СОДЕРЖАНИЕ

Том 46, номер 12, 2020

-

Многоволновые наблюдения гамма-всплеска GRB 181201А и обнаружение связанной с ним сверхновой	
С. О. Белкин, А. С. Позаненко, Е. Д. Мазаева, А. А. Вольнова, П. Ю. Минаев, Н. Томинага, С. А. Гребенев, И. В. Человеков, Д. Бакли, С. И. Блинников, А. Е. Вольвач, Л. Н. Вольвач, Р. Я. Инасаридзе, Е. В. Клунко, И. Е. Молотов,	
И. В. Рева, В. В. Румянцев, Д. Н. Честнов	839
Картирование белых карликов в системах типа AM Her	
А. И. Колбин, Н. В. Борисов	868
Мера дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27 по наблюдениям на частоте 111 МГц	
А. А. Ершов	883
О свойствах корональных выбросов массы у звезд поздних спектральных классов	
И. С. Саванов	888
Двухлучевой спектрограф для 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ	
С. А. Потанин, А. А. Белинский, А. В. Додин, С. Г. Желтоухов, В. Ю. Ландер, К. А. Постнов, А. Л. Савешн, А. М. Татарников, А. М. Черерашик, Л. В. Червсов	
И. В. Чилингарян, Н. И. Шатский	894

МНОГОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКА GRB 181201A И ОБНАРУЖЕНИЕ СВЯЗАННОЙ С НИМ СВЕРХНОВОЙ

© 2020 г. С. О. Белкин^{1,2*}, А. С. Позаненко^{1,2}, Е. Д. Мазаева¹, А. А. Вольнова¹, П. Ю. Минаев¹, Н. Томинага^{3,4}, С. А. Гребенев¹, И. В. Человеков¹, Д. Бакли⁵, С. И. Блинников^{1,6,7}, А. Е. Вольвач⁸, Л. Н. Вольвач⁸, Р. Я. Инасаридзе⁹, Е. В. Клунко¹⁰, И. Е. Молотов¹¹, И. В. Рева¹², В. В. Румянцев⁸, Д. Н. Честнов¹¹

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Москва, Россия

³Университет Конан, Кобе, Япония

⁴Токийский университет, Кашива, Япония

⁵Южноафриканская астрономическая обсерватория, Кейптаун, Южная Африка

⁶ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

⁷Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

⁸Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Россия

⁹Абастуманская астрофизическая обсерватория Государственного университета им. Ильи Чавчавадзе, Тбилиси, Грузия

¹⁰Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

¹¹Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

¹² Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

Поступила в редакцию 20.05.2020 г.

После доработки 22.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Представлены многоцветные фотометрические наблюдения в оптическом диапазоне, а также комплексное исследование в рентгеновском, гамма- и радиодиапазонах гамма-всплеска GRB 181201A и его послесвечения. Наблюдения в оптическом диапазоне начались через ~0.5 дня после всплеска и продолжались почти непрерывно ~24 дня. Они были возобновлены спустя 8 месяцев, что позволило определить вклад родительской галактики в измеренные потоки и оценить связанное с ней поглощение. Столь полное покрытие кривой блеска стало возможным благодаря скоординированной работе сети из девяти телескопов, расположенных по всему миру. В конце первого цикла наблюдений были получены убедительные доказательства разгорающейся вспышки сверхновой на месте источника всплеска. Таким образом, всплеск GRB 181201A стал еще одним событием, подтвердившим связь гаммавсплесков со сверхновыми. До него было известно 30 таких событий, основанных на фотометрических наблюдениях послесвечений всплесков. Сравнение вызванного сверхновой избытка излучения в кривой блеска послесвечения GRB 181201A с другими событиями позволило определить некоторые параметры сверхновой.

Ключевые слова: гамма-всплески, прекурсор, послесвечение, сверхновая, фотометрия, многоцветные наблюдения

DOI: 10.31857/S0320010820120013

ВВЕДЕНИЕ

За последние ~20 лет интенсивных наблюдений и всесторонних исследований гамма-всплесков (GRBs) и их оптических послесвечений была установлена тесная связь так называемых "длинных" ($T_{90} \gtrsim 2$ с, см. Кувелиоту и др., 1993; Кошут и др., 1996) GRBs со сверхновыми (SN) типа Iс, вызванными коллапсом почти голого ядра массивных звезд на конечной стадии их эволюции. Пер-

^{*}Электронный адрес: astroboy96@mail.ru

вое достоверное свидетельство такой связи было найдено у всплеска GRB 980425 и сверхновой SN 1998bw (типа Ic). События совпали как по времени и положению на небе, так и по красному смещению z = 0.0085, т.е. они произошли на одном и том же расстоянии ~40 Мпк от Земли, что, конечно, не могло быть случайностью (Галама и др., 1998; Ивамото и др., 1998; Кулкарни и др., 1998). Одним из следующих ярких подтверждений связи гамма-всплесков со сверхновыми стало очень интенсивное событие GRB 030329, ассоциированное с SN 2003dh (Хьорт и др., 2003; Станек и др., 2003; Мэтисон и др., 2003). Эта сверхновая также была отнесена к типу Іс. Кинетическая энергия разлета сброшенных звездных оболочек в обоих событиях превышала 10⁵² эрг и была более чем на порядок величины больше энергии взрыва в обычных сверхновых. Их стали называть гиперновыми (Пачинский, 1998).

Изучение гамма-всплесков испытало заметный подъем после запуска орбитальной обсерватории Swift (Джерельс и др., 2004), обладающей способностью определять координаты произошедших GRBs с точностью ≲5" в мягком рентгеновском диапазоне и оперативно оповещать о них обсерватории по всему миру. Это сделало возможным быстрое реагирование наземных телескопов и более раннее наблюдение оптического послесвечения GRBs. Также это позволило получать более детальные многоцветные кривые блеска и спектроскопические данные, необходимые для измерения космологического красного смещения. Тем не менее из тысяч зарегистрированных GRBs лишь несколько десятков были ассоциированы со сверхновыми. Связь SN/GRB путем фотометрических наблюдений была подтверждена у 30 GRBs, у 23 GRBs, частично перекрывающихся с фотометрическими случаями, она была подтверждена в результате спектроскопических наблюдений (Кано и др., 2011а, б, 2015, 20176; Канн и др., 2019). Все это достаточно близкие (z < 0.5) события, у более далеких SNe зарегистрировать сложно. Самый далекий всплеск, у которого была обнаружена сверхновая (GRB 000911), находится на z = 1.06 (Мазетти и др., 2005). Из всех таких GRBs лишь несколько имеют статистически обеспеченную кривую блеска сверхновой. Каждый новый всплеск, демонстрирующий связь со сверхновой, заметно обогащает выборку подобных событий и вносит свой весомый вклад в распознание природы "длинных" GRBs.

Всю кривую блеска "длинного" GRB в оптическом диапазоне можно разделить на четыре последовательно сменяющие друг друга фазы. Сначала идет активная фаза, во время которой центральная машина всплеска все еще продолжает генерировать энергию. Данную компоненту крайне редко удается пронаблюдать в оптическом диапазоне из-за необходимости этапа уточнения локализации всплеска рентгеновскими телескопами и относительно медленного реагирования наземных оптических инструментов на сообщения о его регистрации. Рентгеновские наблюдения необходимы, поскольку локализация всплеска в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах обычно бывает недостаточно точной для наведения оптических телескопов. Соответственно, когда телескопы начинают наблюдения источника всплеска, активная фаза уже заканчивается.

После активной фазы следует стадия послесвечения. Она, как правило, самая долгая, во время нее падение потока описывается степенным законом, либо же степенным законом с изломом. Излом связан с геометрическим эффектом коллимации джета всплеска ("jet break"). На стадии послесвечения могут проявляться неоднородности, представляющие из себя локальные отклонения от степенного закона в виде вспышек и провалов (Мазаева и др., 2018в).

Далее, в интервале 7-30 дней после всплеска в кривой блеска может проявиться избыток излучения, связанный с разгоранием сверхновой (расширением ее фотосферы с соответствующим усилением светимости). Это — фаза сверхновой. На кривой блеска появление сверхновой на фоне степенного закона падения светимости послесвечения выглядит как протяженная вспышка специфичного профиля. Излучение сверхновой проявляется тогда, когда работа центральной машины всплеска уже давно окончилась, дополнительному мощному источнику энергии взяться неоткуда. Сам профиль вспышки сверхновой может зависеть от количества радиоактивного ⁵⁶Ni, синтезированного при взрыве (например, Кано и др., 2017а,б), и от активности, возможно, образовавшегося звездного остатка, хотя обычно его излучение слишком слабо, чтобы быть зарегистрированным на космологических расстояниях. Спектры, измеренные во время фазы сверхновой, как правило, характеризуются широкими линиями и отсутствием линий водорода и гелия, что является одним из отличительных признаков сверхновых типа Iс.

Наконец, источник затухает, поток послесвечения всплеска и излучения сверхновой падает ниже уровня светимости родительской галактики. Это последняя фаза оптической кривой блеска. Появляется возможность исследовать свойства галактики, поглощение в ней и оценить вклад ее излучения в измеренную общую светимость. Определить поглощение в родительской галактике можно, например, путем моделирования распределения спектральной плотности ее излучения по частоте и ее сравнения с моделями хорошо изученных галактик.

Из сказанного следует, что поток излучения, наблюдаемый от источника гамма-всплеска со сверхновой на позднем этапе (вне активной фазы). состоит из трех компонент: вклад послесвечения, вклад самой сверхновой и постоянный вклад от родительской галактики. Аккуратное вычитание вклада послесвечения и родительской галактики из общего потока, регистрируемого от источника, равно как и учет поглощения в нашей (Шлафлай, Финкбайнер, 2011) и в родительской галактиках, позволяет построить корректную кривую блеска сверхновой, связанной с гамма-всплеском, и далее — оценить ее параметры. Каждая указанная компонента может быть включена в процедуру аппроксимации в виде дополнительного параметра или набора параметров (Фен и др., 2011; Соллерман и др., 2007; Грайнер и др., 2015). Подобный феноменологический подход во многом основан на стандартной теории GRBs, утверждающей, что свет, подпитывающий оптическое послесвечение, имеет синхротронное происхождение и подчиняется степенному закону как по времени, так и по частоте (Сари и др., 1998).

ОТКРЫТИЕ GRB 181201А И ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Первое сообщение о регистрации мощного длинного (~180 с) всплеска GRB 181201А было распространено системой IBAS (Мерегетти и др., 2003) международной астрофизической обсерватории гамма-лучей INTEGRAL (Винклер и др., 2003). Всплеск был зарегистрирован 1 декабря 2018 г., в 02:38:00 UT в поле зрения гаммателескопа IBIS/ISGRI (Мерегетти и др., 2018а). Это время будет использоваться в дальнейшем как момент начала отсчета То. Интегральный поток излучения от всплеска в диапазоне 20-200 кэВ превысил 10 ± 4 эрг см⁻². Телескоп IBIS/ISGRI оснащен кодирующей апертурой и способен получать изображения неба с угловым разрешением $\simeq 12'$ (FWHM), поэтому GRB 181201A был сразу достаточно хорошо ($\leq 2'$) локализован (см. рис. 1).

Регистрация всплеска была подтверждена орбитальными обсерваториями Insight-HXMT/HE (Цай и др., 2018), Konus-WIND (Свинкин и др., 2018) и AstroSat/CZTI (Ханам и др., 2018), причем Konus-WIND видел излучение всплеска вплоть до ~15 МэВ. Еще более жесткое излучение (≥100 МэВ) было зарегистрировано от всплеска телескопом LAT обсерватории Fermi (Аримото и др., 2018), и это несмотря на то, что обсерватория смогла начать его наблюдения лишь через ~2000 с после регистрации. Рентгеновский монитор Fermi/GBM к этому моменту уже не смог увидеть жесткое рентгеновское излучение всплеска.

Отметим, что во всех трех указанных выше жестких рентгеновских экспериментах всплеск был зарегистрирован на ~ 2 мин позже времени T_0 его регистрации телескопом IBIS/ISGRI: AstroSat/CZTI в 02:39:58 UT, Insight-HXMT/HE в 39:53 и Konus-WIND в 39:52.36. Как мы увидим далее, такое различие связано с двухпиковой структурой всплеска. Первый пик (прекурсор) был заметно мягче второго — основного, поэтому он значимо проявился лишь в данных телескопа IBIS/ISGRI, чувствительного в более мягком диапазоне энергий (20–200 кэВ) по сравнению с остальными приборами.

Телескоп Swift/XRT был наведен в направлении GRB 181201А спустя 4 часа после его регистрации обсерваторией INTEGRAL и провел получасовое наблюдение с 6:33 до 7:06 UT. Внутри круга ошибок локализации всплеска телескопом IBIS/ISGRI был обнаружен затухающий рентгеновский источник со степенным спектром, объясненный послесвечением (Мерегетти и др., 20186; Пинторе и др., 2018). Последующие наблюдения, продолжавшиеся до 9:58, довели экспозицию до полутора часов и позволили Пэйджу и др. (2018) локализовать источник всплеска с точностью лучшей 2".0: R. A. = 319°29666. Decl. = = -12°63082 (эпоха J2000). Ранее (через 18 с после времени T_0) в этом направлении телескопом MASTER-OAFA был обнаружен оптический транзиент ярче 16.2 звездной величины (Подеста и др., 2018). Наблюдения, выполненные Конгом (2018) на 0.5-м телескопе T31 проекта iTelescope через 8.3 часа после момента T_0 , показали, что источник быстро затухает ($R = 16.6 \pm 0.03$), что подтвердило правильность оптического отождествления гаммавсплеска. Спектроскопия оптического источника, выполненная с помощью телескопа VLT Европейской южной обсерватории, позволила по положению линии Mg I и дублета линий Mg II определить его красное смещение z = 0.45 (Иззо и др., 2018).

После сообщения о регистрации всплеска GRB 181201А нами были организованы регулярные наблюдения его положения на небе в оптическом и радиодиапазонах с целью обнаружения и исследования послесвечения и возможной сверхновой, с ним связанной. Наблюдения проводились на протяжении последующих трех недель на девяти телескопах разных наземных обсерваторий, расположенных в Грузии, Казахстане (на Тянь-Шане), России (в Крыму и Саянах), США (на Гавайях), Чили и ЮАР. Большинство из них входят в сеть телескопов IKI GRB Follow-up Network (IKI GRB-FuN, Вольнова и др., 2020). Несколько наблюдений всплеска были выполнены по нашему



Рис. 1. Локализация GRB 181201А телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL. Показана карта отношения сигнала к шуму S/N для участка неба в поле зрения телескопа, полученная за время всплеска (~180 с). Размер участка $25^{\circ} \times 25^{\circ}$, диапазон энергий 20–100 кэВ, шкала логарифмическая, значение S/N для всплеска ~85 σ . Желтым цветом показаны положения известных (в основном внегалактических) источников.

запросу обсерваторией Gemini. Предварительные результаты проведенных наблюдений были опубликованы в циркулярах GCN Белкин и др. (2018а,б), Мазаева и др. (2018а,б), Рева и др. (2018), Вольнова и др. (2018а,б). В радиодиапазоне всплеск наблюдался на телескопе RT-22 Крымской астрофизической обсерватории (Симеиз, Россия).

Послесвечение всплеска наблюдалось также другими научными группами на разных телескопах. Некоторые опубликованные в литературе результаты будут использованы в данном исследовании. Большой объем данных независимых оптических наблюдений послесвечения GRB 181201А представлен Ласкаром и др. (2019), использовавшими их для моделирования обратной ударной волны, возникающей в джете при его столкновении с окружающей средой. Излучение обратной ударной волны проявилось на кривой блеска в радио- и миллиметровом диапазонах длин волн через 3–4 дня после основного события. Оптические наблюдения позволили оценить параметры волны.

Ниже в статье будут подробно описаны: активная фаза всплеска (по данным его рентгеновских и гамма-наблюдений приборами обсерватории INTEGRAL), его послесвечение (по данным проведенных нами оптических и радионаблюдений, а также мягких рентгеновских наблюдений) и фаза проявления сверхновой (в оптической кривой блеска). Сравнив скорость нарастания блеска сверхновой с кривыми блеска ранее известных сверхновых типа Ic, связанных с гамма-всплесками, мы оценили основные параметры сверхновой во всплеске GRB 181201А.

