значительная часть кинетической энергии потока выделяется в виде излучения в оптически тонком режиме спектра, не достигая дна колонки.

5 Заключение

5.1 Основные результаты работы

1. В результате наблюдений поля остатка сверхновой γ -Cygni гамма-обсерваторией *INTEGRAL* впервые получены изображения остатка сверхновой в жёстких рентгеновских диапазонах от 20 кэВ до 80 кэВ. В северо-западной части γ -Cygni в диапазоне до 80 кэВ обнаружен новый источник жёсткого излучения IGR J2018+4043.
2. В результате наблюдений северо-западной части γ -Cygni обсерваторией *Swift* обнаружен и локализован с точностью до 4'' жёсткий рентгеновский источник, имеющий координаты 20:18:38.55 +40:41:00.4 (J2000). Он может быть отождествлён с источником IGR J2018+4043.
3. Вероятнее всего, источник IGR J2018+4043 является активным ядром близкой ($z < 0.1$) галактики, которое проецируется на поле γ -Cygni (с меньшей вероятностью этот источник может быть галактическим микроквazarом). Однако область взаимодействия остатка с ветром массивной молодой звезды HD 193322 также может вносить вклад в жёсткое излучение γ -Cygni, зарегистрированное камерой *ISGRI*, и в радиоизлучение, обнаруженное телескопом *VLA*.
4. Несмотря на значительную экспозицию поля IC 443, по техническим причинам ни один источник в этом поле не может быть надёжно детектирован камерой *INTEGRAL ISGRI*.
5. По результатам наблюдений поля остатка сверхновой IC 443 монитором *INTEGRAL JEM-X* обнаружены избытки излучения в диапазонах 6–10 кэВ и 10–20 кэВ. Эти избытки пространственно коррелируют с источниками, наблюдаемыми обсерваториями *BeppoSAX* и *XMM-Newton* в диапазоне до 10 кэВ.
6. В результате наблюдений галактической активной области звездообразования NGC 6334 гамма-обсерваторией *INTEGRAL* обнаружен источник жёсткого рентгеновского излучения с нетепловым спектром, который тянется по крайней мере до 100 кэВ.
7. Проведённый многоволновой анализ области NGC 6334 позволил заключить, что обнаруженный жёсткий источник можно отождествить как с фоновым внегалактическим радиоисточником NGC 6334B, проецирующимся на область NGC 6334, так и с протяженной III-областью NGC 6334A, ассоциирующейся с ярким инфракрасным источником и радиооболочкой.

8. Построена одномерная численная модель нестационарной аккреции вещества в колонке над полярной областью замагниченной нейтронной звезды. В рамках этой модели установлено наличие ударных волн в аккреционном потоке и исследована их временная эволюция.
9. Часть энергии аккреционного потока трансформируется в циклотронное излучение в оптически толстой линии, давление которого существенно влияет на торможение потоков плазмы. При этом значительная часть кинетической энергии потока выделяется в виде излучения, не достигая дна колонки.

5.2 Список публикаций, содержащих описание основных результатов диссертации

1. Bykov A.M., Bloemen H., Ivanchik A.V., Konstantinov A.N., **Krassilchtchikov A.M.**, Lazarev V.E. Can we observe nuclear gamma-ray lines from accreting objects with INTEGRAL? // *Astrophysical Letters and Communications*, 1999, v.38, p.285–289.
2. Быков А.М., **Красильщиков А.М.** О суб-Эддингтоновской аккреции на замагниченную нейтронную звезду // Тезисы докладов международной конференции европейских астрономических союзов (JENAM-2000), Москва, 2000, с. 63
3. **Красильщиков А.М.**, Быков А.М. Модель суб-Эддингтоновской аккреции на замагниченную нейтронную звезду // Тезисы докладов международной конференции "Физика нейтронных звёзд", ФТИ, Санкт-Петербург, 2001, с.27
4. Быков А.М., **Красильщиков А.М.** Модель суб-Эддингтоновской аккреции на замагниченную нейтронную звезду // Тезисы докладов всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (HEA-2001)", Москва, 2001, с. 10.
5. Быков А.М., **Красильщиков А.М.** О динамике потоков, аккрецирующих на замагниченную нейтронную звезду // Тезисы докладов всероссийской конференции "Астрофизика высоких энергий сегодня и завтра (HEA-2002)", Москва, 2002, с. 6.
6. Быков А.М., **Красильщиков А.М.** Об аккреции на замагниченную нейтронную звезду // Научно-технические ведомости СПбГПУ, 2003, вып. 4, с. 139–142.
7. Быков А.М., **Красильщиков А.М.** О динамике потоков, аккрецирующих на замагниченную нейтронную звезду // Письма в астрономический журнал, 2004, т. 30, ном. 5, с. 351–361.
8. Bykov A.M., **Krassilchtchikov A.M.**, Uvarov Yu.A., Bloemen H., Chevalier R.A., Gustov M.Yu., Hermsen W., Lebrun F., Lozinskaya T.A., Rauw G., Smirnova T.V., Sturmer S.J., Swings J.-P., Terrier R., Toptygin I.N. Hard X-ray Emission Clumps in the γ -Cygni Supernova Remnant: an INTEGRAL-ISGRI View // *Astronomy and Astrophysics*, 2004, v. 427, p. L21–L24.
9. Bykov A.M., **Krassilchtchikov A.M.**, Uvarov Yu.A., Lebrun F., Renaud M., Terrier R., Bloemen H., McBreen B., Courvoisier T.J.-L., Gustov M.Yu., Hermsen W., Leyder J.-C., Lozinskaya T.A., Rauw G., Swings J.-P. INTEGRAL detection

of hard X-rays from NGC 6334: Nonthermal emission from colliding winds or an AGN? // *Astronomy and Astrophysics*, 2006, v. 449, p. 917–923.