АКТИВНАЯ ФАЗА ВСПЛЕСКА

Начальная фаза всплеска наблюдалась лишь в рентгеновском и гамма-диапазонах и, вероятно, наиболее полно — орбитальной обсерваторией INTEGRAL. Всплеск был значимо зарегистрирован сразу четырьмя приборами обсерватории: детекторами ISGRI и PICsIT гамма-телескопа IBIS, германиевым детектором гамма-спектрометра SPI и антисовпадательной защитой этого спектрометра ACS.

Используемые жесткие рентгеновские и гамма-телескопы и анализ их данных

Гамма-телескоп IBIS обсерватории (Убертини и др., 2003) предназначен для картографирования неба и исследования обнаруженных источников в жестком рентгеновском и мягком гамма-диапазонах с энергетическим разрешением $E/\Delta E \sim 13$ на 100 кэВ. Получение изображений основано на принципе кодирующей апертуры. Телескоп имеет поле зрение (FWZR) размером $30^{\circ} \times 30^{\circ}$ (область полного кодирования $9^{\circ} \times 9^{\circ}$) и угловое разрешение 12' (FWHM). Внутри такого широкого поля телескоп в год регистрирует 6-8 всплесков, а его разрешение позволяет определять их положение с точностью $\lesssim 2'$. Телескоп имеет два детекторных слоя: ISGRI (Лебран и др., 2003) с максимумом чувствительности в диапазоне 18-200 кэВ и PICsIT (Лабанти и др., 2003), чувствительный в диапазоне 0.2-10 МэВ. Площадь каждого детектора равна ~2600 см², эффективная площадь для событий в центре поля зрения ${\sim}1100~{
m cm}^2$ (половина детекторов затеняется непрозрачными элементами маски).

Гамма-спектрометр SPI обсерватории (Ведренн и др., 2003; Рок и др., 2003) предназначен для тонкой ($E/\Delta E \sim 550$ в линии 1.7 МэВ) спектроскопии космического гамма-излучения. Телескоп имеет максимум чувствительности в диапазоне 0.05— 8 МэВ. Также как телескоп IBIS, он обладает способностью строить изображение неба внутри своего поля зрения (гексагонального, диаметром 32°, FWZR), но имеет низкое угловое разрешение 2°5 (FWHM). Геометрическая площадь 19 германиевых детекторов спектрометра SPI равна 500 см², эффективная — в два раза меньше геометрической.

Значительно большую площадь имеет антисовпадательная защита (ACS) этого спектрометра (Pay и др., 2004, 2005). Защита SPI-ACS состоит из 91 сцинтилляционного кристалла Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) общей массой 512 кг (фон Кинлин и др., 2003а,б; Райд и др., 2003). Их суммарная эффективная площадь для регистрации гамма-всплесков достигает ~0.7 м². На Землю передается общая скорость счета с разрешением 50 мс, никакой пространственной или спектральной информации в телеметрию не поступает. Максимум чувствительности приходится на диапазон от ~80 кэВ до \gtrsim 10 МэВ. В силу особенностей геометрии конструкции спектрометра SPI его защита, почти всенаправленная, слабо чувствительна к всплескам, приходящим под малыми углами к оси телескопа. Всплеск GRB 181201А наблюдался в поле зрения спектрометра, но под достаточно большим углом к оси ~11°7.

Анализ данных этих приборов был проведен с помощью стандартного пакета программ обработки данных обсерватории INTEGRAL — OSA (Курвазье и др., 2003). При обработке данных телескопа IBIS/ISGRI использовался также комплекс программ, разработанных в ИКИ РАН (Ревнивцев и др., 2004).

Временные профили гамма-всплеска

Кривые блеска всплеска GRB 181201A, полученные детекторами IBIS/ISGRI, SPI и SPI-ACS, представлены на рис. 2. В случае IBIS/ISGRI использовались данные в диапазоне 20-100 кэВ, в случае SPI — в диапазоне 50-100 кэВ. Кривая блеска, зарегистрированная детектором IBIS/PICsIT в более жестком диапазоне, не показана, поскольку она мало чем отличается от кривой, полученной SPI-ACS, разве что худшей статистикой. При восстановлении кривой блеска IBIS/ISGRI учитывалась неравномерность засветки элементов детектора потоком от источника из-за кодирующей апертуры. Для всех кривых блеска проведено вычитание фона, аппроксимированного полиномиальной моделью третьей степени.

Видно, что гамма-всплеск состоит из двух эпизодов излучения, разделенных интервалом ~80 с. В кривой блеска по данным IBIS/ISGRI, в которой оба эпизода излучения особенно хорошо видны, к сожалению, присутствуют провалы, связанные с недостаточным объемом памяти для записи всех фотонов столь мощного события. На рис. 3 показаны карты отношения сигнала к шуму S/N, полученные по данным телескопа IBIS/ISGRI раздельно для этих эпизодов излучения, в интервалах времени 0-60 и 114-183 с после момента То. Рисунок показывает достоверность локализации GRB 181201А и подтверждает, что это были действительно два эпизода одного события, а не случайное наложение не связанных между собой гамма-всплесков.

По данным всех трех приборов по стандартной методике (Кошут и др., 1996) проведены расчеты параметров длительности всплеска T_{50} и T_{90} , а



Рис. 2. Кривая блеска всплеска GRB 181201А во время активной фазы с временным разрешением 1 с по данным приборов обсерватории INTEGRAL: детектора ISGRI гамма-телескопа IBIS (диапазон 20–100 кэВ, *вверху*), гамма-спектрометра SPI (50–100 кэВ, *в середине*) и антисовпадательной защиты ACS спектрометра SPI (80 кэВ–10 МэВ, *внизу*). На врезке — кривые блеска основного (второго) эпизода активности с временным разрешением 0.1 с. Красные кривые — аппроксимация данных экспоненциальной моделью.

также сделана оценка полной длительности T_{100} как для временного интервала, охватывающего весь всплеск, так и для двух отдельных эпизодов

двух эпизодов излучения по данным приборов SPI и SPI-ACS указана также их ширина на полувысоте (FWHM).

излучения. Результаты представлены в табл. 1. Для

Параметры длительности T_{50} и T_{90} всплеска и



Рис. 3. Локализация всплеска GRB 181201А телескопом IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL во время первого и второго эпизодов активности (в интервалах времени 0–60 и 114–183 с после момента T_0). Показаны уровни отношения сигнала к шуму $S/N = 3, 8, 13, ... \sigma$ в диапазоне энергий 20–100 кэВ на картах размером 1° × 1°. Значения S/N на месте всплеска, достигнутые в этих эпизодах, равны соответственно \simeq 47 и 76 σ .

его отдельных эпизодов оказались самыми большими в измерениях телескопом IBIS/ISGRI и наименьшими — в измерениях детектором SPI-ACS. Это может быть связано с несколькими факторами. Во-первых, длительность гамма-всплесков зависит от энергетического диапазона — она уменьшается на более высоких энергиях (см., например, Фенимор, 1995; Минаев и др., 2010; Человеков и др., 2019). Во-вторых, наличие провалов в телеметрии при передаче данных IBIS/ISGRI на Землю в моменты максимального наблюдаемого потока от источника искажает форму кривой блеска. Отметим, что лишь в данных детектора IBIS/ISGRI интервал T₅₀, определенный по всему всплеску, захватывает оба эпизода излучения. В данных других приборов временной интервал T₅₀ охватывает лишь второй, основной эпизод. Вследствие этого значение параметра T_{50} по данным IBIS/ISGRI отличается от значений, полученных по данным детекторов SPI и SPI-ACS более чем на порядок (табл. 1). Интервал Т₉₀ у всех приборов охватывает оба эпизода излучения.

Временные профили отдельных импульсов GRBs хорошо описываются моделью FRED ("быстрый подъем — экспоненциальный спад", см., например, Норрис и др., 2005; Хаккила и др., 2011; Минаев и др., 2014). По данным детекторов SPI и SPI-ACS, в телеметрии которых отсутствуют провалы, была проведена аппроксимация кривых

блеска первого и второго эпизода данной моделью. Модельные кривые блеска каждого импульса (записи скорости счета) задавались при $t > t_s$ формулой (1):

$$C(t) = A\lambda \exp\left(-\frac{\tau_1}{t - t_s} - \frac{t - t_s}{\tau_2}\right).$$
 (1)

Здесь

$$\lambda = \exp\left[2\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{1/2}\right],\,$$

 $t_{\rm s}$ — условное время начала импульса, τ_1 и τ_2 — характерные масштабы времени нарастания и спада скорости счета. Согласно формуле (1) максимальная скорость счета в импульсе $C_{\rm p} = A$ достигается при

$$t_{\rm p} = t_{\rm s} + (\tau_1 \tau_2)^{1/2}.$$
 (2)

Результаты аппроксимации представлены в табл. 2 и показаны красными сплошными кривыми на рис. 2. Там же указано время достижения пиковой скорости счета $t_{\rm p}$.

Второй эпизод всплеска описывается экспоненциальной моделью не вполне удовлетворительно. Видно, что он состоит из двух или большего числа сильно перекрывающихся импульсов. Указанные особенности кривой блеска позволяют надежно

БЕЛКИН и др.

Эпизод	Детектор	T_{50} , ^a c	$T_{90},^{\mathrm{a}}$ c	$T_{100},^{\rm a}{ m c}$	FWHM, ^в с
1 + 2	IBIS/ISGRI	91.3 ± 0.2	172.7 ± 1.5	435	—
	SPI	8.8 ± 0.1	122.1 ± 1.5	264	—
	SPI-ACS	5.8 ± 0.1	120.2 ± 1.5	162	_
1	IBIS/ISGRI	28.4 ± 0.4	82.3 ± 3.2	$> 113^{6}$	—
	SPI	19.1 ± 0.4	49.7 ± 1.7	78	12
	SPI-ACS	22.6 ± 1.3	41.6 ± 18.5	63	20
2	IBIS/ISGRI	23.1 ± 0.1	84.5 ± 1.8	320	_
	SPI	8.7 ± 0.1	32.3 ± 1.5	152	5.8
	SPI-ACS	5.5 ± 0.1	19.5 ± 0.5	48	4.5

Таблица 1. Параметры длительности гамма-всплеска GRB 181201A

^а Длительность по методу Кошута и др. (1996).

⁶ Длительность ограничена началом второго эпизода.

^в Ширина импульса на полувысоте.

Таблица 2. Параметры импульсов во временном профиле GRB 181201A, измеренном детекторами SPI и SPI-ACS, согласно модели FRED (формулы (1)–(2))

Эпизод	Детектор	$A\lambda$, отсч./с	$t_{ m s},{ m c}$	$ au_1, c$	$ au_2, c$	$t_{ m p},{ m c}$	χ^2_N a
1	SPI	93.2 ± 4.9	-18.9 ± 11.7	165 ± 162	8.4 ± 2.6	18.5 ± 1.2	1.47
	SPI-ACS	66.0 ± 6.1	-9.1 ± 8.1	41 ± 67	6.9 ± 4.0	7.8 ± 1.4	0.78
2-полный	SPI	2306 ± 51	112.9 ± 0.4	4.9 ± 1.1	6.0 ± 0.2	118.4 ± 0.2	1.45
	SPI-ACS	1518 ± 76	113.1 ± 0.9	6.2 ± 3.4	3.4 ± 0.3	117.7 ± 0.2	7.3
2-главный пик	SPI	3117 ± 121	116.9 ± 0.2	1.4 ± 0.5	2.7 ± 0.2	118.8 ± 0.1	0.58
	SPI-ACS	2042 ± 131	116.7 ± 0.2	2.1 ± 0.4	1.5 ± 0.2	118.4 ± 0.1	3.9

^а Значение χ^2 , нормированное на степень свободы.

аппроксимировать лишь область максимума второго эпизода излучения (временной интервал 117— 121 с). Далее будем называть его главным импульсом или пиком этого эпизода. Первый эпизод, возможно, также состоит из нескольких перекрывающихся импульсов, однако отвергнуть простую экспоненциальную модель по данным SPI и SPI-ACS нельзя.

Гамма-всплески характеризуются заметной эволюцией спектра излучения, одним из проявлений которой является относительное смещение (задержка) кривых блеска в разных диапазонах энергии (см., например, Минаев и др., 2012, 2014). Задержка считается положительной, если кривая блеска в более жестком диапазоне "опережает" кривую блеска в мягком диапазоне. Для гаммавсплеска GRB 181201А спектральную задержку между диапазонами энергий 0.08-10 МэВ и 20-100 кэВ можно оценить, используя полученное по данным SPI-ACS и SPI положение максимума скорости счета в импульсе (см. формулу (2)). приведенное в табл. 2. Первый эпизод всплеска GRB 181201А демонстрирует значительную

положительную спектральную задержку, lag = $= 10.7 \pm 1.8$ с. Запаздывание излучения в данных IBIS/ISGRI и SPI по сравнению с более жестким излучением в данных SPI-ACS для этого эпизода ясно видно на рис. 2. Столь существенная задержка может быть связана с эффектами суперпозиции — косвенное подтверждение того, что первый эпизод действительно состоит из большого числа перекрывающихся импульсов (см., например, Минаев и др., 2014). Второй эпизод, наоборот, не отличается сколько-нибудь значимой задержкой: lag = 0.7 ± 0.3 с для полного эпизода и $lag = 0.40 \pm 0.14$ с для главного пика. Отсутствие значимой спектральной задержки также может быть связано с эффектами суперпозиции импульсов, формирующих кривую блеска.

В данных приборов IBIS/ISGRI и SPI продленное медленно спадающее излучение видно вплоть до 435 и 264 с после начала всплеска соответственно (см. рис. 2). Также на верхней панели рисунка (кривая блеска по данным детектора IBIS/ISGRI) видно, что уровень сигнала от гаммавсплеска между двумя эпизодами излучения не



Рис. 4. Кривая блеска всплеска GRB 181201А во время активной фазы по данным детектора IBIS/ISGRI обсерватории INTEGRAL (диапазон 20–100 кэВ). Оси логарифмические. На врезке — кривая блеска второго эпизода относительно момента его начала. Красные прямые линии показывают аппроксимацию данных степенным законом падения с указанными около них показателями степени.

успевает упасть до фонового значения. Вследствие этого, в частности, полную длительность первого эпизода определить сложно — можно лишь дать ее нижний предел (по времени начала второго эпизода).

На рис. 4 представлена кривая блеска GRB 181201A во время активной фазы по данным телескопа IBIS/ISGRI. Кривая приведена в логарифмической шкале и иллюстрирует упомянутые выше особенности наилучшим образом. Интересно, что на стадии затухания потока кривые блеска обоих эпизодов подчиняются не экспоненциальному, а степенному закону падения со сходными показателями степени $\alpha \sim -3$ (при рассмотрении относительно момента начала эпизодов: $T_1 = 02:37:58.4$ UT для первого эпизода и $T_2 = 02:38:52.9$ UT для второго). Это может быть следствием наложения (суперпозиции) большого числа перекрывающихся импульсов, каждый из которых имеет экспоненциальный характер падения кривой блеска.

Интегральный поток гамма-излучения

Полное число отсчетов, зарегистрированных детектором SPI-ACS во время активной фазы всплеска GRB 181201A, равно $C = (3.00 \pm 0.05) \times 10^5$ отсч. Фоновые отсчеты детектора из этого числа вычтены. Используя калибровочную зависимость

$$F = 2.19 \times 10^{-6} \ \left(C/10^4 \text{ отсч.} \right)^{1.10 \pm 0.06}$$
 эрг см $^{-2}$,

полученную Позаненко и др. (2019) путем сравнения данных одновременной регистрации GRBs в экспериментах SPI-ACS и Fermi/GBM, можно оценить интегральный поток излучения всплеска в диапазоне 10–1000 кэВ: $F = (9.2 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ эрг см⁻². Ошибка чисто статистическая, область 2σ неопределенности потока с учетом систематических ошибок составляет $F = (1.8 - 52) \times 10^{-5}$ эрг см⁻².

Аналогичные оценки только уже для основного (второго) эпизода всплеска, для которого $C = (2.65 \pm 0.03) \times 10^5$ отсч., дают поток излуче-



Рис. 5. Спектр жесткого рентгеновского и мягкого гамма-излучения GRB 181201A в двух эпизодах (0–60 и 114–183 с после момента *T*₀) активной фазы всплеска по данным спектрометра SPI обсерватории INTEGRAL.

ния $F = (8.1 \pm 0.2) \times 10^{-5}$ эрг см⁻², при этом 2σ область неопределенности с учетом систематических ошибок составляет $F = (1.6 - 46) \times 10^{-5}$ эрг см⁻².

Следует отметить, что использованная калибровочная кривая была построена Позаненко и др. (2019) для достаточно коротких гамма-всплесков с длительностью $T_{90} < 6$ с, имеющих в среднем более жесткий энергетический спектр, чем длинные всплески (см., например, Минаев, Позаненко, 2020). Учитывая высокий нижний порог диапазона чувствительности детектора SPI-ACS ($E\gtrsim$ ≥ 80 кэВ), можно предположить, что полученные оценки потока излучения, экстраполируемые в диапазон монитора Fermi/GBM (10-1000 кэВ), являются несколько заниженными. К тому же всплеск GRB 181201А был зарегистрирован в неоптимальных для детектора SPI-ACS условиях (внутри поля зрения SPI, при угле падения к оси телескопа $\simeq 11$?7), что также может вести к смещению полученной оценки потока в область более низких значений.

В этой связи отметим, что интегральный поток излучения в диапазоне 20 кэВ–10 МэВ во время второго эпизода всплеска по данным эксперимента Konus-WIND (Свинкин и др., 2018) составил $F \simeq (1.99 \pm 0.06) \times 10^{-4}$ эрг см⁻², что вдвое больше оценки потока, сделанной по данным SPI-ACS, однако находится внутри 1 σ области систематических ошибок этой оценки.

Спектры рентгеновского и гамма-излучения

На рис. 5 показаны спектры рентгеновского и гамма-излучения GRB 181201A, измеренные телескопом SPI обсерватории INTEGRAL во время активной фазы всплеска (двух эпизодов излучения в интервалах времени 0—60 и 114-183 с после момента T_0). Показан также результат наилучшей аппроксимации этих спектров. Аппроксимация проводилась с помощью простых (стандартных) аналитических моделей: степенного закона (PL), степенного закона с экспоненциальным завалом на

Эпизод	Модель	$E_0 kT,$ кэ ${ m B}$	$lpha^{ m a}$	$F,^6 10^{-6}$ эрг см $^{-2}$ с $^{-1}$	$\chi^2(N)^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$
1	PL		1.68 ± 0.06	0.51 ± 0.11	1.30(9)
2	PL		1.80 ± 0.01	3.67 ± 0.15	14.5(9)
	CPL	458 ± 51	1.57 ± 0.03	3.11 ± 0.28	1.84(8)
	BM	427 ± 53	1.56 ± 0.03	3.15 ± 0.12	1.62(8)

Таблица 3. Результаты аппроксимации спектра излучения, измеренного телескопом SPI обсерватории INTEGRAL на разных этапах развития всплеска GRB 181201A

а Фотонный индекс.

⁶ Интегральный поток излучения в диапазоне 20-1000 кэВ.

^в Значение χ^2 наилучшей аппроксимации, нормированное на N (N — число степеней свободы).

Обсерватрия	Местоположение	Телескоп	Диаметр ^а	Поле зрения
AbAO	Абастумани, Грузия	AS-32	0.7	$44'.4 \times 44'.4$
Chilescope	Атакама, Чили	RC-1000	1.0	$18\overset{'}{.}6\times18\overset{'}{.}6$
CrAO	Научный/Крым, Россия	ZTSh	2.6	$14{.}4\times14{.}4$
Gemini	Мауна-Киа, Гавайи	Gemini North	8.1	$5'.0 \times 5'.0$
INASAN	Симеиз/Крым, Россия	Zeiss-1000(I)	1.0	$9'\!.9 imes 9'\!.9$
Mondy	Саяны, Россия	AZT-33IK	1.6	6.7 imes 7.9
SAAO	Сазерлэнд, ЮАР	SALT	11	9'.7 imes9'.5
		40in	1.0	8'.0 imes 8'.0
TSHAO	Тянь-Шань, Қазахстан	Zeiss-1000(T)	1.0	$19\overset{'}{.}2\times19\overset{'}{.}2$

Таблица 4. Телескопы, использованные нами в наблюдениях всплеска GRB 181201A

^а Диаметр (размер) главного зеркала, м.

высоких энергиях (CPL) и так называемой модели Бэнда (BM), представляющей собой комбинацию двух плавно переходящих друг в друга степенных законов и хорошо описывающей типичные спектры гамма-всплесков (Бэнд и др., 1993).

Параметры наилучшей аппроксимации спектра GRB 181201А этими моделями приведены в табл. 3. Видно, что первый эпизод излучения характеризовался степенным спектром (на рисунке показан штриховой линией) без признаков завала на высоких энергиях, наоборот, на энергиях >300 кэВ спектр поднимается вверх более круто, чем предсказывается степенным законом. Спектр второго эпизода успешно аппроксимируется ускоренно спадающими на высоких энергиях моделями CPL и BM (сплошной линией на рисунке показана модель CPL). Это указывает на физически разное происхождение излучения всплеска в этих двух эпизодах.

ПОСЛЕСВЕЧЕНИЕ ВСПЛЕСКА

Послесвечение всплеска GRB 181201А исследовалось нами в оптическом, мягком рентгеновском и радиодиапазонах.

Оптические телескопы и анализ их данных

Телескопы, использовавшиеся для наблюдения всплеска в оптическом диапазоне, перечислены в табл. 4. Там же указаны их основные характеристики. Ряд наблюдений всплеска был выполнен по нашему запросу телескопом Gemini North, расположенным на Гавайях. Это позволило исследовать GRB 181201A в эпоху, когда его кульминация уже ушла в дневную часть суток, что затрудняло наблюдение на небольших телескопах из табл. 4, находящихся к тому же на более высоких широтах, а потому смотрящих на источник сквозь бо́льшую толщу атмосферы. Журнал проведенных наблюдений представлен в табл. 5.

Полученные в ходе оптических наблюдений данные были подвергнуты стандартной первичной обработке, включающую отбраковку дефектных кадров, восстановление кадров с помощью матрицы смещения, темнового кадра, плоского поля, устранение фринжей, при необходимости. Обработка проводилась с помощью программного пакета IRAF¹. Первичная обработка осуществля-

¹ IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) — среда для обработки и анализа изображений, разработана и поддер-

БЕЛКИН и др.

850

Дата	Время ^а	Фильтр	Зв. величина	Поток	Телескоп
yy-mm-dd	hh:mm:ss	Ŧmup	mag	мЯн	restection
2018-12-01	16:55:28	R^6	17.17 ± 0.05	0.3850	Zeiss-1000(I)
2018-12-01	18:34:35	$g'{}^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$	17.86 ± 0.02	0.2606	40in
2018-12-01	18:52:05	R	17.38 ± 0.02	0.3173	40in
2018-12-01	19:02:35	$i'^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$	17.32 ± 0.02	0.4286	40in
2018-12-01	19:48:03	$r'{}^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$	17.63 ± 0.03	0.3221	40in
2018-12-02	01:11:25	r'	18.00 ± 0.05	0.2291	RC-1000
2018-12-02	14:47:57	R	18.39 ± 0.02	0.1252	AS-32
2018-12-02	19:09:26	r'	18.69 ± 0.02	0.1213	40in
2018-12-02	19:30:07	i'	18.54 ± 0.07	0.1393	40in
2018-12-02	19:50:44	g'	19.07 ± 0.04	0.0855	40in
2018-12-03	01:32:26	r'	18.92 ± 0.04	0.0982	RC-1000
2018-12-03	11:24:39	R	18.91 ± 0.03	0.0775	AZT-33IK
2018-12-04	12:19:26	R	19.67 ± 0.07	0.0385	Zeiss-1000(T)
2018-12-05	01:04:38	r'	19.74 ± 0.05	0.0461	RC-1000
2018-12-05	11:26:24	R	20.03 ± 0.09	0.0276	AZT-33IK
2018-12-05	12:17:22	R	19.82 ± 0.07	0.0335	Zeiss-1000(T)
2018-12-05	18:33:39	r'	20.02 ± 0.04	0.0356	40in
2018-12-06	01:04:09	r'	20.19 ± 0.15	0.0305	RC-1000
2018-12-07	10:57:13	R	20.23 ± 0.05	0.0230	AZT-33IK
2018-12-08	18:34:01	r'	20.48 ± 0.12	0.0233	40in
2018-12-09	14:37:52	R	20.85 ± 0.31	0.0130	AS-32
2018-12-09	16:12:27	R	20.74 ± 0.07	0.0144	ZTSh
2018-12-09	18:23:04	r'	21.14 ± 0.08	0.0127	40in
2018-12-10	00:59:23	r'	21.10 ± 0.10	0.0132	RC-1000
2018-12-10	10:51:34	R	20.73 ± 0.07	0.0145	AZT-33IK
2018-12-10	18:23:56	r'	21.00 ± 0.09	0.0144	40in
2018-12-13	11:07:51	R	$\geq 21.15^{\circ}$	$\leq 0.0099^{r}$	AZT-33IK
2018-12-14	12:24:21	R	≥ 20.48	≤ 0.0183	Zeiss-1000(T)
2018-12-14	15:27:53	R	21.06 ± 0.39	0.0107	Zeiss-1000(I)

Таблица 5. Журнал и результаты оптических наблюдений послесвечения GRB 181201A

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

Таблица 5. Окончание

Дата	Время ^а	Фильтр	Зв. величина	Поток	Телескоп
yy-mm-dd	hh:mm:ss	Ψημιμρ	mag	мЯн	restection
2018-12-15	01:13:07	r'	≥ 20.87	≤ 0.0163	RC-1000
2018-12-15	10:55:27	R	≥ 20.27	≤ 0.0222	AZT-33IK
2018-12-16	14:45:24	R	$\geq \! 18.00$	≤ 0.1793	AS-32
2018-12-17	01:16:45	r'	$\geq \! 20.63$	≤ 0.0203	RC-1000
2018-12-19	11:27:54	R	$\geq \! 20.87$	≤ 0.0128	AZT-33IK
2018-12-21	12:17:28	R	$\geq \! 20.37$	≤ 0.0202	Zeiss-1000(T)
2018-12-22	04:30:06	g'	22.50 ± 0.15	0.0036	Gemini-North
2018-12-22	04:51:49	r'	21.75 ± 0.04	0.0072	Gemini-North
2018-12-22	05:05:15	i'	21.49 ± 0.02	0.0092	Gemini-North
2018-12-22	05:18:44	$z'^{\scriptscriptstyle \mathrm{B}}$	20.90 ± 0.02	0.0151	Gemini-North
2018-12-24	04:39:13	r'	21.82 ± 0.04	0.0068	Gemini-North
2018-12-24	05:02:53	i'	21.42 ± 0.02	0.0098	Gemini-North

^а Время середины экспозиции (UT).

⁶ Наблюдения в фильтре фотометрической системы Vega без коррекции на поглощение в Галактике.

^в Наблюдения в фильтре фотометрической системы АВ без коррекции на поглощение в Галактике.

^г Нижние (верхние) пределы на величину (поток) на уровне достоверности 1σ .

лась программой *ccdproc* пакета *ccdred*, затем индивидуальные изображения в соответствующих фильтрах суммировались программой *imcombine* с целью обеспечения наилучшего отношения сигнала к шуму. Апертурная фотометрия была выполнена с помощью программы *apphot* пакета *daophot*.

Полученные инструментальные звездные величины были откалиброваны относительно фотометрического каталога SDSS-DR12. Опорные звезды выбирались согласно алгоритму, описанному в работе Скворцова и др. (2016), их характеристики приведены в табл. 6. Звездные величины опорных звезд пересчитывались из фильтра r' в фильтр R с помощью преобразования Люптона² с использованием значений в фильтрах u', g' и i'.

Наблюдения проводились в Слоановских фильтрах и фильтрах системы Джонсона—Кузинса. Для получения единой кривой блеска все наблюдения были пересчитаны в AB систему, т.е. в фильтры g', r', i', z'. Значения в фильтре R пересчитывались в фильтр r' путем нахождения разности амплитуд двух степенных функций, описывающих послесвечение в фильтре R и r'. Подобная процедура вносит

которая складывается из инструментальной ошибки измерения звездной величины источника; ошибки определения звездной величины опорных звезд, приведенной в каталоге; ошибки, вносимой разбросом звездных величин опорных звезд; ошибки, получаемой в результате фитирования степенного закона, не всегда однозначного.

неопределенность в звездные величины источника,

Оптические кривые блеска послесвечения

Полученные результаты (измеренные звездные величины и потоки излучения) практически непрерывных на протяжении трех недель наблюдений послесвечения всплеска приведены в табл. 5. Значения в фильтрах g', r', i', z' определены в фотометрической системе звездных величин AB, значения в фильтрах V, R, I — в системе Vega. Для наблюдений, в которых источник не был обнаружен (либо из-за того, что стал слишком тусклым, либо из-за плохой погоды), приведены верхние пределы на поток на уровне трех стандартных отклонений от фона.

По результатам измерений построена многоцветная кривая блеска всплеска GRB 181201А, представленная на рис. 6 (ранняя версия этого рисунка была опубликована Мазаевой и др., 2018а).

² classic.sdss.org/dr4/algorithms/sdssUBVRITransform. html#Lupton2005

SDSS-DR12 id	Дата наб- людения ^а	u'	g'	r'	i'	z'
J211709.28-123919.6	2008.7315	19.869 ± 0.046	18.750 ± 0.009	18.348 ± 0.008	18.151 ± 0.010	18.107 ± 0.027
J211710.81-123706.3	2008.7315	18.841 ± 0.023	17.191 ± 0.005	16.517 ± 0.004	16.257 ± 0.004	16.117 ± 0.008
J211712.10-123707.2	2008.7315	22.807 ± 0.466	19.838 ± 0.018	18.385 ± 0.008	17.539 ± 0.007	17.082 ± 0.013
J211730.94-123325.9	2008.7315	18.558 ± 0.020	17.502 ± 0.005	17.168 ± 0.005	17.027 ± 0.006	16.967 ± 0.012

Таблица 6. Использованные в наблюдениях опорные звезды

^а Дата наблюдения (UT) в долях года.

Таблица 7. Результаты оптических наблюдений послесвечения GRB 181201А другими группами, использованные в работе

Цикуляр GCN	Фильтр	$t-T_0$, ^а дней	Звездная величин	Поток, мЯн	Телескоп	Обсерватория	Ссылкаб
23475	R	0.346	16.68 ± 0.03	0.6046	T31	iTelescope	[1]
23478	r'	0.742	17.50 ± 0.10	0.3631	NOT	Roque de los Muchachos	[2]
23486	g'	0.907	18.14 ± 0.03	0.2014	GROND	ESO La Silla	[3]
23486	r'	0.907	17.97 ± 0.03	0.2355	GROND	ESO La Silla	[3]
23486	i'	0.907	17.80 ± 0.03	0.2754	GROND	ESO La Silla	[3]
23486	z'	0.907	17.64 ± 0.03	0.3133	GROND	ESO La Silla	[3]
23503	g'	0.705	17.74 ± 0.10	0.2911	GOTO	Roque de los Muchachos	[4]
23503	g'	2.711	19.48 ± 0.15	0.0586	GOTO	Roque de los Muchachos	[4]
23510	g'	3.451	19.97 ± 0.13	0.0373	GROWTH-India	Indian Astronomical Observatory	[5]

^а Время середины экспозиции, отсчитываемое с момента *T*₀ (UT).

⁶ [1] Конг (2018); [2] Хайнтц и др. (2018); [3] Болмер, Шади (2018); [4] Рамзи и др. (2018); [5] Шривастава и др. (2018).

Разным цветом показаны звездные величины, измеренные в фильтрах g', r', i' и z'. Показаны также некоторые опубликованные ранее в литературе результаты наблюдений послесвечения этого всплеска другими телескопами. Эти результаты и их источники (телеграммы GCN) приведены в табл. 7. Полыми треугольниками на рисунке показаны 3σ пределы измеренной звездной величины. Горизонтальными штриховыми линиями отмечен уровень потока излучения родительской галактики в фильтре соответствующего цвета (см. ниже). Отметим, что результаты фотометрии на рисунке приведены без учета поглощения в Галактике и родительской галактике источника всплеска.

Из рис. 6 следует, что во всех фильтрах поток излучения в направлении источника в течение первых ~10 дней после всплеска (а в фильтре g' — в течение всего периода наблюдений) синхронно падал степенным образом. Степенное падение потока является характерным признаком послесвечения всплеска. В фильтре r', начиная с 8—10 дня после всплеска, появились указания на присутствие избыточного излучения по сравнению со степенным законом падения. Далее будет показано, что наблюдаемое избыточное излучение было вызвано сверхновой, вспыхнувшей в момент всплеска и постепенно разгорающейся из-за расширения ее оболочки. Отметим, что послесвечение всплеска, несмотря на степенное падение потока излучения, к концу наших наблюдений все еще было заметно ярче излучения родительской галактики.