10. Kennea J., Pavlov G.G., Bykov A.M., **Krassilchtchikov A.M.**, Uvarov Yu.A., Lebrun F., Bloemen H., Hermsen W., Kaastra J. Swift XRT detection of the INTEGRAL ISGRI source IGR J2018+4043 // *The Astronomer's Telegram*, 2006, Atel #788.
11. Bykov A.M., **Krassilchtchikov A.M.**, Uvarov Yu.A., Kennea J., Pavlov G.G., Dubner G.M., Giacani E.B., Bloemen H., Hermsen W., Kaastra J., Lebrun F., Renaud M., Terrier R., DeBecker M., Rauw G., Swings J.-P. On the nature of the hard X-ray source IGR J2018+4043 // *The Astrophysical Journal Letters*, v. 649, p. L21-L24.

5.3 Список цитированной литературы

- Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., 1980, Квантовая электродинамика, М., "Наука".
- Бисноватый-Коган Г.С., Фридман А.М., 1969, *Астрономический Журнал*, **46**, 721
- Блинников С.И., Лозинская Т.А., Чугай Н.Н., 1987, *Итоги Науки и Техники, сер. Астрономия*, **32**, 142
- Быков А.М., Красильщиков А.М., 2004, *Письма в Астрономический Журнал*, **30**, 351
- Великович А.Л., Либерман М.А., 1987, *Физика ударных волн в газах и плазме*. М.: "Наука"
- Годунов С.К., 1959, *Математический сборник*, **47**, 271
- Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я. и др., 1976, *Численное интегрирование многомерных задач газовой динамики*. М.: "Наука"
- де Гроот С.Р., ван Лёвен В.А., ван Верт Ч.П., 1983, *Релятивистская кинетическая теория: принципы и применения*. М.: "Мир"
- Железняков В.В., 1997, *Излучение в астрофизической плазме*. М.: "Янус-К".
- Забродин А.В., Прокопов Г.П., 1998, *Вопросы Атомной Науки и Техники, сер. "Мат. моделирование физических процессов вып.3, с.3.*
- Зельдович Я.Б., 1964, *Доклады АН СССР*, **155**, 67
- Зельдович Я.Б., Шакура Н.И., 1969, *Астрономический Журнал*, **42**, 225
- Лозинская Т.А., 1977, *Письма в Астрономический Журнал*, **3**, 306
- Лозинская Т.А., 1986, *Сверхновые звезды и звездный ветер: взаимодействие с газом Галактики*, М.: "Наука"
- Лозинская Т.А., Правдикова В.В., Финогенов А.В., 2000, *Письма в Астрономический Журнал*, **26**, 102
- Шкловский И.С., 1984, *Звезды: их рождение, жизнь и смерть*, М.: "Наука"
- Aharonian F.A., Sunyaev R.A., 1984, *MNRAS*, **210**, 257
- Arnaud K.A., 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, eds. Jacoby G. and Barnes J., *ASP Conf. Series*, **101**, 17
- Arons J., Klein R.I., Lea S.M., 1987, *ApJ*, **312**, 666

Asaoka I., Aschenbach B., 1994, *A&A*, **284**, 573

Barthelmy S.D., 2000, *Proc. SPIE*, **4140**, 50

Basko M.M., Sunyaev R.A., 1976, *MNRAS*, **175**, 395

Becker W., Weisskopf M.C., Arzoumanian Z., et al., 2004, *ApJ*, **615**, 897

Beckmann V., Gehrels N., Shrader C.R., Soldi S., 2006, *ApJ*, **638**, 642

Bildsten L., Salpeter E.E., Wasserman I., 1992, *ApJ*, **384**, 143

Blackburn J.K., 1995, *Astronomical Data Analysis Software and Systems IV*, ASP Conference Series, **77**, 367

Bocchino F., Bykov A.M., 2000, *A&A*, **362**, L29

Bocchino F., Bykov A.M., 2001, *A&A*, **376**, 248

Bocchino F., Bykov A.M., 2003, *A&A*, **400**, 203

Braun A., Yahel R.Z., 1984, *ApJ*, **278**, 349

Buckley J.H., Akerlof C.W., Carter-Lewis D.A. et al., 1998, *A&A*, **329**, 639

Burton M.G., Hollenbach D.J., Haas M.R., et al., 1990, *ApJ*, **355**, 197

Burrows D.N., et al., 2000, *Proc. SPIE*, **4140**, 64

Bussard R.W., 1980, *ApJ*, **237**, 970

Bykov A.M., 2001, *Space Science Reviews*, **99**, 317

Bykov A.M., 2003, *A&A*, **410**, L5

Bykov A.M., Bocchino F., Pavlov G.G., 2005, *ApJ*, **624**, L41

Bykov A.M., Chevalier R.A., Ellison D.C., Uvarov Yu.A., 2000, *ApJ*, **538**, 203

Bykov A.M., Krassilchtchikov A.M., Uvarov Yu.A., et al., 2004, *A&A*, **427**, L21

Bykov A.M., Krassilchtchikov A.M., Uvarov Yu.A., et al., 2006, *A&A*, **449**, 917

Bykov A.M., Krassilchtchikov A.M., Uvarov Yu.A., et al., 2006, *ApJ*, **649**, L21