Пересчитав звездные величины из табл. 5 в плотности потока излучения (в мЯн), можно реконструировать оптические кривые блеска послесвечения (рис. 7), чтобы в дальнейшем сравнить их с кривыми блеска в других диапазонах. Рисунок подтверждает, что стадия послесвечения GRB 181201A во всех оптических фильтрах описывается единым степенным законом падения потока с показателем степени $\alpha \simeq -1.2$. Кривые блеска в оптическом диапазоне не имеют характерной особенности типа "джет-брейк" в первые ~13 дней с момента регистрации всплеска, что согласуется с результатами Ласкара и др. (2019).



Рис. 6. Многоцветная кривая блеска послесвечения GRB 181201А. По оси X отложено время от начала всплеска до середины экспозиции каждого наблюдения. Зеленые квадратики, красные треугольники, черные кружки, фиолетовые треугольники показывают результаты наблюдений в фильтрах g', r', i' и z'; полые треугольники обозначают верхние пределы. Точки в фильтрах z' и i' были подняты, а точки в фильтре g' — опущены на 1 звездную величину для ясности. Пунктирные линии показывают уровень родительской галактики в фильтрах соответствующего цвета.

Наблюдения послесвечения в рентгеновском диапазоне

В рентгеновском диапазоне наблюдения всплеска GRB 181201А начались спустя 4 часа после его регистрации обсерваторией INTEGRAL. Послесвечение всплеска было зарегистрировано телескопом XRT орбитальной обсерватории Swift им. Нейла Джерелса в диапазоне 0.3–10 кэВ (Мерегетти др., 2018б). В течение последующих 20 дней телескоп более или менее регулярно отслеживал падение потока излучения послесвечения, он также провел еще одно заключительное наблюдение весной 2019 г., подтвердив продолжающееся падение потока.

Телескоп XRT представляет собой CCDдетектор с 600 × 602 пикселами, охлажденный до -110° С, над которым на высоте 3.5 м установлена зеркальная система с оптикой косого падения типа Вольтера I, обеспечивающая телескопу угловое разрешение ~20" в поле зрение размером 23!6 × $\times 23!7$. Эффективная площадь телескопа составляет 110 см² на 1.5 кэВ.

Результаты наблюдений рентгеновского послесвечения GRB 181201А этим телескопом (потоки в мЯн в диапазоне энергий 0.3–10 кэВ в зависимости от времени) были получены через сайт www.swift.ac.uk/xrt_curves/00020848. Подробное описание используемой процедуры обработки данных можно найти в работах Эванса и др. (2007, 2009). Потоки даны после вычитания фона и с коррекцией на засветку (pile-up эффект). Полученные кривые блеска послесвечения представлены на рис. 7 синими звездочками. Видно, что падение потока в рентгеновском диапазоне происходило согласованно с падением оптического потока — по степенному закону $F_{\rm X} \sim (T - T_0)^{-1.2}$.

Наблюдения послесвечения в радиодиапазоне

Наблюдения на частоте 36.8 ГГц проводились с помощью 22-м радиотелескопа РТ-22 у подножия горы Кошка (п. Симеиз, Крым). Размер диаграммы направленности антенны на уровне половинной мощности составляет 100". Радиотелескоп наводился на источник поочередно одним и другим лепестками диаграммы направленности, формирующимися при диаграммной модуляции и имеющими взаимно-ортогональные поляризации.

Антенная температура от источника определялась как разность между усредненными в течение 30 с откликами радиометра в двух разных положениях антенны. Проводились серии из 200– 250 измерений, после чего рассчитывалось среднее значение сигнала и оценивалась его среднеквадратичная ошибка. Измеренные антенные температуры, исправленные с учетом поглощения излучения в атмосфере Земли, пересчитывались в плотности потоков излучения путем сравнения с результатами наблюдений калибровочных источников (Нестеров и др., 2000). Полученные по итогам данных наблюдений результаты приведены в табл. 8 и показаны на рис. 7. Видно, что радиоданные, по крайней мере, не противоречат степенному падению потока,



Рис. 7. То же, что на рис. 6, но с потоками излучения, выраженными в мЯн. Добавлены результаты рентгеновских (телескопом Swift/XRT, синие звездочки) и радио- (телескопом RT-22, желтые квадратики) наблюдений. Сплошными линиями показана аппроксимация измеренных потоков степенным законом, штрих-пунктирными линиями — уровень родительской галактики в соответствующих оптических фильтрах.

обнаруженному нами ранее в оптическом и мягком рентгеновском диапазонах.

Широкополосное спектральное распределение энергии послесвечения

На рис. 8 представлена реконструкция широкополосного спектра послесвечения GRB 181201А по данным измерений, выполненных на ~6.7 день после всплеска. Оптические измерения в этот день были выполнены лишь в фильтре r', в остальных фильтрах показаны результаты степенной аппроксимации послесвечения более ранних наблюдений. Хотя имеющихся данных явно недостаточно для точного воспроизведения формы спектрального распределения энергии, изменение наклона спектра при переходе от радио- к оптическому (спектральный индекс $\alpha \sim -0.4$) и далее — к рентгеновскому ($\alpha \sim -0.8$) диапазонам позволяет пред-

Таблица 8. Журнал и результаты радионаблюдений послесвечения GRB 181201А

Дата	Время ^а	Частота	Поток
yy-mm-dd	hh:mm:ss	ГГц	мЯн
2018-12-07	17:23:00	37	0.94 ± 0.41
2018-12-09	17:43:00	37	0.58 ± 0.51
2018-12-10	17:11:00	37	$\lesssim 0.45$
2018-12-12	17:14:00	37	$\lesssim 0.38$

^а Время середины экспозиции (UT).

положить, что характерная частота излома синхротронного излучения (Сари и др., 1998) лежит в оптическом диапазоне или чуть левее него (тогда спектр левее излома должен быть еще более пологим). Это утверждение согласуется с результатами более тщательного моделирования, выполненного Ласкаром и др. (2019).

РОДИТЕЛЬСКАЯ ГАЛАКТИКА ВСПЛЕСКА

Исследование послесвечения GRB 181201А проводилось до момента ухода кульминации источника в дневную часть суток. Наблюдения вновь стали возможны лишь спустя 8 месяцев. К этому времени сам источник (послесвечение и сверхновая) уже погас, но выполненные наблюдения позволили детально исследовать родительскую галактику всплеска и оценить ее вклад в оптический поток, регистрировавшийся в то время, когда послесвечение еще было ярким.

Наблюдения были выполнены на 2.6-м телескопе ЗТШ (ZTSh в табл. 4) в КрАО (п. Научный) и 8-м телескопе SALT в SAAO, ЮАР. Дневник наблюдений и их результаты представлены в табл. 9. Дополнительные измерения звездной величины родительской галактики GRB 181201A в фильтрах g', r' и z' удалось осуществить, используя данные наблюдений этой области камерой DECam (The Dark Energy Camera) в 2016–2017 гг., в рамках обзора Legacy Surveys (Data Release 8,



Рис. 8. Наблюдаемое спектральное распределение энергии GRB 181201А на стадии послесвечения (на ~6.7 день после регистрации всплеска) в диапазоне от радиочастот до рентгеновских энергий. Спектр аппроксимирован двумя степенными законами с изломом в оптическом диапазоне. Оптические точки скорректированы на поглощение в Галактике.

Дей и др., 2019). Камера была смонтирована на 4м телескопе Blanco Межамериканской обсерватории Сьерро-Тололо (СТІО). С исходными данными этих наблюдений (см. *www.legacysurvey.org*) была проведена стандартная процедура суммирования индивидуальных экспозиций и фотометрии с использованием звезд сравнения. Их результаты также представлены в табл. 9.

Отметим, что вклад излучения родительской галактики в фильтре r' на ~ 21 день после регистрации всплеска, когда в кривых блеска на фоне степенного спада начал проявляться избыток излучения, не превышал 12% от общего потока от источника. Поэтому излучение галактики не могло быть причиной замедления падения кривой блеска, как было предположено Ласкаром и др. (2019). На рис. 6 и 7 вклад родительской галактики в измеренный поток излучения в разных фильтрах показан горизонтальными штриховыми линиями.

Приведенные в табл. 9 результаты измерений звездной величины родительской галактики GRB 181201А можно использовать для независимой оценки величины ее красного смещения. Для этого рассмотрим зависимость блеска родительских галактик большой выборки гамма-всплесков от их красного смещения (например, Позаненко и др., 2008). Для уровня блеска родительской галактики GRB 181201А красное смещение *z* попадает в интервал от 0.3 до 1.1, что согласуется со значением z = 0.45, измеренным в ходе спектроскопических наблюдений всплеска (Иззо и др., 2018).

По результатам наблюдений родительской галактики GRB 181201А было проведено моделирование ее излучения с помощью программного кода Le Phare (Арнотс и др., 1999; Илберт и др., 2006), разработанного для аппроксимации распределения спектральной плотности энергии излучения галактик и получения их физических параметров. Результаты моделирования при фиксированном красном смещении z = 0.45 дают для разных типов галактик примерно одинаковые значения средней скорости звездообразования (SFR) и поглощения $E(B-V) \simeq 0.2$ в галактике, а также их возраста и звездной массы. Тем не менее, наилучшая модель предполагает, что родительская галактика GRB 181201А была неправильной (тип Irr). Модельный спектр излучения такой родительской галактики показан на рис. 9 в сравнении с результатами измерений.

Основные свойства галактики, наилучшим образом согласующейся с наблюдениями, представлены в табл. 10. Это молодая карликовая галактика, ее возраст и масса на порядок величины меньше возраста и массы галактики Большое Магелланово Облако (карликового спутника нашей Галактики). В таблице приведены значения абсолютной звездной величины этой галактики в четырех фильтрах,

Дата	Время ^а	Фильтр	Зв. величина	Поток	Телескоп
yy-mm-dd	hh:mm:ss	Фильтр	mag	мкЯн	телескоп
2016-07-24	08:33:41	z'	23.08 ± 0.45	2.089	Blanco 4m
2016-08-03	04:02:39	g'	24.32 ± 0.29	0.522	Blanco 4m
2017-07-19	04:14:36	r'	23.82 ± 0.43	0.900	Blanco 4m
2019-08-30	21:24:06	I^{6}	23.18 ± 0.27	1.201	ZTSh
2019-10-30	19:10:45	g'	23.87 ± 0.33	0.924	SALT
2019-10-30	19:11:42	r'	23.84 ± 0.39	0.923	SALT
2019-10-30	19:21:09	i'	$\geq \! 23.50$	≤ 1.150	SALT
2019-10-30	19:17:56	z'	≥ 22.80	$\leq\!\!2.704$	SALT
2020-07-18	22:23:09	V^{G}	23.93 ± 0.36	1.028	ZTSh
2020-08-18	21:56:21	B^6	24.02 ± 0.20	1.052	ZTSh
2020-09-22	19:30:52	R^6	23.65 ± 0.19	0.985	ZTSh

Таблица 9. Журнал и результаты оптических наблюдений родительской галактики GRB 181201A

^а Время середины экспозиции (UT).

⁶ Наблюдения в фильтрах фотометрической системы Vega.

полученные на основе измерений видимой величины телескопом ZTSh (табл. 9). Значения звездной величины были скорректированы на поглощение в Галактике.

ПРОЯВЛЕНИЕ СВЕРХНОВОЙ

Выше отмечалось, что начиная с 21 дня после регистрации GRB 181201А кривая блеска его

Таблица 10. Свойства родительской галактики всплеска GRB 181201A

Параметр	Значение	
Тип	Irr	
Покраснение $E(B-V)$	0.2	
Поглощение $A_{ m V}$	0.6^{a}	
Возраст	${\sim}1.7 \times 10^9$ лет	
Macca M	$\sim 1.2 \times 10^9 M_{\odot}$	
${ m SFR}^6$ \dot{M}	$\sim 1.0~M_{\odot}$ год $^{-1}$	
$M_{\mathrm{I}^{\mathrm{B}}}$	-19.0 ± 0.3	
$M_{ m R}{}^{ m \scriptscriptstyle B}$	-18.5 ± 0.2	
$M_{ m V}{}^{ m \scriptscriptstyle B}$	-18.3 ± 0.4	
$M_{ m B}{}^{ m \scriptscriptstyle B}$	-18.2 ± 0.2	

^а Принят закон поглощения, характерный для галактик с активным звездообразованием (Калцетти и др., 2000).

⁶ Темп звездообразования.

^в Абсолютная звездная величина с учетом поглощения в Галактике.

послесвечения, до этого спадающая по степенному закону с показателем степени $\alpha \simeq -1.2$, начала отклоняться сразу в нескольких фильтрах, демонстрируя избыток излучения. Белкиным и др. (2019а, 2019б) было высказано предположение о том, что наблюдаемый избыток связан с началом проявления сверхновой, вспышка которой была причиной гамма-всплеска.

Кривая блеска сверхновой

Для выделения кривой блеска избытка излучения нужно из полного потока, регистрируемого от источника всплеска, вычесть поток послесвечения всплеска и поток излучения родительской галактики.

Поток послесвечения GRB 181201А характеризовался степенным законом падения с показателем степени $\alpha \simeq -1.2$, как хорошо видно на рис. 7. Нормировка закона и точное значение степени, необходимые для аккуратного вычитания этой компоненты, были определены по участку кривой блеска в интервале между 1 и 4 днями после регистрации всплеска, затем этот закон был экстраполирован во временной промежуток предполагаемого проявления сверхновой. Вклад родительской галактики во время наших наблюдений GRB 181201А, очевидно, оставался постоянным; соответствующие ему значения звездной величины и плотности потока излучения в разных фильтрах приведены в табл. 9 и показаны на рис. 6 и 7 штрихпунктирными линиями.

Результат вычитания этих компонент излучения представлен на рис. 10. Было учтено поглощение

в Галактике и в родительской галактике. Видно, что в интервале 21-24 дня после регистрации всплеска по крайней мере в трех фильтрах r', i' и z' в измерениях действительно присутствует значимый избыток излучения, растущий со временем. Достоверность избытка излучения подтверждается рис. 11, на котором представлены отношения сигнала к шуму для каждой из точек кривой блеска (после вычитания спадающего степенным образом послесвечения).

На этом рисунке, помимо оптических точек, показаны также рентгеновские (отклонения измерений потока от степенного закона). Превышение рентгеновского потока над степенным законом на ранней (≤0.3 дня) стадии кривой блеска GRB181201A связано с продолжением его вспышечной активности (продленным излучением). Сильное, но менее значимое отклонение от степенного закона потока послесвечения было зарегистрировано телескопом XRT и на 127 день после всплеска (рис. 7 и 11). Попытки объяснить это отклонение были предприняты Ласкаром и др. (2019).

Избыток, обнаруженный на 21-24 дни после всплеска, действительно может быть интерпретирован как проявление сверхновой, явившейся причиной GRB 181201А. Рост потока излучения сверхновой на масштабе десятков дней происходит в результате расширения непрозрачной оболочки (сброшенных в момент взрыва верхних слоев предсверхновой) и мощного энерговыделения в ее центре из-за распада радиоактивного ⁵⁶Со, образовавшегося из короткоживущего радиоактивного изотопа ⁵⁶Ni, синтезированного при взрыве. Для подтверждения возможности такой интерпретации избытка и определения наблюдательных параметров сверхновой нами была проведена подгонка представленных на рис. 10 данных в фильтрах i' и r' модельной кривой блеска известной сверхновой SN 2013dx, ассоциированной с гамма-всплеском GRB 130702A (Вольнова и др., 2017). Кривые блеска сверхновой SN 2013dx в этих фильтрах получены в результате гидродинамического моделирования кодом STELLA (Блинников и др., 1998, 2006: Блинников, Бартунов, 2011) процесса разлета ее оболочки и сравнения теоретических кривых блеска с данными фотометрических наблюдений.

Аппроксимацию кривой блеска сверхновой можно было бы провести, используя одну из уместных аналитических функций (например, Базин и др., 2011; см. подробнее Приложение). К сожалению, число выполненных фотометрических измерений кривой блеска GRB 181201А во время фазы сверхновой было недостаточным для проведения такой процедуры. Выполнить дополнительные наблюдения тоже было нельзя изза ухода кульминации источника в дневную часть суток. Кривые блеска сверхновых SN 2013dx и SN/GRB 181201A, конечно, совсем не обязаны совпадать сколько-нибудь точно, но их сопоставление даже при имеющемся скудном наборе данных кажется осуществимым.

Для подгонки представленных на рис. 10 фотометрических данных, относящихся к сверхновой SN/GRB 181201А, модельная кривая блеска SN 2013dx была приведена к системе отсчета наблюдателя для SN/GRB 181201А. а затем сдвинута относительно момента регистрации всплеска. Параметр сдвига (время, на которое потребовалось сдвинуть максимум кривой) был найден путем минимизации отклонения модельных кривых блеска от измеренных фотометрических значений. Сдвиг составил 14 ± 5.6 и 15 ± 2.1 дней для фильтров r' и *i* соответственно. Результат подгонки приведен на рис. 10 сплошными линиями. Значения сдвига совпадают в пределах ошибок. Вообще говоря, такую подгонку необходимо проводить, используя сразу все полученные кодом STELLA многоцветные кривые блеска. Но в нашем случае кривые были измерены лишь в двух фильтрах, причем в фильтре r' не слишком точно. Ошибки фотометрии в этом фильтре ведут к большой неопределенности в определении положения максимума соответствующей кривой. Поэтому, для определения параметров сверхновой лучше использовать лишь результаты подгонки данных измерений в фильтре *i*'.

Центр полосы пропускания фильтра i', в котором проводились наблюдения, примерно соответствует центру полосы пропускания фильтра V в системе отсчета источника, что позволяет оценить абсолютную звездную величину сверхновой $M_{\rm V}$. В свою очередь это дает возможность уточнить некоторые параметры кривой блеска сверхновой SN/GRB 181201A:

- Время от начала всплеска до максимума кривой блеска сверхновой в фильтре *i*' в системе отсчета наблюдателя: T_{max} – T₀ = = 28.9 ± 2.1 дней;
- Абсолютную звездную величину в фильтре *V* в максимуме блеска сверхновой с учетом поглощения в Галактике и родительской га-лактике: *M_{V,max}* = -19.82(-0.14, +0.27).

Интересно сравнить полученные для SN/GRB 181201А параметры $T_{\text{max}} - T_0$ и $M_{V,\text{max}}$ с подобными параметрами других сверхновых, ассоциированных с GRBs. Используя результаты Кано (2012), Кано и др. (2014, 2017а,6), Оливареса и др. (2015), Бекерра и др. (2017), Иззо и др.



Рис. 9. Сравнение наблюдаемого спектра родительской галактики GRB 181201A (заштрихованные кружки) с наилучшим модельным спектром, соответствующим типу галактики Irr, возрасту 1.7×10^9 лет и звездной массе $M = 1.2 \times 10^9 M_{\odot}$ (сплошная линия и полые кружки).

(2019), можно построить распределение выборки известных сверхновых SN/GRB по этим параметрам (рис. 12).³ Видно, что время достижения максимума блеска сверхновых от момента регистрации гамма-всплеска в системе отсчета источника меняется в широком диапазоне от 8 до 22 дней. Этот диапазон отражает различие физических параметров сверхновых. Положение сверхновой SN/GRB 181201А на рисунке (красная звездочка) хорошо согласуется с распределением по этим параметрам других SN/GRB, свидетельствуя в то же время, что это одна из самых ярких и долгих (с самым длительным временем достижения максимума блеска) сверхновых из выборки. Отметим, что использованная нами для сравнения кривых блеска SN 2013dx, ассоциированная с гамма-всплеском GRB 130702A, находится в самом центре распределения SN/GRBs на этом рисунке (красный квадратик), т.е. это наиболее характерная сверхновая этой выборки.

Попадание SN/GRB 181201А в область концентрации других SN/GRB на рисунке подтверждает, что объяснение избытка излучения в поздней (>21 дня с момента всплеска) кривой блеска GRB 181201А проявлением сверхновой было верным. Данный всплеск стал еще одним случаем фотометрического подтверждения сверхновой, ассоциированной с GRB, и 22 случаем, в котором у сверхновой удалось определить момент достижения максимума блеска и соответствующую ему абсолютную звездную величину.

Спектр излучения сверхновой

Используя квазиодновременные наблюдения в фильтрах q', r', i', z', выполненные на ~ 22 день после регистрации GRB 181201А. можно попытаться построить широкополосный оптический спектр сверхновой. В системе отсчета источника всплеска наблюдения были выполнены за ~5.1 дней до достижения максимума кривой блеска модельной сверхновой. Напомним, что модель основывалась на статистически обеспеченных многоцветных кривых блеска сверхновой SN 2013dx (Вольнова и др., 2017). Спектр SN 2013dx был измерен примерно в то же время, что и спектр сверхновой, связанной с GRB 181201А, т.е. за ~5.1 дней до максимума блеска в системе отсчета сверхновой (ее красное смещение z = 0.145). Соответственно у нас есть возможность сравнить спектры излучения этих сверхновых (см. рис. 13).

Рисунок показывает, что спектр излучения сверхновой, связанной с GRB 181201А, хотя и являлся более мягким, чем спектр SN 2013dx, в целом имел похожую форму, характерную для спектров непрерывного (почти чернотельного) излучения сверхновых до момента просветления их оболочки. Различие в эффективных температурах, характеризующих спектры сверхновых, может быть связано с различиями в их параметрах

³ Аналогичное распределение, но с меньшим числом сверхновых было получено в работе Лю и др. (2018).



Рис. 10. Кривая блеска сверхновой, связанной с GRB 181201А (поток в мЯн в разных фильтрах). По горизонтальной оси отложено время от момента регистрации всплеска до середины экспозиции наблюдения. Розовым, черным, красным и зелеными цветами обозначены значения потока в фильтрах z', i', r' и g'. В фильтре g' излучение сверхновой над уровнем послесвечения почти не проявилось, поэтому приведен 3σ -верхний предел на поток. Все данные были скорректированы на поглощение в Галактике и родительской галактике. Сплошными линиями показаны модельные (рассчитанные программой STELLA) кривые блеска сверхновой SN 2013dx в фильтрах i' и r', подогнанные к значениям потока, измеренным для данной сверхновой.



Рис. 11. Отклонение результатов измерений потока излучения в направлении GRB 181201A от степенного закона, описывающего стадию послесвечения всплеска, выраженное в стандартных отклонениях (σ). Розовый, черный, красный и зеленый цвета соответствуют измерениям в фильтрах z', i', r' и g', синие звездочки — в мягком рентгеновском диапазоне.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020



Рис. 12. Распределение сверхновых, связанных с гамма-всплесками, по времени достижения максимума блеска (от момента регистрации всплеска T_0) и максимальной достигнутой абсолютной звездной величине в фильтре V в системе отсчета источника. Квадратиками обозначено положение сверхновых из работы (Кано и др., 2017а), треугольниками — из работ Кано и др. (2014, 20176), Оливареса и др. (2015), Бекерра и др. (2017), Иззо и др. (2019). Красным цветом отмечены SN/GRB, исследовавшиеся группой IKI GRB-FuN.

(энергии взрыва, радиусе предсверхновой, массе сброшенной оболочки) или в ошибке (на ~2 дня), допущенной при определении времени достижении максимума блеска. Отметим, что, согласно нашим оценкам, в SN/GRB 181201А максимум блеска должен был наблюдаться на ~15 дней позже максимума блеска SN 2013dx, что может быть признаком более плотной (массивной) оболочки этой сверхновой. Мягкость спектра ее излучения в этом случае кажется естественной.

Интересно сравнить спектр излучения GRB 181201А, полученный на этапе роста потока от сверхновой (рис. 13), со спектром всплеска, полученным на этапе послесвечения (рис. 14). Отметим, что последний спектр — прямо измеренный, т.е. он дан в системе отсчета наблюдателя, тогда как первый — в системе отсчета источника. Несмотря на некоторое, связанное с этим, отличие в представлении спектров (амплитуде потока и диапазоне его изменения), видно, что спектры сильно отличаются по своей форме: спектр сверхновой — тепловой (чернотельный), заваливающийся на высоких энергиях, тогда как спектр послесвечения — жесткий, степенной во всем диапазоне энергий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время у ~70% "длинных" ($T_{90} \gtrsim 2 \text{ c}$) GRBs с красным смещением $z \lesssim 0.5$ обнаруживают сверхновую. Отсутствие видимых SNe у оставшихся GRBs объясняют слабостью потока их излучения, а также мощным послесвечением, препятствующим выделению их вклада из общей кривой блеска. За год регистрируется 3–6 близких всплесков с такими z. Шансов обнаружить SN у более далекого всплеска почти нет.

Понятно, почему выборка известных GRBs, связанных с SNe, пока невелика (фотометрически подтверждены сверхновые у 30 GRBs, кроме того, известны 23 GRBs, у которых SNe выявлены спектроскопически; частично эти две группы перекрываются). Лишь для немногих из таких SNe удалось получить достаточно детальную кривую блеска, еще реже — кривую в нескольких фильтрах. Тем не менее открытие у всплеска SN и ее изучение



Рис. 13. Сравнение спектров излучения сверхновых SN/GRB 181201А (красные треугольники) и SN 2013dx (черные квадраты). В обоих случаях спектры измерялись на стадии роста яркости сверхновой за ~5.1 дней до достижения максимума блеска. Спектры приведены в системах отсчета сверхновых в предположении, что наблюдатель находится на расстоянии 10 пк.

способны заметно обогатить и продвинуть вперед исследования феномена GRBs. Именно поэтому для каждого зарегистрированного близкого GRB необходимо организовывать последующие интенсивные наблюдения с целью поиска связанной с ним сверхновой и возможного увеличения их выборки.

Нам в результате проведенной кампании по организации всесторонних наблюдений достаточно близкого GRB 181201А (z = 0.45) во время его активной фазы и в течение ~24 дней после всплеска удалось обнаружить и добавить в эту выборку еще одну связанную с всплеском сверхновую. Таким образом, теперь в выборку входит 31 ассоциированная с GRBs фотометрически определенная сверхновая.

В работе подробно описаны проведенные в ходе этой кампании наблюдения и анализ полученных в них данных. В частности, были проведены (проанализированы):

- рентгеновские и мягкие гамма-наблюдения всплеска телескопами IBIS/ISGRI, SPI и SPI-ACS орбитальной обсерватории гамма-лучей INTEGRAL во время его активной фазы;
- оптические наблюдения послесвечения всплеска восемью наземными телескопами сети IKI GRB-FuN в разных фильтрах;
- рентгеновские наблюдения послесвечения в диапазоне 0.3–10 кэВ телескопом XRT ор-



Рис. 14. Широкополосный спектр оптического излучения GRB 181201А во время стадии послесвечения. Спектр приведен в системе отсчета наблюдателя на ~6.7 день после регистрации всплеска.

битальной обсерватории Swift им. Нейла Джерелса⁴;

- радионаблюдения послесвечения всплеска на частоте 37 ГГц телескопом РТ-22 (КрАО, Симеиз)⁵;
- оптические наблюдения телескопом Gemini North в разных фильтрах посвечения всплеска в поздней фазе его кривой блеска (21-24 дни), позволившие обнаружить появление сверхновой;
- 6) оптические наблюдения родительской галактики всплеска спустя ≥8 месяцев после момента его регистрации, когда послесвечение и сверхновая уже погасли, а также анализ архивных данных наблюдений области галактики в 2016–2017 гг. камерой DECam 4-м телескопа Blanco (СТІО, Чили).

По данным этих наблюдений и инициированного ими теоретического рассмотрения и моделирования сделаны следующие выводы:

 Временной профиль всплеска во время его активной фазы состоял из двух раздельных эпизодов жесткого рентгеновского и гаммаизлучения: слабого первого и яркого второго, каждый эпизод сопровождался продленным излучением. Лишь обсерватория

⁴ Впервые проведен анализ всей совокупности данных наблюдений послесвечения GRB 181201А этим телескопом.

⁵ Наблюдения на этой частоте (37 ГГц) дополняют результаты радионаблюдений, представленные Ласкаром и др. (2019).

INTEGRAL смогла зарегистрировать первый эпизод. Его длительность на полувысоте амплитуды максимального потока $T_{50} \simeq 19$ с была вдвое дольше длительности второго эпизода $T_{50} \simeq 9$ с (по данным телескопа SPI, см. табл. 1). В действительности второй эпизод представлял собой наложение двух импульсов излучения: узкого высокого и широкого низкого, поэтому длительность, измеренная у его основания, $T_{100} \simeq 152$ с даже превышала соответствующую длительность первого эпизода $T_{100} \simeq 78$ с.

- Поток продленного жесткого рентгеновского и гамма-излучения падал степенным образом, причем скорость падения (показатель степени α) была в обоих эпизодах одинакова (α ≃ −3) и близка к скорости падения потока продленного излучения, найденного при статистическом анализе большой выборки "длинных" гамма-всплесков (Мозгунов и др., 2021).
- 3. Форма спектров жесткого излучения в двух эпизодах активности значительно различалась: в первом эпизоде спектр в диапазоне 20-100 кэВ был жестким степенным (и не имел ничего общего со спектром теплового излучения, типа спектра, наблюдавшемуся в первом эпизоде излучения яркого GRB 160625В, Жанг и др., 2018), во втором эпизоде спектр был более мягким, с ясно выраженным квазиэкспоненциальным завалом на высоких энергиях; он мог быть успешно аппроксимирован законом Бэнда и др. (1993), широко использующимся для описания спектров GRBs. Первый эпизод можно рассматривать как прекурсор гаммавсплеска GRB 181201А.
- Послесвечение всплеска в период с ~0.5 до ~20 дней после момента его регистрации во всех оптических фильтрах, а также мягком рентгеновском и радиодиапазонах подчинялось единому степенному закону падения потока излучения с показателем степени ~1.2.
- 5. Благодаря квазиодновременным наблюдениям послесвечения всплеска в рентгеновском, оптическом и радиодиапазонах через ~6.7 дней после его регистрации, реконструирован широкополосный спектр послесвечения, подтвержден его степенной характер, но также наличие в нем излома. Положение излома (параметр *v*_m синхротронной модели послесвечения, Сари и др., 1998) попадало в область частот ≲3 × 10¹⁴ Гц.

- 6. Обнаружена родительская галактика всплеска. По данным ее многоцветной фотометрии, выполненной через 8 месяцев после всплеска, а также анализа архивных данных наблюдений этой области в 2016-2017 гг. камерой DECam телескопа Blanco получен широкополосный оптический спектр галактики, проведено его моделирование, определены тип галактики и ее основные свойства, в частности, межзвездное поглощение в ней на луче зрения к источнику всплеска. Величина поглощения в родительской галактике и потоки ее излучения в разных фильтрах были затем использованы при восстановлении широкополосного спектра сверхновой и при оценке величины потока излучения в максимуме кривой ее блеска.
- 7. Поздние (в интервале $T T_0 \sim 21 24$ дня) наблюдения источника всплеска, выполненные телескопом Gemini North. выявили статистически достоверное превышение потока излучения над затухающим послесвечением (его степенной экстраполяцией в эту эпоху). Вклад излучения родительской галактики был вычтен из полного потока (на 21 день он составлял менее 12% от всего потока в фильтре r'). Кривая блеска избытка излучения, скорректированная на поглощение в родительской и нашей галактиках, была сопоставлена с модельной кривой блеска сверхновой SN 2013dx, ассоциированной с GRB 130702А, и продемонстрировала хорошее согласие с ней. Таким образом, было показано, что наблюдаемый избыток излучения с большой вероятностью был связан с проявлением сверхновой, являвшейся причиной гамма-всплеска GRB 181201А.
- 8. Уход кульминации источника всплеска в дневную часть суток не позволил построить детальную кривую блеска обнаруженной сверхновой, однако, в результате выполненного сравнения с кривой блеска SN 2013dx были определены два важных параметра сверхновой SN/GRB 181201А: положение максимума ее блеска в фильтре V относительно момента регистрации всплеска (в системе отсчета источника) и соответствующая максимальная абсолютная звездная величина сверхновой M_{V,max}. Положение SN/GRB 181201А на распределении по таким параметрам всех других известных SNe, связанных с GRBs, показало их хорошее согласие. Это подтверждает открытие нами сверхновой, ассоциированной с данным гамма-всплеском. Возможно, сверхновая

Функция	$T_{ m max},^{ m a}$ дни	Время до T_{\max} , ⁶ дни	Время после T_{\max} , в дни	$\chi^2/{ m d.o.f.}$
(1)	0.09	от начала наблюдений	до конца наблюдений	<1.1
(2)	-0.29	от начала наблюдений	57.0	<1.1
(3)	-0.39	6.5	5.6	<1.1
(4)	-0.26	6.7	7.7	<1.1

Таблица 11. Точность аппроксимации кривой блеска сверхновой аналитическими функциями

^а Отличие реального от модельного (полученного в результате аппроксимации аналитической функцией) значения времени максимума кривой блеска.