Camero Arranz A., Wilson C.A., Connell P., et al., 2005, *A&A*, **441**, 261

Carral P., Kurtz S.E., Rodriguez L.F., et al. 2002, *AJ*, **123**, 2574

Cash W., 1979, *ApJ*, **228**, 939

- Chernyakova M., Walter R., Courvoisier Th.J.-L., 2004,
Introduction to the INTEGRAL data analysis, vers. 4.2,
http://isdc.unige.ch/Soft/download/osa/osa_sw/osa_sw-4.2/doc_tree.html
- Chevalier R.A., 1999, ApJ, **511**, 798
- Condon J.J., Cotton W.D., Greisen E.W., et al, 1998, AJ, **115**, 1693
- Corbet R.H.D., Markwardt C.B., Swank J.H., 2005, ApJ, **633**, 377
- Courvoisier Th.J.-L., Walter R., Beckmann V., et al., 2003, A&A, **411**, L53
- Dermer C.D., Böttcher M., 2006, ApJ, **643**, 1081
- Dermer C.D., Gehrels N., 1995, ApJ, **447**, 103
- Davidson K., Ostriker J.P., 1973, ApJ, **179**, 585
- Dwarakanath K.S., Udaya Shankar N., 1990, Journal of Astrophysics and Astronomy, **11**,
323
- Egan M.P., Price S.D., Kraemer K.E., 2003, AAS, **203**, 58.07
- Esposito J.A., Hunter S.D., Kanbach G., et al., 1996, ApJ, **461**, 820
- Ezoe Y., Kokubun M., Makishima K., et al., 2006, ApJ, **638**, 860
- Fabian A.C., 2004, in: Coevolution of Black Holes and Galaxies. Editor L.Ho, Cambridge
University Press, 447
- Fender R.P., 2005, in: Compact Stellar X-ray Sources. Ed. W.H.G. Lewin and M. van der
Klis, Cambridge University Press, 2005, [astro-ph/0303339]
- Fesen R.A., Kirschner R.P., 1980, ApJ, **242**, 1023
- Filliatre P., Chaty S., 2004, ApJ, **616**, 469
- Frank J., King A., Raine D.J., 2003, Accretion Power in Astrophysics, Cambridge
University Press
- Fruscione A., 2004, Chandra Newsletter, **11**, 14
- Gaisser T., Protheroe R., Stanev T., 1998, ApJ, **492**, 219
- Gear C.W., 1971, Numerical initial value problems in ordinary differential equations,
Englewood Cliffs, N. J.: Prentice-Hall
- Gehrels N., Macomb D.J., Bertsch D.L., et al., 2001, in: The Nature of Unidentified
Galactic High Energy Gamma-ray Sources, eds. A.Carramiñana et al., 81

- Ghisellini G., 2004, Nucl. Phys. B, **132**, 76
- Gehrels N., Michelson P., 1999, Astroparticle Physics, **11**, 277
- Goldwurm A., David P., Foschini L., et al., 2003, A&A, **411**, 223
- Grader R.J., Hill R.W., Stoering J.P., 1970, ApJ, **161**, L45
- Green D.A. 2004, Bulletin of the Astronomical Society of India, **32**, 335
- Hartman R.C., et al., 1999, ApJS, **123**, 79
- Haug E., 1975, Zeitschrift für Naturforschung, **30a**, 1099
- van der Heyden K.J., Bleeker J.A.M., Kaastra J.S., 2004, A&A, **421**, 1031
- Higgs L., Landecker T., Roger R., 1977, AJ, **82**, 718
- Hindmarsh A.C., 1983, ODEPACK: a systematized collection of ODE solvers, in: Scientific Computing, eds. R.S.Stepleman et al., North-Holland Publishers, Amsterdam, p.55
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto, K., et al., 1999, ApJS, **125**, 439
- Jahoda K., Markwardt C.B., Radeva Y., et al., 2005, astro-ph/0511531, ApJS accepted
- Jensen P.L., Clausen K., Cassi C., et al., 2003, A&A, **411**, L7
- Jewell P.R., 1999, Bulletin of the American Astronomical Society, **31**, 1497
- Kennea J., Pavlov G.G., Bykov A.M., et al., 2006, The Astronomer's Telegram, 788
- Klein R.I., Arons J., 1989, Proc. 23rd ESLAB Symp. on Two-Topics in X-Ray Astronomy, Ed. N.White, ESA SP-296, Noordwijk, 1989, 89
- Klein R.I., Arons J., Garrett J., Hsu J.J.-L., ApJ, 1996, **457**, L85
- Kraemer K.E., Jackson J.M., 1999, ApJS, **124**, 439
- Lamb R.C., Macomb D.J., 1997, ApJ, **488**, 880
- Landecker T., Roger R., Higgs L., 1980, A&AS, **39**, 133
- Langer S.H., 1981, Phys. Rev. D, **23 num.2**, 328
- Langer S.H., Rappoport S., 1982, ApJ, **257**, 733
- Langston G., Minter A., D'Addario L., et al., 2000, The Astronomical Journal, **119**, 2801
- Leahy D.A., 2004, AJ, **127**, 2277
- Lebrun F., Leray J.P., Lavocat P., et al., 2003, A&A, **411**, L141

- LeVeque R.J., 1997, *Journal of Computational Physics*, **131**, 327
- Loughran L., McBreen B., Fazio G.G., et al., 1986, *ApJ*, **303**, 629
- Lubinski P., 2004, *Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe (ESA SP-552)*, 16-20 February 2004, Munich, Germany. Editors: V. Schnfelder, G. Lichti & C. Winkler, p.871
- Lund N., Budtz-Joergensen C., Westergaard N.J., et al., 2003, *A&A*, **411**, L231
- Matsuzaki K., Sekimoto Y., Kamae T., et al., 1999, *Astronomische Nachrichten*, **320**, no. 4, 323
- MartíJ., Pérez-Ramírez D., Garrido J.L., et al, 2005, *A&A*, **439**, 279
- Mavromatakis F., 2003, *A&A*, **408**, 237
- McBreen B., Fazio G.G., Stier M., Wright E.L., 1979, *ApJ*, **232**, L183
- McKibben W.P., Bagnuolo W.G., Jr., Gies D.R., et al., 1998, *PASP*, **110**, 900
- McLean B.J., Greene G.R., Lattanzi M.G., Pirenne B., 2000, *ADASS IX, ASP Conf. Proc.*, **216**, 145.
- Mills B.Y., 1985, *Proc. Astronomical Society of Australia*, **6**, no. 1, 72
- Milne D.K., 1980, *A&A*, **81**, 293
- Moran J.M., Rodriguez L.F., Greene B., et al., 1990, *ApJ*, **348**, 147
- Muno M.P., Belloni T., Dhawan V., et al., 2005, *ApJ*, **626**, 1020
- Neckel T., 1978, *A&A*, **69**, 51
- Nousek J., Townsley L., Broos P., et al, 1999, *Proc. HEAD of the AAS*, **31**, 2617
- Oke J.B., 1990, *AJ*, **99**, 1621
- Olbert C.M., Clearfield C.R., Williams N.E., et al., 2001, *ApJ*, **554**, L205
- Pannuti T., Allen G., Houck J. et al., 2003, *ApJ*, 593, 377
- Pence W., 1997, *Astronomical Data Analysis Software and Systems VI, A.S.P. Conference Series*, **125**, 30
- Pottschmidt K., Wilms J., Chernyakova M., et al., 2003, *A&A*, **411**, L383
- Press W.H., Flannery B.P., Teukolsky S.A., Vetterling W.T., 1993, *Numerical Recipes in FORTRAN 77: The Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press

Pringle J.E., Rees M.J., 1972, A&A, **21**, 1

Raymond J.C., Smith B.W., 1977, ApJS, **35**, 419

Read S.M., Viola V.E., 1984, Atomic Data and Nuclear Data Tables, **31 no.3** , 359

Reeves J., 2003, ASPC Conf. Series, **290**, 35

Reid I.N., et al., 1991, PASP, **103**, 661

Reisenegger A., Magnetic Fields Across the Hertzsprung-Russell Diagram, ASP Conference Proceedings Vol. 248. Edited by G.Mathys, S.K.Solanki, and D.T.Wickramasinghe. San Francisco, 2001, p.469

Rho J., Jarrett T.H., Cutri R.M., et al, 2001, ApJ, **547**, 885

Ribo M., 2005, in: Future Directions in High Resolution Astronomy, ASP Conf. Proc.,**340**, 269

Richter M.J., Graham J.R., Wright G.S., 1995, ApJ, **454**, 277

Ryle M., Smith F.G., 1948, Nature, **162**, 462

Salpeter E.E., 1964, ApJ, **140**, 796

Salt R.J., Teuben P.J., Wright M.C.H., 1995, ADASS IV, ASP Conf. Ser., **77**, 433

Sarma A.P., Troland P.H., Roberts D.A., et al., 2000, ApJ, **533**, 271

Schlegel D.J., Finkbeiner D.P., Davis M., 1998, ApJ, **500**, 525

Sekimoto Y., Matsuzaki K., Kamae T., et al., 2000, PASJ, **52**, L31

Shakura N.I., Sunyaev R.A., 1973, A&A, **24**, 337

Shapiro S.L., Salpeter E.E., 1975, ApJ, **198**, 671

Smith R.C., et al., 2003, Bulletin of the American Astronomical Society, **35**, 1266

Skrutskie M.F., et al., 2006, AJ, **131**, 1163

Sturmer S.J., Dermer C.D., 1995, A&A, **293**, L17

Sturmer S.J., Keohane J., Reimer O., 2004, Adv. Space Res., **33**, 429

Sturmer S.J., Skibo J.G., Dermer C.D., Mattox J.R., 1997, ApJ, **490**, 619

Swanenburg B.N., Bennett K., Bignami G.F., et al. 1981, ApJ, **243**, L69

Swank J.H. 1994, Bulletin of the American Astronomical Society, **26**, 1420

Timmes F.X., Woosley S.E., Weaver Th.A., 1996, ApJ, **457**, 834
Tomsick J., Chaty S., Rodriguez J., et al., 2006, astro-ph/0603810
Turon C., Creze M., Egret D., et al., 1993, Bull. Inf. Centre Donnees Stellaires, **43**, 5
Uchiyama Y., Takahashi T., Aharonian F.A., Mattox J.R., 2002, ApJ, **571**, 866
Voges W., 1993, Advances in Space Research, **13 no.12**, 391
Weisskopf M.C., Swartz D.A., Carramiñana A., et al., 2006, astro-ph/0606596
White R.L., Long K.S., 1983, ApJ, **264**, 196
Winkler C., Courvoisier T.J.-L., Di Cocco G., et al., 2003, A&A, **411**, L1
Woosley S.E., Weaver T.A., 1995, ApJS, **101**, 181
Zhang X., Zheng Y., Landecker T.L., Higgs L.A., 1997, A&A, **324**, 641
Zhang W., Giles A.B., Jahoda K., et al., 1993, Proc. SPIE, **2006**, 324

А Приложения

А.1 Используемые сокращения

АОЗ	активная область звездообразования
ИК	инфракрасный
КТЭ	короткая точечная экспозиция
МГД	магнитогидродинамический
НЗ	нейтронная звезда
ОСН	остаток сверхновой [звезды]
УВ	ударная волна

АО	announcement of opportunity
FCFOV	fully coded field of view
FOV	field of view
FWHM	full width at half maximum
GCDE	Galactic Centre deep exposure
GPS	Galactic Plane scan
HEE	hard extended emission [region]
ISDC	<i>INTEGRAL</i> Science Data Centre
ISWT	<i>INTEGRAL</i> Science Working Team
OSA	off-line scientific analysis
PCFOV	partially coded field of view

А.2 Вычисление скорости обмена энергией в электронно-ионных столкновениях с возбуждением электронных уровней Ландау в сильном магнитном поле

Сечение возбуждения электрона с основного уровня Ландау на произвольный уровень Ландау в результате столкновения с ионом в сильном магнитном поле вычислено в работе Лангера (Langer 1981, далее - **L81**). В этой работе впервые учтены релятивизм электрона, конечная скорость иона, а также отдача иона, которые важны в условиях аккреционных колонок замагниченных нейтронных звезд при магнитных полях 10^{11} – 10^{13} Гс и температурах электронов выше 10 кэВ.

Для вычисления скорости обмена энергией между электронами и ионами в кулоновских столкновениях с возбуждением электронных уровней Ландау, необходимо проинтегрировать сечение, приведённое в работе L81, с функциями распределения электронов и ионов для заданных значений температур и магнитного поля.

Энергия, теряемая трехмерным максвелловским распределением нерелятивистских ионов, имеющим температуру T_i при кулоновских столкновениях в сильном магнитном поле с одномерным максвелловским распределением релятивистских

электронов, имеющих одномерную температуру T_e , в единицу времени, может быть записана как

$$\frac{dE_i}{dt} = \int dp_e dp_{iz} 2\pi p_{i\perp} f_e(p_e) f_i(p_{iz}, p_{i\perp}) \int dp' dx d\theta \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma_{n0}}{dp' dx d\theta} v_{rel} \Delta E_i, \quad (29)$$

где p_e – безразмерный импульс электрона, направленный вдоль магнитного поля; p_{iz} – безразмерный импульс иона, направленный вдоль магнитного поля; $p_{i\perp}$ – безразмерный импульс иона, направленный поперёк магнитного поля; $d\sigma_{n0}/dp' dx d\theta$ – дифференциальное сечение перехода электрона с уровня Ландау 0 на уровень Ландау n ; p' – импульс электрона после соударения, определяемый из законов сохранения импульса и энергии системы "ион+электрон"; v_{rel} – модуль относительной скорости электрона и иона в момент соударения; $\Delta E_i = \Delta E_i(p_e, p', p_{iz}, p_{i\perp}, n)$ – энергия, теряемая ионом в одном акте столкновения с электроном.