⁶ Временной интервал корректности аппроксимации перед максимумом.

^в Временной интервал корректности аппроксимации после максимума.

SN/GRB 181201А является одной из самых длительных (по времени достижения максимума блеска) и самых ярких сверхновых этой выборки.

9. Реконструированный по данным многоцветной фотометрии на ~22 день после регистрации всплеска широкополосный спектр излучения SN/GRB 181201А оказался тепловым и, хотя и более мягким, в целом похожим на спектр SN 2013dx, измеренный на той же стадии роста кривой блеска (~5.1 день до достижения максимума в системе отсчета источника). Он разительно отличается от жесткого степенного спектра послесвечения GRB 181201A, что подтверждает интерпретацию зарегистрированного избытка излучения в направлении источника GRB 181201A, как начала проявления вызвавшей всплеск сверхновой.

Наряду с реализованным в данной работе прямым сравнением кривой блеска обнаруженной SN с кривыми блеска ранее изученных SNe для ее аппроксимации можно использовать аналитические функции (например, Базин и др., 2011). Приведенный в Приложении анализ использования четырех таких функций для аппроксимации кривой блеска сверхновой SN 2013dx показал, что простые двухпараметрические функции позволяют аппроксимировать кривую блеска сверхновой лишь в окрестности ее максимума. Если число фотометрических измерений потока сверхновой мало и измерения сделаны лишь на стадии роста кривой блеска, использование таких функций нецелесообразно.

Работа основана на данных наблюдений международной астрофизической обсерватории гаммалучей INTEGRAL (полученных через ее Российский и Европейский центры научных данных) и обсерватории Swift им. Нейла Джерелса (полученных через ее Центр научных данных в Университете Лейкестера, Великобритания). Использованы данные наблюдений камеры DECam телескопа Blanco обсерватории CTIO (DECaLS; проект NSF OIR Lab 2014B-0404; рук.: Д. Шлегель и А. Дей).

С.О. Белкин, А.С. Позаненко, Е.Д. Мазаева, А.А. Вольнова и П.Ю. Минаев благодарны Российскому фонду фундаментальных исследований (проект 17-52-80139) за частичную финансовую поддержку анализа данных оптических наблюдений послесвечения всплеска, С.А. Гребенев и И.В. Человеков — Российскому научному фонду (проект 18-12-00522) за частичную финансовую поддержку анализа данных рентгеновских и гамма-наблюдений всплеска, С.И. Блинников этому же проекту за поддержку его исследования кривой блеска сверхновой, обнаруженной на месте всплеска. И.В. Рева благодарит за поддержку Программу целевого финансирования BR 05336383 Аэрокосмического комитета Министерства цифрового развития, инноваций и аэрокосмической промышленности Республики Казахстан, Н.Я. Инасаридзе — грант RF-18-1193 Научного фонда им. Шота Руставели. Авторы благодарны Центру коллективного пользования "Терскольская обсерватория" Института астрономии РАН (ИНА-САН) за проведение наблюдений на телескопе Zeiss-1000 (I) на горе Кошка Симеизской обсерватории ИНАСАН. Анализ данных наблюдений радиотелескопа РТ-22 поддержан грантом РФФИ 19-29-11027.

ПРИЛОЖЕНИЕ

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ КРИВОЙ БЛЕСКА СВЕРХНОВОЙ

В работе оценка параметров сверхновой, связанной с GRB 181201А, (положение максимума кривой блеска и его амплитуда), осуществлялась путем подгонки к данным фотометрических измерений модельной кривой блеска ранее хорошо

864 БЕЛКИН и др. 0.003 0.003 (a) (b) 0.002 0.002 0.001 0.001 F, mJy10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 10 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 0.003 0.003 (c) (d) 0.002 0.002 0.001 0.001 25 15 20 25 30 35 40 45 50 55 60 15 20 30 35 40 55 60 10 10 45 50 $t - T_0$, days

Рис. 15. Аппроксимация (зеленые кривые) болометрической кривой блеска сверхновой SN 2013dx (черные точки, см. Вольнова и др., 2017) разными аналитическими функциями: (а) функцией Базина (Базин и др., 2011), (b) полиномом четвертой степени, (c) параболой (Бьянко и др., 2014) и (d) логнормальным распределением. Выбранная модельная функция показана сплошной линией во временном интервале, где она хорошо описывает кривую блеска (значение нормированного на число степеней свободы $\chi^2 \lesssim 1.1$), штриховой линией — в интервалах, где она описывает кривую блеска неудовлетворительно.

изученной сверхновой SN 2013dx/GRB 130702A (Вольнова и др., 2017). В случае достаточного количества измерений (числа точек на кривой блеска) для определения параметров сверхновой могут быть использованы и аналитические функции. На рис. 15 показан результат аппроксимации болометрической кривой блеска SN 2013dx (Вольнова и др., 2017) разными функциями. Использовались следующие функции:

функция Базина (Базин и др., 2011):

$$f_1(t) = A + B \frac{\exp[-(t - t_0)/\tau_{\text{fall}}]}{1 + \exp[-(t - t_0)\tau_{\text{rise}}]}$$

• полином четвертой степени:

$$f_2(t) = A + Bt + Ct^2 + Dt^3 + Et^4;$$

полином второй степени (Бьянко и др., 2014):

$$f_3(t) = A + Bt + Ct^2;$$

• логнормальная функция:

$$f_4(t) = A + \frac{B}{\omega} \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{2\log^2(t/t_0)}{\omega^2}\right].$$

Из рис. 15 можно понять, насколько хорошо приведенные функции способны аппроксимировать кривую блеска сверхновой. В табл. 11 дополнительно представлены параметры, характеризующие качество такой аппроксимации. Видно, в частности, что функция Базина, полученная эмпирическим путем для моделирования кривых блеска сверхновых, позволяет аппроксимировать кривую МНОГОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ГАММА-ВСПЛЕСКА GRB 181201А

блеска SN 2013dx наилучшим образом в течение всего периода ее активности. Неплохо можно описать долговременную кривую блеска сверхновой и с помощью полинома четвертой степени. Функции с меньшим числом параметров успешно описывают лишь ближайшую окрестность максимума кривой блеска в интервале ± 6.5 дней. Их можно использовать лишь для приближенного (~0.5 дня) определения времени достижения этого максимума.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Аримото и др. (M. Arimoto, M. Axelsson, and M. Ohno), GCN Circ. **23480**, 1 (2018).
- Арнотс и др. (S. Arnouts, S. Cristiani, L. Moscardini, S. Matarrese, F. Lucchin, A. Fontana, and E. Giallongo), MNRAS 310, 540 (1999).
- 3. Базин и др. (G. Bazin, V. Ruhlmann-Kleider, N. Palanque-Delabrouille, J. Rich, E. Aubourg, P. Astier, C. Balland, S. Basa, et al.), Astron. Astrophys. **534**, A43 (2011).
- 4. Бекерра и др. (R.L. Becerra, A.M. Watson, W.H. Lee, N. Fraija, N.R. Butler, J.S. Bloom, J.I. Capone, A. Cucchiara, et al.), Astrophys. J. **837**, 116 (2017).
- 5. Белкин и др. (S. Belkin, A. Pozanenko, E. Mazaeva, A. Volnova, and M. Krugov), GCN Circ. 23485, 1 (2018а).
- Белкин и др. (S. Belkin, I. Reva, A. Pozanenko, A. Volnova, E. Mazaeva, A. Kusakin, M. Krugov, and D. Buckley), GCN Circ. 23514, 1 (20186).
- Белкин и др. (S. Belkin, E. Mazaeva, A. Pozanenko, P. Minaev, A. Volnova, N. Tominaga, S. Blinnikov, D. Chestnov, et al.), GCN Circ. 23601 (2019a).
- Белкин и др. (S. Belkin, A. Pozanenko, E. Mazaeva, A. Volnova, P. Minaev, N. Tominaga, S. Blinnikov, D. Chestnov, et al.), Proc. of the XXI International Conference DAMDID/RCDL-2019 (eds. A. Elizarov, B. Novikov, S. Stupnikov, Kazan, Russia, October 15–18, 2019), CEUR-WS 2523, 244 (20196).
- 9. Блинников, Бартунов (S.I. Blinnikov and O.S. Bartunov), Astrophys. Source Code Lib., 1108.013. 1, 08013 (2011).
- 10. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitovs, S.E. Woosley), Astrophys J. **496**, 454 (1998).
- Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, M. Stritzinger), Astron. Astrophys. 453, 229 (2006).
- 12. Болмер, Шади (J. Bolmer and P. Schady), GCN Circ. **23486**, 1 (2018).
- 13. Бьянко и др. (F.B. Bianco, M. Modjaz, M. Hicken, A. Friedman, R.P. Kirshner, J.S. Bloom, P. Challis, G.H. Marion, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **213**, 19 (2014).
- 14. Бэнд и др. (D. Band, J. Matteson, L. Ford, B. Schaefer, D. Palmer, B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, W. Paciesas, et al.), Astrophys. J. **413**, 281 (1993).

- 15. Ведренн и др. (G. Vedrenne, J.-P. Roques, V. Schönfelder, P. Mandrou, G.G. Lichti, A. von Kienlin, B. Cordier, S. Schanne, et al.), Astron. Astrophys. **411**, L63 (2003).
- Винклер и др. (С. Winkler, T.J.-L. Courvoisier, G. Di Cocco, N. Gehrels, A. Gimenez, S. Grebenev, W. Hermsen, J.M. Mas-Hesse, et al.), Astron. Astrophys. 411, L1 (2003).
- 17. Вольнова и др. (A.A. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozananko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), MNRAS **467**, 3500 (2017).
- 18. Вольнова и др. (A. Volnova, E. Mazaeva, D. Buckley, and A. Pozanenko), GCN Circ. **23477**, 1 (2018a).
- Вольнова и др. (A. Volnova, E. Mazaeva, S. Belkin, D. Buckley, M. Krugov, and A. Pozanenko), GCN Circ. 23497, 1 (20186).
- 20. Вольнова и др. (A. Volnova, A. Pozanenko, E. Mazaeva, et al.), Proc. of the XXII International Conference DAMDID/RCDL-2020 (eds. O.A. Kozaderov, V.N. Zakharov, Voronezh, Russia, October 13-16, 2020), CCIS, in press (2020).
- 21. Галама и др. (T.J. Galama, P.M. Vreeswijk, J. van Paradijs, C. Kouveliotou, T. Augusteijn, H. Böhnhardt, J.P. Brewer, V. Doublier, et al.), Nature **395**, 670 (1998).
- 22. Грайнер и др. (J. Greiner, P.A. Mazzali, D.A. Kann, T. Krühler, E. Pian, S. Prentice, E.F. Olivares, A. Rossi, et al.), Nature **523**, 189 (2015).
- 23. Дей и др. (A. Dey, D.J. Schlegel, D. Lang, R. Blum, K. Burleigh, X. Fan, J.R. Findlay, D. Finkbeiner, et al.), Astron. J. **157**, 168 (2019).
- 24. Джерельс и др. (N. Gehrels, G. Chincarini, P. Giommi, K.O. Mason, J.A. Nousek, A.A. Wells, N.E. White, S.D. Barthelmy, et al.), Astrophys. J. 611, 1005 (2004).
- 25. Жанг и др. (B.-B. Zhang, B. Zhang, A.J. Castro-Tirado, Z.G. Dai, P.-H. T. Tam, X.-Y. Wang, Y.-D. Hu, S. Karpov, et al.), Nat. Astron. **2**, 69 (2018).
- 26. Ивамото и др. (К. Iwamoto, P.A. Mazzali, K. Nomoto, H. Umeda, T. Nakamura, F. Patat, I.J. Danziger, T.R. Young, et al.), Nature **395**, 672 (1998).
- 27. Иззо и др. (L. Izzo, A. de Ugarte Postigo, D.A. Kann, D.B. Malesani, K.E. Heintz, N.R. Tanvir, V. D'Elia, K. Wiersema, et al.), GCN Circ. **23488**, 1 (2018).
- 28. Иззо и др. (L. Izzo, A. de Ugarte Postigo, K. Maeda, C.C. Thöne, D.A. Kann, M. Della Valle, A. Sagues Carracedo, M.J. Michalowski, et al.), Nature **565**, 324 (2019).
- 29. Илберт и др. (O. Ilbert, S. Arnouts, H.J. McCracken, M. Bolzonella, E. Bertin, O. Le Févre, Y. Mellier, G. Zamorani, et al.), Astron. Astrophys. **457**, 841 (2006).
- 30. Калцетти др. (D. Calzetti, L. Armus, R.C. Bohlin, A.L. Kinney, J. Koornneef, and T. Storchi-Bergmann), Astrophys. J. **533**, 682 (2000).
- 31. Канн др. (D.A. Kann, P. Schady, F.E. Olivares, S. Klose, A. Rossi, D.A. Perley, T. Krühler, J. Greiner, et al.), Astron. Astrophys. **624**, A143 (2019).

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

- 32. Кано (Z. Cano), PhD theses, Liverpool John Moores University, arxiv.org/pdf/1208.0307.pdf (2012).
- Кано и др. (Z. Cano, D. Bersier, C. Guidorzi, S. Kobayashi, A.J. Levan, N.R. Tanvir, K. Wiersema, P. D'Avanzo, et al.), Astrophys. J. 740, 41 (2011a).
- Кано и др. (Z. Cano, D. Bersier, C. Guidorzi, R. Margutti, K.M. Svensson, S. Kobayashi, A. Melandri, K. Wiersema, A. Pozanenko, et al.), MNRAS 413, 669 (20116).
- 35. Кано и др. (Z. Cano, A. de Ugarte Postigo, A. Pozanenko, N. Butler, C.C. Thöne, C. Guidorzi, T. Krühler, J. Gorosabel, et al.), Astron. Astrophys. **568**, id. A19 (2014).
- 36. Кано и др. (Ż. Cano, A. de Ugarte Postigo, D. Perley, T. Krühler, R. Margutti, M. Friis, D. Malesani, P. Jakobsson, et al.), MNRAS **452**, 1535 (2015).
- 37. Кано и др. (Z. Cano, L. Izzo, A. de Ugarte Postigo, et al.), Astron. Astrophys. **605**, id. A107 (2017a).
- 38. Кано и др. (Z. Cano, S.-Q. Wang, Z.-G. Dai, and X.-F. Wu), Adv. Astron. **2017**, id. 8929054 (20176).
- фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, V. Beckmann, A. Rau, N. Arend, K. Bennett, B. McBreen, P. Connell, S. Deluit, et al.), Astron. Astrophys. 411, L299 (2003a).
- 40. фон Кинлин и др. (A. von Kienlin, N. Arend, G.G. Lichti, A.W. Strong, and P. Connell), Proc. SPIE "X-ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy" (Eds. J. E. Truemper and H. D. Tananbaum) 4851, 1336 (20036).
- 41. Конг (А.К.Н. Kong), GCN Circ. 23475, 1 (2018).
- 42. Кошут и др. (Т.М. Koshut, W.S. Paciesas, C. Kouveliotou, J. van Paradijs, G.N. Pendleton, G.J. Fishman, and C.A. Meegan), Astrophys. J. **463**, 570 (1996).
- Кувелиоту и др. (С. Kouveliotou, С.А. Meegan, G.J. Fishman, N.P. Bhat, M.S. Briggs, T.M. Koshut, W.S. Paciesas, and G.N. Pendleton), Astrophys. J. 413, L101 (1993).
- 44. Кулкарни и др. (S.R. Kulkarni, D.A. Frail, M.H. Wieringa, R.D. Ekers, E.M. Sadler, R.M. Wark, J.L. Higdon, E.S. Phinney, and J.S. Bloom), Nature **395**, 663 (1998).
- Курвазье и др. (T.J.-L. Courvoisier, R. Walter, V. Beckmann, A.J. Dean, P. Dubath, R. Hudec, P. Kretschmar, S. Mereghetti, et al.), Astron. Astrophys. 411, L53 (2003).
- Лабанти и др. (С. Labanti, G. Di Cocco, G. Ferro, F. Gianotti, A. Mauri, E. Rossi, J.B. Stephen, A. Traci, and M. Trifoglio), Astron. Astrophys. 411, L149 (2003).
- 47. Ласкар и др. (T. Laskar, H. van Eerten, P. Schady, C.G. Mundell, K.D. Alexander, R.B. Duran, E. Berger, J. Bolmer, et al.), Astrophys. J. 884, 121 (2019).
- Лебран и др. (F. Lebrun, J.P. Leray, P. Lavocat, J. Crètolle, M. Arqués, C. Blondel, C. Bonnin, A. Bouére, et al.), Astron. Astrophys. 411, L141 (2003).
- 49. Люидр. (H.-J. Lü, L. Lan, B. Zhang, E.-W. Liang, D.A.Kann, S.-S. Du, and J. Shen), Astrophys. J. 862, 130 (2018).