Функция распределения ионов может быть записана как

$$f_i(p_{iz}, p_{ip}) = \frac{1}{(2\pi M T_i)^{3/2}} \exp\left(-\frac{p_{iz}^2 + p_{i\perp}^2}{2M T_i}\right), \quad (30)$$

где M – масса иона, а T_i – температура ионов. Функция распределения электронов может быть записана как

$$f_e(p_e) = \frac{1}{2mK(1, m/T_e)} \exp\left(-\frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{T_e}\right), \quad (31)$$

где m – масса электрона, T_e – одномерная максвелловская температура, а $K(1, z)$ – модифицированная функция Бесселя второго рода (функция Макдональда).

Согласно соотношению (B6) работы L81, дифференциальное сечение рассматриваемого процесса может быть выражено как

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{n0}}{dp' dx d\theta} = & 2\pi r_0^2 \cdot \frac{B_q}{B} \cdot \frac{1}{n!} \cdot \frac{c}{v_{rel}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \delta(E_0 + \epsilon - E_n - \epsilon') \cdot \frac{E_0 + m}{2E_0} \cdot \frac{E_n + m}{2E_n} \times \\ & \times \frac{\exp(-x)}{(x + Q^2)^2} \cdot x^n \cdot \left\{ R_A^2(x) + \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon}\right)^2 R_B^2(x) - 2\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} R_A(x) R_B(x) \cos\theta \right\}, \end{aligned} \quad (32)$$

где $r_0 = e^2/(mc^2)$ – классический радиус электрона; $B_q = m^2 c^3 / (\hbar |e|) \approx 4.4 \cdot 10^{13}$ Гс – значение магнитного поля, при котором энергия первого уровня Ландау равна энергии покоя электрона; $E_0 = m^2 + p_e^2$, $E_n = m^2 + p'^2 + 2n/\lambda^2$; $\lambda^2 = (B_q/B) \cdot (1/m^2)$; $Q^2 = (\lambda^2/2)[(p_e - p')^2 - (E_0 - E_n)^2] = \lambda^2(E_0 E_n - p_e p' - m^2 - n/\lambda^2)$.

Таким образом, внутренний интеграл в уравнении (29) можно записать как

$$\begin{aligned} I = & 2\pi r_0^2 \cdot \frac{B_q}{B} \cdot \frac{1}{n!} \cdot c \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dp' \frac{E_0 + m}{2E_0} \cdot \frac{E_n + m}{2E_n} \cdot \delta(E_0 + \epsilon - E_n - \epsilon') \times \\ & \times \int_0^{\infty} dx \frac{\exp(-x)}{(x + Q^2)^2} \cdot x^n \times \\ & \times \int_0^{2\pi} \frac{d\theta}{2\pi} \cdot \left\{ R_A^2(x) + \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon}\right)^2 R_B^2(x) - 2\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} R_A(x) R_B(x) \cos(\theta) \right\} \cdot (\epsilon' - \epsilon). \end{aligned} \quad (33)$$

Согласно формуле (B7) работы L81, при условии $|p_e|, |p'|, |p_{iz}|, |p_{i\perp}|, 1/\lambda \ll \epsilon$, которое выполняется в рассматриваемом диапазоне параметров (докритические магнитные поля и нерелятивистские ионы),

$$\begin{aligned} \epsilon - \epsilon' &= \left[\epsilon^2 + 2p_{iz}(p_e - p') + (p_e - p')^2 + \frac{2p_{i\perp}}{\lambda} \sqrt{2x} \cos \theta + \frac{2x}{\lambda^2} \right]^{1/2} - \epsilon \approx \\ &\approx \frac{p_{iz}}{\epsilon} (p_e - p') + \frac{(p_e - p')^2}{2\epsilon} + \frac{p_{i\perp} \sqrt{2x} \cos \theta}{\lambda \epsilon} + \frac{x}{\lambda^2 \epsilon}. \end{aligned} \quad (34)$$

Имея в виду соотношения (A2) и (B6) работы L81, можно выразить $R_A(x) = A_0 - (p_{iz}/\epsilon)A_3 = \text{const}(x)$ и $R_B(x) = B_1 \sqrt{n/x}$. Тогда внутренний интеграл в формуле (34) может быть записан как

$$\mathcal{M} = S1 \cos^2 \theta + S2 \cos \theta + S3, \quad (35)$$

где

$$\begin{aligned} S2 &= -2 \frac{p_{i\perp}}{\epsilon} R_A B_1 \sqrt{\frac{n}{x}} \left[\frac{p_{iz}}{\epsilon} (p_e - p') + \frac{(p_e - p')^2}{2\epsilon} + \frac{x}{\lambda^2 \epsilon} \right] + \frac{p_{i\perp} \sqrt{2x}}{\lambda \epsilon} \left[R_A^2 + \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} \right)^2 B_1^2 \frac{n}{x} \right], \\ S1 &= -2 \frac{\sqrt{2n}}{\lambda} \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} \right)^2 R_A B_1, \quad S3 = T1 \cdot x + T2 \cdot \frac{1}{x} + T3, \\ T1 &= \frac{R_A^2}{\lambda^2 \epsilon}, \quad T2 = \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} \right)^2 B_1^2 \cdot n \left(\frac{p_{iz}}{\epsilon} (p_e - p') + \frac{(p_e - p')^2}{2\epsilon} \right), \\ T3 &= R_A^2 \left(\frac{p_{iz}}{\epsilon} (p_e - p') + \frac{(p_e - p')^2}{2\epsilon} \right) + \left(\frac{p_{i\perp}}{\epsilon} \right)^2 B_1^2 \cdot \frac{n}{\lambda^2 \epsilon}. \end{aligned} \quad (36)$$

При интегрировании по углу $\int_0^{2\pi} (d\theta/2\pi) \cos \theta = 0$, $\int_0^{2\pi} (d\theta/2\pi) \cos^2 \theta = 1/2$, следовательно

$$\begin{aligned} I &= 2\pi r_0^2 \cdot \frac{B_q}{B} \cdot \frac{1}{n!} \cdot c \cdot \int_{-\infty}^{\infty} dp' \frac{E_0 + m}{2E_0} \cdot \frac{E_n + m}{2E_n} \times \\ &\times \int_0^{\infty} dx \cdot \delta(E_0 + \epsilon - E_n - \epsilon') \frac{\exp(-x)}{(x + Q^2)^2} \cdot x^n \left\{ \frac{1}{2} S1 + S3 \right\}. \end{aligned} \quad (37)$$

Учтя, что

$$\delta(\phi(x)) = \sum_i \frac{1}{\left| \frac{d\phi(x)}{dx}(a_i) \right|} \delta(x - a_i), \quad \phi(a_i) = 0,$$

можно записать

$$\begin{aligned} \phi(p') &= E_0 + \epsilon - E_n - \epsilon' = E_0 + \epsilon - \\ &- \left[m^2 + p'^2 + \frac{2n}{\lambda} \right]^{1/2} - \left[\epsilon^2 + 2p_{iz}(p_e - p') + (p_e - p')^2 + \frac{2p_{i\perp}}{\lambda} \sqrt{2x} \cos \theta + \frac{2x}{\lambda^2} \right]^{1/2}, \\ \frac{d\phi(p')}{dp'} &= -\frac{p'}{E_n} + \frac{p_{iz} + (p_e - p')}{\epsilon'} = -\left(\frac{p'}{E_n} - \frac{p'_{iz}}{\epsilon'} \right). \end{aligned} \quad (38)$$

$$\quad (39)$$

Уравнение $\phi(p') = 0$ можно решить приближённо, учтя только главное слагаемое в разности $\epsilon' - \epsilon$. Тогда

$$\delta(E_0 + \epsilon - E_n - \epsilon') = \frac{1}{\left| \frac{p'}{E_n} - \frac{p_{iz} + (p_e - p')}{\epsilon'} \right|} \sum_{\pm} \delta(p' - p_{\pm}), \quad (40)$$

где $p_{\pm} = (-\mathcal{B} \pm \sqrt{\mathcal{B}^2 - \mathcal{A} \cdot \mathcal{C}}) / \mathcal{A}$, $\mathcal{A} = 1 - (p_{iz}/\epsilon)^2$, $\mathcal{B} = p_e(p_{iz}/\epsilon)^2 - E_0(p_{iz}/\epsilon)$, $\mathcal{C} = 2n/\lambda^2 + 2E_0(p_{iz}/\epsilon)p_e - (p_{iz}/\epsilon)^2 p_e^2 - p_e^2$.

Таким образом, внутренний интеграл в уравнении (38) равен

$$\Theta = \frac{\sum_{\pm} \delta(p' - p_{\pm})}{\left| \frac{p'}{E_n} - \frac{p_{iz} + (p_e - p')}{\epsilon'} \right|} \left\{ \left(\frac{1}{2} S1 + T3 \right) \cdot B_n(Q^2) + T1 \cdot B_{n+1}(Q^2) + T2 \cdot B_{n-1}(Q^2) \right\}, \quad (41)$$

а скорость потери энергии в соотношении (29) выражается как

$$\begin{aligned} \frac{dE_i}{dt} = 2\pi r_0^2 \cdot \frac{B_q}{B} \cdot c \int dp_e dp_{iz} 2\pi p_{i\perp} dp_{i\perp} \cdot \frac{E_0 + m}{2E_0} \cdot f_e(p_e) \cdot f_i(p_{iz}, p_{i\perp}) \sum_{n=1}^N \frac{1}{n!} \sum_{p'=p_{\pm}} \frac{E_n + m}{2E_n} \times \\ \times \frac{\left(\frac{1}{2} S1 + T3 \right) \cdot B_n(Q^2) + T1 \cdot B_{n+1}(Q^2) + T2 \cdot B_{n-1}(Q^2)}{\left| \frac{p'}{E_n} - \frac{p_{iz} + (p_e - p')}{\epsilon'} \right|}, \end{aligned} \quad (42)$$

где для любого $t > 0$

$$B_n(t) = \int_0^{\infty} dx \frac{\exp(-x)}{(x+t)^2} x^n.$$

Поскольку $B_n(t) \sim n!$, для использования в формуле (42) вычисляются модифицированные функции

$$\tilde{B}_n(t) = \int_0^{\infty} dx \frac{\exp(-x)}{(x+t)^2} \frac{x^n}{n!}.$$

Численное интегрирование этих величин производилось для набора значений ($n = 1, \dots, N; t = Q^2$), необходимого для вычисления скорости потери энергии по формуле (42) с достаточной точностью. Интервал значений Q^2 , для которых протабулирована функция $\tilde{B}_n(t)$, определяется интервалами интегрирования по значениям начальных импульсов электронов и ионов. Численные расчёты показывают, что результат интегрирования сходится с точностью лучше $5 \cdot 10^{-3}$ внутри интервалов $|p_e| \leq 5 \cdot (T_e + \sqrt{2mT_e})$, $|p_i| \leq 5 \cdot \sqrt{2mT_i}$, $p_{i\perp} \leq 5 \cdot \sqrt{2mT_i}$.

В целом, вычисление скоростей обмена энергией по формуле (29) подразумевает численное интегрирование в 5-мерном пространстве. Оптимальным методом вычисления многомерных интегралов со сложной структурой подынтегрального выражения является метод Монте-Карло (см., например, Press et al. 1993). Адаптивная модификация такого алгоритма Монте-Карло, описанная в работе Пресса и др. (Press et al. 1993), использовалась для вычисления скоростей обмена энергией между электронами и ионами при столкновениях в сильном магнитном поле с возбуждением электронных уровней Ландау.