- 50. Мазаева и др. (Е. Mazaeva, A. Volnova, A. Pozanenko, I. Nikolenko, A. Novichonok, and I. Molotov), GCN Circ. **23479**, 1 (2018а).
- 51. Мазаева и др. (E. Mazaeva, E. Klunko, S. Belkin, A. Volnova, and A. Pozanenko), GCN Circ. 23522, 1 (20186).
- 52. Мазаева и др. (Е. Mazaeva, А. Pozanenko, and P. Minaev), Int. J. Mod. Phys. D **27**, 1844012 (2018в).
- 53. Мазетти и др. (N. Masetti, E. Palazzi, E. Pian, L. Hunt, J. P. U. Fynbo, J. Gorosabel, S. Klose, S. Benetti, et al.), Astron. Astrophys. **438**, 841 (2005).
- 54. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, D. Götz, J. Borkowski, R. Walter and H. Pedersen), Astron. Astrophys. **411**, L291 (2003).
- 55. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, D. Götz, C. Ferrigno, E. Bozzo, V. Savchenko, L. Ducci, and J. Borkowski), GCN Circ. **23469**, 1 (2018a).
- 56. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, F. Pintore, D. Götz, C. Ferrigno, E. Bozzo, V. Savchenko, L. Ducci, and J. Borkowski), GCN Circ. **23471**, 1 (20186).
- 57. Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Лозников В.М., Астрофиз. Бюл. **65**, 343 (2010) [P.Yu. Minaev, et al. Astrophys. Bull. **65**, 326 (2010)].
- Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Мольков С.В., Фредерикс Д.Д., Голенецкий С.В., Письма в Астрон. журн. 38, 687 (2012) [P.Yu. Minaev et al., Astron. Lett. 38, 613 (2012)].
- Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Мольков С.В., Гребенев С.А., Письма в Астрон. журн. 40, 271 (2014) [P.Yu. Minaev et al., Astron. Lett. 40, 235 (2014)].
- 60. Минаев, Позаненко (Р.Yu. Minaev and A.S. Pozanenko), MNRAS **492**, 1919 (2020).
- 61. Мозгунов Г.Ю., Минаев П.Ю., Позаненко А.С., Письма в Астрон. журн. 47, в печати (2021) [G.Yu. Mozgunov et al., Astron. Lett. 47, in press (2021)].
- 62. Мэтисон и др., (Т. Matheson, P.M. Garnavich, K.Z. Stanek, D. Bersier, S.T. Holland, K. Krisciunas, N. Caldwell, P. Berlind, et al.), Astrophys. J. **599**, 394 (2003).
- 63. Нестеров Н.С., Вольвач А.Е., Стрепка И.Д., Письма в Астрон. журн. **26**, 249 (2000) [N.S. Nesterov et al., Astron. Lett. **26**, 204 (2000)].
- 64. Норрис и др. (J.P. Norris, J.T. Bonnell, D. Kazanas, J.D. Scargle, J. Hakkila, and T.W. Giblin), Astrophys. J. **627**, 324 (2005).
- 65. Оливарес и др. (E.F. Olivares, J. Greiner, P. Schady, S. Klose, T. Krühler, A. Rau, S. Savaglio, D.A. Kann, et al.), Astron. Astrophys. **577**, A44 (2015).
- 66. Пачинский (B. Paczynski), Astrophys. J. **494**, L45 (1998).
- 67. Пинторе и др. (F. Pintore, S. Mereghetti, D. Gotz, C. Ferrigno, E. Bozzo, V. Savchenko, L. Ducci, and J. Borkowski), GCN Circ **23472**, 1 (2018).
- 68. Подеста и др. (R. Podesta, C. Lopez and F. Podesta), GCN Circ. **23470**, 1 (2018).
- 69. Позаненко А.С. Румянцев В.В., Лозников В.М., Вольнова А.А., Шульга А.П., Письма в Астрон. журн. **34**, 163 (2008) [A.S. Pozanenko et al., Astron. Lett. **34**, 141 (2008)].

- Dluzhnevskaya, P.V. Kaigorodov, L.A. Kalinichenko, et al.). Astrophys. Bull. 71, 114 (2016). 82. Соллерман и др. (J. Sollerman, J.P.U. Fynbo, J. Gorosabel, J.P. Halpern, J. Hjorth, P. Jakobsson,
- **466**, 839 (2007).
- 80. Свинкин и др. (D. Svinkin, S. Golenetskii, R. Aptekar, D. Frederiks, M. Ulanov, A. Tsvetkova, A. Lysenko, A. Kozlova, and T. Cline), GCN Circ. 23495, 1 (2018). 81. Скворцов и др. (N.A. Skvortsov, E.A. Avvakumova,

70. Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Гребенев С.А., Че-

71. Пэйдж и др. (K.L. Page, A.P. Beardmore, V. D'Elia,

72. Райд и др. (F. Ryde, L. Borgonovo, S. Larsson,

73. Рамзи и др. (G. Ramsay, J. Lyman, K. Ulaczyk,

74. Рау и др. (A. Rau, A. von Kienlin, K. Hurley, and

75. Рау и др. (A. Rau, A. von Kienlin, K. Hurley, and

76. Рева и др. (I. Reva, M. Krugov, A. Volnova,

77. Ревнивцев М.Г., Сюняев Р.А., Варшалович Д.А.,

78. Рок и др. (J.P. Roques, S. Schanne, A. von Kienlin,

79. Сари и др. (R. Sari, T. Piran, and R. Narayan),

G.G. Lichti), Astron. Astrophys. 438, 1175 (2005).

E. Mazaeva, S. Belkin, and A. Pozanenko), GCN

Железняков В.В., Черепащук А.М., Лутовинов

А.А., Чуразов Е.М., Гребенев С.А., Гильфанов

М.Р., Письма в Астрон. журн. 30, 430 (2004) [M.G. Revnivtsev, et al., Astron. Lett. 30, 382 (2004)].

J. Knödlseder, R. Briet, L. Bouchet, Ph. Paul,

S. Boggs, et al.), Astron. Astrophys. 411, L91 (2003).

A. Levan, et al.), GCN Circ. 23503, 1 (2018).

G.G. Lichti), ESA-SP 552, 607 (2004).

Astrophys. 411, L331 (2003).

Circ. 23507, 1 (2018).

Astrophys. J. 497, L17 (1998).

(2019)].

(2018).

ловеков И.В., Письма в Астрон. журн. 45, 768

(2019) [A.S. Pozanenko, et al., Astron. Lett. 45, 710

A. D'Ai, A. Melandri, S.J. LaPorte, J.A. Kennea,

B. Sbarufatti, and P.A. Evans), GCN Circ 23474, 1

N. Lund, A. von Kienlin, and G. Lichti), Astron.

D. Steeghs, K. Wiersema, M. Dyer, B. Gompertz,

- D.O. Bryukhov, A.E. Vovchenko, A.A. Vol'nova, O.B.
- N. Mirabal, D. Watson, et al.), Astron. Astrophys.
- 83. Станек и др. (K.Z. Stanek, T. Matheson, P.M. Garnavich, P. Martini, P. Berlind, N. Caldwell,

- P. Challis, W.R. Brown, et al.), Astrophys. J. 591, L17 (2003).
- 84. Убертини и др. (P. Ubertini, F. Lebrun, G. Di Cocco, A. Bazzano, A.J. Bird, K. Broenstad, A. Goldwurm, G. La Rosa, et al.), Astron. Astrophys. 411, L131 (2003).
- 85. Фен и др. (С.С. Thöone, A. de Ugarte Postigo, C.L. Fryer, K.L. Page, J. Gorosabel, M.A. Aloy, D.A. Perley, C. Kouveliotou, et al.), Nature 480, 72 (2011).
- 86. Фенимор и др. (Е.Е. Fenimore, J.J.M. in't Zand, J.P. Norris, J.T. Bonnell, and R.J. Nemiroff), Astrophys. J. 448, L101 (1995).
- 87. Хайнтц и др. (K.E. Heintz, D.B. Malesani, and S. Moran-Kelly), GCN Circ. 23478, 1 (2018).
- 88. Хаккила, Прис (J. Hakkila and R.D. Preece), Astrophys. J. 740, 104 (2011).
- 89. Ханам и др. (T. Khanam, V. Sharma, A. Vibhute, V. Bhalerao, D. Bhattacharya, A.R. Rao, and S. Vadawale), GCN Circ. 23501, 1 (2018).
- 90. Хьорт и др. (J. Hjorth, J. Sollerman, P. Moller, J.P.U. Fynbo, S.E. Woosley, C. Kouveliotou, N.R. Tanvir, J. Greiner, et al.), Nature 423, 847 (2003).
- 91. Цай и др. (С. Cai, C.K. Li, X.B. Li, G. Li, J.Y. Liao, S.L. Xiong, C.Z. Liu, X.F. Li, et al.), GCN Circ. **23491**, 1 (2018).
- 92. Человеков И.В., Гребенев С.А., Позаненко А.С., Минаев П.Ю., Письма в Астрон. журн. 45, 683 (2019) [I.V. Chelovekov, et al., Astron. Lett. 45, 635 (2019)].
- 93. Шлафлай, Финкбайнер (E.F. Schlafly and D.P. Finkbeiner), Astrophys. J. 737, 103 (2011).
- 94. Шривастава и др. (S. Srivastava, H. Kumar, S. Otzer, K. De, V. Bhalerao, G.C. Anupama, and M. Kasliwal), GCN Circ. 23510, 1 (2018).
- 95. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, L.G. Tyler, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, L. Vetere, et al.) Astron. Astrophys. 469, 379 (2007).
- 96. Эванс и др. (P.A. Evans, A.P. Beardmore, K.L. Page, J.P. Osborne, P.T. O'Brien, R. Willingale, R.L.C. Starling, D.N. Burrows, et al.), MNRAS 397. 1177 (2009).

КАРТИРОВАНИЕ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ В СИСТЕМАХ ТИПА AM HER

© 2020 г. А. И. Колбин^{1,2*}, Н. В. Борисов¹

¹Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия ²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия Поступила в редакцию 25.08.2020 г. После доработки 04.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Описываются два алгоритма восстановления распределения аккреционных пятен по поверхности белых карликов в переменных типа AM Her. Оба алгоритма предполагают использование фотополяриметрических наблюдений. В первом используется предположение геометрической тонкости пятен, а путем описания наблюдательных данных находятся ориентация магнитного диполя белого карлика и положение аккреционного пятна. Во втором варианте проводится поиск непрерывного распределения яркости по звездной поверхности методом регуляризации Тихонова. Выполнены симуляции картирования аккреционных пятен обоими алгоритмами с демонстрацией их перспективности для изучения звезд типа AM Her.

Ключевые слова: звезды типа АМ Her, поляриметрия, аккреция.

DOI: 10.31857/S0320010820120025

ВВЕДЕНИЕ

Поляры (или переменные типа AM Her) представляют собой тесные двойные системы, где первичным компонентом является сильно замагниченный белый карлик ($B \sim 10 - 100$ МГс), а вторичным — холодная звезда главной последовательности, заполняющая свою полость Роша. Вторичный компонент инжектирует материал из окрестностей точки Лагранжа L₁ в полость Роша первичного компонента, где он начинает движение по баллистической траектории. После достижения области стагнации, где динамическое давление струи сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$). ионизированное вещество перетекает вдоль линий магнитного поля на поверхность аккретора. Благодаря сильному магнитному полю, область стагнации находится на достаточно большом удалении от белого карлика и не позволяет аккрецируемому веществу обернуться вокруг аккретора с образованием аккреционного диска.

При взаимодействии падающего со сверхзвуковой скоростью газа с поверхностью белого карлика образуется ударный фронт, после которого вещество разогревается до высоких температур ($T \sim$ ~10-50 кэВ) путем преобразования части кинетической энергии в тепловую. Высота ударного фронта над поверхностью звезды определяется темпом аккреции и эффективностью охлаждения газа в послеударной области. Существуют два основных механизма охлаждения вещества в послеударной области: тормозное рентгеновское излучение и циклотронное излучение в оптическом диапазоне. Согласно современным гидродинамическим расчетам, высота ударного фронта над поверхностью белого карлика в полярах составляет $H \sim 0.01-0.1 R_{WD} (R_{WD})$ – радиус белого карлика). Наименьшие значения H соответствуют высоким темпам аккреции и сильным магнитным полям, когда эффективность охлаждения рентгеновским и циклотронным излучением наиболее высока. Более подробно с физикой ударных областей в полярах можно ознакомиться в обзорной работе Ву (2000).

Согласно расчетам Мукаи (1988), взаимодействие падающего газа с поверхностью белого карлика происходит в довольно растянутой области. Это объясняется неоднородным распределением плотности в сечении струи, благодаря чему менее плотная оболочка "захватывается" магнитным полем на большом удалении от аккретора, а более плотное ядро проникает глубже в магнитосферу звезды. Таким образом, в случае малых Н ударную область можно рассматривать как протяженное пятно на поверхности белого карлика (далее аккреционное пятно). Восстановление же распределения аккреционных пятен по звездной поверхности может дать важную информацию о структуре аккреционной струи в ее сечении и об особенностях взаимодействия сверхзвуковой плазмы с магнитным полем в области стагнации.

^{*}Электронный адрес: kolbinalexander@mail.ru

В оптических спектрах поляров часто доминирует циклотронное излучение, рождающееся в аккреционном пятне. Кванты циклотронного излучения испускаются электронами, вращающимися вокруг линий магнитного поля на циклотронных частотах $\omega_c = eB/m_ec$. Частота излучения электронов кратна ω_c , благодаря чему в спектрах поляров наблюдаются гармоники циклотронной линии, уширенные тепловым движением электронов. Разность коэффициентов поглощения обыкновенных и необыкновенных волн приводит к высокой степени поляризации излучения поляров (~10%). Интенсивность циклотронного излучения и его поляризационные характеристики сильно зависят от ориентации силовых линий по отношению к наблюдателю (Чэнмьюгэм, Далк, 1981). Последнее дает возможность восстановления координат и формы пятен на основе фотополяриметрических наблюдений.

В работах Поттера и др. (1997), Туохи и др. (1988) было показано, что используемые ранее модели с полярным аксисимметричным пятном являются слишком простыми для описания кривых блеска поляров, а наблюдения лучше описываются растянутыми аркообразными пятнами. К такому же заключению пришли Бойерманн, Стелла и др. (1987) при интерпретации рентгеновских наблюдений поляра EF Eri. Аркообразные пятна также успешно применялись Рамсаем и др. (1996) для интерпретации фотополяриметрических наблюдений RE J1844-74. Усовершенствованный вариант картирования был предложен Поттером и др. (1998). Их подход предполагал поиск непрерывного распределения яркости по поверхности белого карлика с описанием фотополяриметрических наблюдений. Данный метод использовался для исследования поляров с различными параметрами компонентов и ориентацией орбитальной плоскости: V834 Сеп (Поттер и др., 2004), ST LMi (Поттер, 2000), HU Agr (Харроп-Аллин и др., 2001), CP Tuc (Рамсай и др., 1999) и некоторых других.

В настоящей работе описываются алгоритмы, используемые в разработанных нами программных кодах фотополяриметрического картирования белых карликов в полярах. Предлагаются два подхода к описанию фотополяриметрических наблюдений. Первый основан на модели геометрическитонкого аккреционного пятна, положение которого согласуется с приближением траектории струи баллистической частью и магнитной частью, где аккрецируемый газ движется вдоль магнитных линий. Второй вариант не использует никаких предположений о форме пятен, а их распределение ищется на основе метода регуляризации Тихонова, обеспечивающего гладкость искомого решения и описание наблюдательных данных в пределах ошибок измерений.