А.3 Список проанализированных экспозиций области γ -Cygni в полностью кодируемом поле камеры *ISGRI*

001900110010 001900120010 001900130010 001900180010 001900190010 001900200010
001900210010 001900220010 001900230010 001900270010 001900280010 001900290010
001900300010 001900310010 001900320010 001900370010 001900380010 001900390010
001900590010 001900600010 001900610010 001900660010 001900670010 001900680010
001900690010 001900700010 001900710010 001900710020 001900750010 001900780010
001900790010 001900800010 001900810010 001900820010 001900830010 001900880010
001900890010 001900900010 002000090010 002000140010 002000150010 002000160010
002000170010 002000180010 002000190010 002000230010 002000240010 002000250010
002000260010 002000270010 002000280010 002000330010 002000340010 002000350010
002300130010 002300140010 002300150010 002300160010 002300170010 002300180010
002300190010 002300200010 002300230010 002300240010 002300250010 002300260010
002300460010 002300470010 002300480010 002300490010 002300520010 002300530010
002300530020 002300560010 002300570010 002300580010 002300590010 002300610010
002300620010 002300630010 002300630020 002300640010 002300650010 002300660010
002300670010 002300680010 002300710010 002300720010 002300730010 002300740010
002500350010 002500450010 002500460010 002500490010 002500500010 002500510010
002500540010 002500550010 002500560010 002500570010 002500580010 002500590010
002500600010 002500610010 002500630010 002500640010 002500650010 002500660010
002500670010 002500680010 002500690010 002500730010 002500730020 002600030010
005400270010 005400280010 005900030010 005900040010 006700100010 007400100010
007900130010 008000480010 008000490010 008000490020 008000490030 008000500010
008000510010 008000520010 008000530010 008000540010 008000570010 008000580010
008000590010 008000600010 008000610010 008000620010 008000630010 008200080010
019100730010 019100740010 019100750010 019100760010 019100770010 019100780010
019100790010 019100820010 019100830010 019100840010 019100850010 019100860010

А.4 Список проанализированных экспозиций области IC 443 в поле камеры *ISGRI*

А.4.1 Экспозиции с источником Crab в поле зрения *ISGRI*

004100050010 004100060010 004100060020 004100060030 004100060040 004100060050
004100060060 004100060070 004100060080 004100060090 004100060100 004100060110
004100060120 004100060130 004100060140 004100060150 004200020010 004200030010
004200030020 004200030030 004200030040 005100590010 005500810010 006300030010
012301090010 012301100010 012301100020 012301110010 012301120010 012301120020
012400030010 012400030020 012400040010 012400050010 012400060010 012400070010
012400080010 012400090010 012400100010 012400110010 012400120010 012400130010
012400140010 012400150010 012400160010 012400170010 012400180010 012400190010

012400200010 012400210010 012400220010 012400230010 012400240010 012400250010
012400260010 012400270010 012400280010 012400290010 012400300010 012400310010
012400320010 012400330010 012400340010 012400350010 012400360010 012400370010
012400380010 012400390010 012400400010 012400410010 012400430010 012400440010
012400460010 012400470010 012400480010 012400490010 012400500010 012400510010
012400520010 012400530010 012400540010 012400550010 012400560010 012400570010
012400580010 012400590010 012400590020 012500030010 012500030020 012500040010
012500050010 012500060010 012500070010 012500080010 012500090010 012500100010
012500110010 012500120010 012500130010 012500140010 012500150010 012500160010
012500170010 012500180010 012500190010 012500200010 012500210010 012500220010
012500230010 012500250010 012500260010 012500270010 012500280010 012500290010
012500300010 012500310010 012500320010 012500330010 012500340010 012500350010
012500360010 012500370010 012500390010 012500400010 012500420010 012500430010
012500440010 012500450010 012500460010 012500470010 012500480010 012500490010
012500500010 012500510010 012500520010 012500530010 012500540010 012500550010
012500560010 012500570010 012500580010 012500590010 012500590020 012600020010
012600020020 012600030010 012600040010 012600050010 012600060010 012600070010
012600080010 012600090010 012600100010 012600110010 012600120010 012600130010
012600140010 012600150010 012600160010 012600170010 012600180010 012600190010
012600200010 012600210010 012600220010 012600230010 012600240010 012600250010
012600260010 012600270010 012600280010 012600290010 012600300010 012600310010
012600320010 012600330010 012600350010 012600520010 012600530010 012600540010
012600550010 012600560010 012600570010 012600580010 012600580020 012700020010
012700020020 012700030010 017000330010 017000340010 017000350010 017000360010
017000370010 017000630010 017000650010 017000970010 017000980010 018200020010
018200030010 018200040010 018200050010 018200060010 018200080010 018200090010
018200100010 018200110010 018200120010 018200130010 018200140010 018200150010
018200160010 018200170010 018200190010 018200200010 018200210010 018200220010
018200230010 018200240010 018200260010 018200270010 018200280010 018200290010
018200300010 018200310010 018200320010 018200330010 018200340010 018200350010
018200360010 018200370010 018200380010 018200390010 018200400010 018200400020
018200410010 018200420010 018200430010 018200440010 018200450010 018200480010
018200490010 018200500010 018200510010 018200520010 018200540010 018200550010
018200560010 018200570010 018200580010 018200590010 018400040010 018400040020
018400040030 018400040040 018400040050 018400040060 018400040070 018400040080
018400040090 018400040100 018400040110 018400040120 018400040130 018400040140
018400040150 018400040160 018400040170 018400040180 018400040190 018400040200
018400040210 018400040220 018400040230 018400040240 018400040250 018400040260
018400040270 018400040280 018400040290 018400040300 018400040310 018400040320
018400050010 018400050020 018400050030 018400050040 018400050050 018400050060
018400050070 018400050080 018400050090 018400050100 018400050110 018400050120
018400050130 018400050140 018400050150 018400050160 018400050170 018400050180

018400050190 018400050200 018400050210 018400050220 018400050230 018400050240
018400050250 018400050260 018400050270 018400050280 018400050290 018400050300

А.4.2 Экспозиции с источником Crab вне поля зрения *ISGRI*

024700040010 024700040020 024700040030 024700040040 024700040050 024700040060
024700040070 024700040080 024700040090 024700040100 024700040110 024700040120
024700040130 024700040140 024700040150 024700040160 024700040170 024700040180
024700040190 024700040200 024700040210 024700040220 024700040230 024700040240
024700040250 024700040260 024700040270 024700040280 024700040290 024700040300
024700040310 024700040320 024700040330 024700050010 024700050020 024700050030
024700050040 024700050050 024700050060 024700050070 024700050080 024700050090
024700050100 024700050110 024700050120 024700050130 024700050140 024700050150
024700050160 024700050170 024700050180 024700050190 024700050200 024700050210
024700050220 024700050230 024700050240 024700050250 024700050260 024700050270
024700050280 024700050290 024700050300 024700050310 024800020010 024800020020
024800020030 024800020040 024800020050 024800020060 024800020070 024800020080
024800020090 024800020100 024800020110

А.5 Список проанализированных экспозиций области IC 443 в полностью кодируемом поле монитора *JEM-X*

004100050010 004100060010 004100060020 004100060030 004100060040 004100060050
004100060060 004100060070 004100060080 004100060090 004100060100 004100060110
004100060120 004100060130 004100060140 004200020010 004200030010 004200030020
004200030030 004200030040 005500810010 012301090010 012301100010 012301100020
012301120010 012400040010 012400050010 012400070010 012400080010 012400110010
012400130010 012400140010 012400150010 012400180010 012400200010 012400210010
012400220010 012400250010 012400270010 012400280010 012400290010 012400320010
012400340010 012400350010 012400360010 012400390010 012400430010 012400460010
012400480010 012400490010 012400500010 012400530010 012400550010 012400560010
012400570010 012500030010 012500030020 012500050010 012500060010 012500070010
012500100010 012500120010 012500130010 012500140010 012500170010 012500190010
012500200010 012500210010 012500240010 012500260010 012500270010 012500280010
012500310010 012500330010 012500340010 012500350010 012500400010 012500420010
012500450010 012500470010 012500480010 012500490010 012500520010 012500540010
012500550010 012500560010 012500590010 012600020010 012600020020 012600030010
012600040010 012600050010 012600080010 012600100010 012600110010 012600120010
012600150010 012600170010 012600180010 012600190010 012600220010 012600240010
012600250010 012600260010 012600290010 012600310010 012600320010 012600530010
012600540010 012600570010 012700020010 012700020020 017000350010 017000360010
017000640010 017000970010 017000980010

А.6 Список проанализированных экспозиций области NGC 6334 в полностью кодируемом поле камеры *ISGRI*

004600150010 004600180010 004600190010 004600200010 004600210010 004600230010
004600240010 004600250010 004600260010 004600270010 004600280010 004600290010
004600300010 004600310010 004600330010 004600340010 004600350010 004600360010
004600390010 004600630010 004600710010 004600720010 004600730010 004600740010
004600750010 004600760010 004600770010 004600780010 004600790010 004600810010
004600820010 005000130010 005000140010 005100100010 005100180010 005100190010
005100200010 005100260010 005100270010 005100280010 005100350010 005100360010
005100370010 005100420010 005100430010 005100440010 005100450010 005200500010
005200510010 005200520010 005200530010 005200580010 005200590010 005200600010
005200610010 005300010010 005300070010 005300080010 005300090010 005300100010
005300160010 005300170010 005300180010 005300240010 005300250010 005300330010
005300340010 005400120010 005400900010 005401060010 005500480010 005500490010
005500500010 005500640010 005601110010 005601120010 005601130010 005800620010
005800630010 005800640010 005800650010 005800730010 005800900010 006000480010
006000490010 006000500010 006000510010 006000580010 006000590010 006000600010
006100050010 006100060010 006100070010 006100080010 006100160010 006100330010
006100370010 006300560010 006300570010 006300580010 006300590010 006300670010
006300840010 006300880010 010001110010 010300110010 010300120010 010300130010
010300190010 010300200010 010300210010 010300280010 010300290010 010300300010
010300350010 010300360010 010300370010 010300380010 010300440010 010300450010
010300460010 010300470010 010300520010 010300530010 010300540010 010300550010
010300630010 010300690010 010300700010 010300710010 010300780010 010300790010
010300800010 010300870010 010300960010 010500050010 010500450010 010500530010
010600370010 010600450010 010700610010 010700690010 010800410010 011000260010
011000340010 011100370010 011100450010 011200180010 011200260010 011300250010
011300400010 011400070010 011400150010 011400550010 011801050010 011801060010
011801070010 011900050010 011900060010 011900070010 011900080010 011900220010
011900230010 011900240010 011900400010 016400670010 016400680010 016400690010
016400700010 016400710010 016400720010 016400730010 016400770010 016400780010
016400790010 016400800010 016400810010 016400820010 016500260010 016500270010
016500280010 016500290010 016500300010 016500310010 016500360010 016500370010
016500380010 016500390010 016500400010 016500410010 016700890010 016700900010
016700910010 016700920010 016700930010 016700940010 016700950010 016700960010
016700980010 016700990010 016701000010

**А.7 Список проанализированных экспозиций области NGC 6334
в полностью кодируемом поле монитора JEM-X**

004600200010 004600240010 004600250010 004600260010 004600280010 004600290010
004600300010 004600340010 004600720010 004600730010 004600740010 004600760010
004600770010 004600780010 004600820010 005100360010 005100430010 005100440010
005200510010 005200520010 005200590010 005200600010 005300010010 005300080010
005500480010 005500490010 005800630010 005800640010 006000480010 006000490010
006000500010 006100060010 006100070010 006300570010 006300580010 010300290010
010300360010 010300370010 010300450010 010300460010 010300530010 010300540010
010300630010 010300700010 011900060010 011900070010 011900220010 011900230010
016400680010 016400690010 016400700010 016400710010 016400720010 016400780010
016400790010 016400800010 016400810010 016500270010 016500280010 016500290010
016500300010 016500370010 016500380010 016500390010 016500400010 016700910010
016700940010 016700950010