Данная работа структурирована следующим образом. В разделе 1 описана методика расчета коэффициентов циклотронного поглощения, необходимых для определения интенсивности и поляризации излучения аккреционных пятен. Предположения о структуре аккреционных пятен, используемые для вычисления параметров Стокса, разобраны в разделе 2. Далее, в разделе 3 описываются модель магнитного белого карлика и способ интегрирования параметров Стокса по его наблюдаемому диску. В разделе 4 дается описание метода моделирования фотополяриметрических наблюдений поляров в рамках простой модели аккреционного пятна, предполагающей его геометрическую тонкость. Приводятся примеры моделирования кривых блеска и поляризации излучения, представлены результаты тестирования алгоритма поиска положения пятен и ориентации магнитного диполя на зашумленных модельных данных. В разделе 5 излагаются детали картирования поверхности белого карлика при помощи метода регуляризации Тихонова. Приводятся результаты симуляций картирования белого карлика на зашумленных модельных данных. В заключение резюмируются результаты выполненной работы.

1. КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ

Как было сказано ранее, частоты циклотронного излучения примерно равны кратностям циклотронной частоты ω_c . В условиях горячей плазмы необходимо учитывать смещение частоты излучения, вызванное релятивистским эффектом Допплера. Так, электрон, движущийся со скоростью **v**, излучает на частотах

$$\omega = \frac{n\omega_c}{\gamma[1 - \beta_{||}\cos\theta]},\tag{1}$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — фактор Лоренца, $\beta = \mathbf{v}/c$ — безразмерная скорость, $\beta_{||}$ — компонента β , параллельная силовым линиям поля, θ — угол между линией магнитного поля и направлением на наблюдателя, n — целое число (n > 0). Допплеровские смещения частот излучения тепловых электронов приводят к уширению гармоник циклотронной линии.

Вычисление коэффициентов циклотронного излучения тепловых электронов j_{\pm} проводилось сверткой коэффициентов излучения единичных электронов с релятивистским распределением Максвелла для двух нормальных мод поляризации (см., например, работы Чэнмьюгэма, Далка, 1981; Вэета, Чэнмьюгэма, 1995). Здесь и далее обыкновенные волны будут обозначаться символом "+", а необыкновенные — символом "-". Для



Рис. 1. Карты зависимости $\log \Psi_{\pm}$ от направления излучения, характеризуемого углом θ , и отношения частот ω/ω_c для $T_e = 25$ кэВ. Слева представлена карта функции Ψ_- , а справа — функции Ψ_+ .

определения коэффициентов поглощения α_{\pm} предполагается выполнение закона Кирхгофа $\alpha_{\pm} = j_{\pm}/I_{RJ}$, где $I_{RJ} = k_B T_e \omega^2 / 8\pi^3 c^2$ — интенсивность Рэлея—Джинса на поляризационную моду. Итоговые выражения для определения коэффициентов поглощения имеют вид

$$\alpha_{\pm}(\omega/\omega_c, \theta, T_e) = \frac{\omega_p^2}{\omega_c c} \Psi_{\pm}(\omega/\omega_c, \theta, T_e), \quad (2)$$

$$\Psi_{\pm}(\omega/\omega_c, \theta, T_e) = \frac{\pi^2 \mu^2}{K_2(\mu)} \int_{-1}^1 d\beta_{||} \times \qquad (3)$$

$$\times \sum_{n=n_{1}}^{\infty} \frac{1}{1+a_{\pm}^{2}} \Big(-\beta_{\perp} J_{n}'(n\xi) + [a_{\pm}(\cot\theta - \beta_{||}\csc\theta) J_{n}(n\xi)] \Big)^{2} \times \\ \times \exp(-\mu\gamma) \frac{\gamma^{4}}{n}, \\ \xi = \frac{\beta_{\perp}\sin\theta}{(\omega/\omega_{c})(1-\beta_{||}\cos\theta)},$$
(4)

где J_n и J'_n — функция Бесселя *n*-го порядка и ее производная, K_2 — модифицированная функция Бесселя второго рода, $\mu = m_e c^2/k_B T_e$, $\omega_p = = (4\pi N_e e^2/m_e)^{1/2}$ — плазменная частота, β_{\perp} — компонента β , перпендикулярная линиям магнитного поля. Выражение для определения β_{\perp} следует из (1): $\beta_{\perp}^2 = 1 - \beta_{||}^2 - (\omega/\omega_c)^2 (1 - \beta_{||} \cos \theta)^2/n^2$. Суммирование в (3) ведется от *n*, для которого $\beta_{\perp}^2 \ge 0$. Коэффициенты поляризации a_{\pm} определяности как

$$a_{\pm} = \frac{2(\omega/\omega_c)\cos\theta}{-\sin^2\theta \pm [\sin^4\theta + 4(\omega/\omega_c)^2\cos^2\theta]^{1/2}}, \quad (5)$$

где предполагается, что $\omega \gg \omega_p$.

Пример зависимости Ψ_{\pm} от отношения частот ω/ω_c и угла θ представлен на рис. 1. Функции Ψ_{\pm} рассчитаны для температуры $T_e = 25$ кэВ смещены относительно nw_c (n > 0), благодаря релятивистскому эффекту Допплера. Видность максимумов уменьшается с увеличением номера гармоники. Прослеживается сильная зависимость коэффициентов поглощения от угла θ . Значения Ψ_- значительно больше Ψ_+, Ψ_- растет с увеличением θ , однако этот рост в общем немонотонный, благодаря чувствительности частот гармоник к θ , обусловленной эффектом Допплера. Продемонстрированная чувствительность коэффициентов поглощения к углу θ является причиной сильной вращательномодулированной переменности, наблюдаемой у поляров. Заметим, что рассчитанные нами коэффициенты хорошо согласуются с таблицами Вэета и Чэнмьюгэма (1995).

2. ЛОКАЛЬНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СТОКСА

В настоящей работе предполагается, что аккреционные пятна на поверхности белого карлика состоят из множества малых источников циклотронного излучения (циклотронных источников). Так же как и Поттер и др. (1998), будем считать, что данные источники являются однородными по температуре и плотности. Кроме того, мы будем предполагать постоянную глубину источников вдоль луча зрения, не зависящую от ракурса, под которым проводятся наблюдения. Это приближение часто используется при анализе кривых блеска и фотополяриметрических наблюдений (Поттер и др., 1997, 1998, 2004). Таким образом, циклотронные источники характеризуются электронной температурой Те и безразмерным плазменным параметром $\Lambda = \omega_p^2 \ell / c \omega_c$, где ℓ — геометрическая глубина источника вдоль луча зрения. Для упрощения задачи

будем считать, что все циклотронные источники имеют одинаковую температуру, плотность и геометрические размеры. При таких предположениях плазменный параметр источников Λ меняется лишь за счет магнитного поля ($\Lambda \sim 1/B$).

Перенос поляризованного излучения в магнитоактивной плазме циклотронных источников описывается системой четырех взаимосвязанных уравнений переноса для параметров Стокса *I*, *Q*, *U*, *V* (см., например, Вэет, Чэнмьюгэм, 1995). В случае сильного фарадеевского вращения ($\Phi \approx \omega_p^2 \omega_c \ell / \omega^2 c \gg 1$) и однородного магнитного поля параметры Стокса могут быть найдены путем решения независимых уравнений переноса для обыкновенных и необыкновенных волн. Для однородной среды их решение имеет вид

$$I_{\pm}(\omega,\theta) = I_{RJ} \big[1 - \exp(-\Psi_{\pm}(\omega,\theta,\Lambda)) \big], \qquad (6)$$

где I_{\pm} — интенсивности обыкновенных и необыкновенных волн, Ψ_{\pm} — коэффициенты поглощения в единицах $\omega_p^2/c\omega_c$ (см. (3)). В настоящей работе мы учитываем только циклотронное поглощение, как наиболее сильное в условиях аккреционных пятен поляров в оптическом диапазоне (Меггитт, Викрамазингх, 1982). Согласно Рамати (1969), параметры Стокса циклотронного источника могут быть найдены как

$$I' = I_{+} + I_{-}, \qquad (7)$$

$$Q' = I_{+} \left(\frac{1 - a_{+}^{2}}{1 + a_{+}^{2}}\right) + I_{-} \left(\frac{1 - a_{-}^{2}}{1 + a_{-}^{2}}\right), \qquad U' = 0,$$

$$U' = 0,$$

$$V' = 2 \left(\frac{I_{+}a_{+}}{1 + a_{+}^{2}} + \frac{I_{-}a_{-}}{1 + a_{-}^{2}}\right),$$

где коэффициенты поляризации a_{\pm} определяются по формуле (5). Локальные параметры Стокса S_s^{ℓ} , т.е. параметры Стокса поверхности единичной площади, связаны с параметрами Стокса циклотронных источников как $S_s^{\ell} = S_s' X$, где X — плотность источников, а индекс s определяет тип параметра Стокса ($s = \{I, Q, U, V\}$).

Параметры Стокса в фотометрической полосе вычисляются путем свертки спектров Стокса с функцией пропускания фильтра. Для ускорения вычислений параметров Стокса формируются трехмерные сетки параметров Стокса в фотометрических полосах (для напряженности магнитного поля B, углов θ и параметров Λ), которые затем интерполируются.

3. ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СТОКСА

Модель белого карлика представляет собой сферу единичного радиуса, которая вращается

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

против часовой стрелки, если смотреть со стороны полюса вращения P_r , обращенного к наблюдателю (рис. 2). Ось вращения звезды перпендикулярна орбитальной плоскости и наклонена на угол і $(0^{\circ} < i < 90^{\circ})$ по отношению к лучу зрения. Предполагается, что магнитное поле белого карлика является дипольным. Ориентация магнитного диполя определяется наклоном его оси к оси вращения звезды β (0° $\leq \beta \leq 180^{\circ}$) и долготой магнитного полюса ψ (0° $\leq \psi \leq 360^{\circ}$). Долгота ψ отсчитывается от направления на центр масс вторичного компонента по направлению вращения белого карлика и, соответственно, по направлению орбитального движения вторичного компонента, ввиду синхронности вращения компонентов в полярах. Центр диполя может быть смещен относительно центра белого карлика в направлении магнитного полюса на расстояние $a \ (-1 \le a \le 1)$. Таким образом, модель может быть применена к белым карликам с разной напряженностью магнитного поля на противоположных полюсах, которые часто встречаются в полярах.

Введем три правые прямоугольные системы координат, которые назовем наблюдательной, вращающейся и магнитной. Некоторые их оси отмечены на рис. 2 подписями $(o), \ (r)$ и (m) для наблюдательной, вращающейся и магнитной систем координат соответственно. Начало всех систем совпадает с геометрическим центром белого карлика. Ось X^(o) наблюдательной системы координат параллельна лучу зрения, а оси $Y^{(o)}$ и $Z^{(o)}$ лежат в картинной плоскости так, что $Z^{(o)}$ совпадает с проекцией оси вращения звезды на эту плоскость. Во вращающейся системе координат ось $Z^{(r)}$ совпадает с осью вращения, а ось $X^{(r)}$ направлена на центр вторичного компонента. Эта система образуется из наблюдательной поворотом последней на угол $90^{\circ} - i$ вокруг оси $Y^{(o)}$ и дальнейшим поворотом вокруг оси $Z^{(r)}$ на фазовый угол φ (0° $\leq \varphi \leq 360$ °). Магнитная система координат получается из орбитальной путем ее поворота вокруг оси вращения на угол ψ и дальнейшим поворотом вокруг ос
и $Y^{(r)}$ на угол β так, чтобы ос
ь $Z^{(r)}$ совместилась с осью магнитного диполя.

Перевод координат произвольного вектора **r** из магнитной системы координат в наблюдательную выполняется посредством преобразований

$$\mathbf{r}^{(o)} = \mathbf{T}_i \mathbf{T}_{\varphi} \mathbf{T}_{\psi} \mathbf{T}_{\beta} \mathbf{r}^{(m)}, \qquad (8)$$

где матрицы поворота

$$\mathbf{T}_{\beta} = \begin{pmatrix} \cos \beta & 0 & \sin \beta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \beta & 0 & \cos \beta \end{pmatrix}, \quad (9)$$



Рис. 2. Геометрия задачи.

y

$$\mathbf{\Gamma}_{\psi} = egin{pmatrix} \cos\psi & -\sin\psi & 0 \ \sin\psi & \cos\psi & 0 \ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

выполняют преобразование магнитных координат в координаты вращающейся системы, а матрицы

$$\mathbf{T}_{\varphi} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & -\sin \varphi & 0\\ \sin \varphi & \cos \varphi & 0\\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (10)$$
$$\mathbf{T}_{i} = \begin{pmatrix} \sin i & 0 & \cos i\\ 0 & 1 & 0\\ -\cos i & 0 & \sin i \end{pmatrix},$$

используются для перехода из вращающейся системы координат в наблюдательную.

Положение источников излучения на поверхности звезды удобно характеризовать сферическими магнитными координатами η и ζ (рис. 2). Магнитная долгота ζ (0° $\leq \zeta \leq 360^{\circ}$) отсчитывается от направления на ось вращения P_r против часовой стрелки, если смотреть со стороны магнитного полюса P_m . Вторая координата, η (0° $\leq \eta \leq 180^{\circ}$), представляет собой угловое расстояние, отсчитываемое от магнитного полюса. Сферические координаты источника связаны с его декартовыми магнитными координатами как

$$x^{(m)} = -\sin\eta\cos\zeta, \qquad (11)$$
$$x^{(m)} = -\sin\eta\sin\zeta, \quad z^{(m)} = \cos\eta.$$

Условие видимости некоторой точки M поверхности звезды определяется углом γ между внешней нормалью к поверхности звезды, исходящей из этой точки, и направлением на наблюдателя. Этот угол определяется как $\cos \gamma = x^{(o)}/[(x^{(o)})^2 + (y^{(o)})^2 + (z^{(o)})]^{1/2}$, где $\{x^{(o)}, y^{(o)}, z^{(o)}\}$ — координаты точки M в системе координат наблюдателя. Если $\cos \gamma \ge 0$, то точка M расположена на видимом диске звезды. В противном случае, она находится за лимбом звезды.

Напряженность дипольного магнитного поля на поверхности звезды определяется как

$$B = \frac{B_m}{2} \left(\frac{1-a}{s}\right)^3 \left(3\cos^2 \epsilon + 1\right)^{1/2}, \qquad (12)$$

где B_m — напряженность магнитного поля на магнитном полюсе, s — расстояние до рассматриваемой точки поверхности от центра диполя ($0 \le s \le$ ≤ 1 , s = 1 для центрального диполя), ϵ — угол,
(13)

(14)

между линией магнитного поля и лучом зрения. Для определения этого параметра вспомним, что силовая линия магнитного диполя может быть параметризована как $r = r_0 \sin^2 \epsilon$, где r — расстояние до произвольной точки силовой линии, расположенной на угловом расстоянии ϵ от оси диполя, а r₀ — постоянная величина. В магнитной системе координат силовая линия лежит в плоскости $\zeta={
m const.}$ Таким образом, радиус-вектор ${f r}^{(m)}=$ $=(x^{(m)},y^{(m)},z^{(m)})^T$ произвольной точки силовой линии в магнитной системе координат будет определяться как

между направлением на рассматриваемую точку

и осью диполя, отсчитываемый из центра диполя

 $(0 \le \epsilon \le 180^\circ)$. Параметры *s* и ϵ связаны с координатой *п* точки поверхности посредством соотноше-

 $s = (1 + a^2 - 2a \cos n)^{1/2}$.

 $\sin \epsilon = \sin \eta / s.$

лотронного излучения сильно зависит от угла heta

Как было показано ранее, интенсивность цик-

ний

И

$$\mathbf{r}^{(m)} = r_0 \begin{pmatrix} -\sin^3 \epsilon \cos \zeta \\ -\sin^3 \epsilon \sin \zeta \\ \sin^2 \epsilon \cos \epsilon + a \end{pmatrix}.$$
 (15)

Направление l силовой линии может быть найдено путем дифференцирования радиус-вектора г по углу ϵ :

$$\mathbf{l}^{(m)} = \frac{d\mathbf{r}^{(m)}}{d\epsilon} = r_0 \begin{pmatrix} -3\sin^2\epsilon\cos\epsilon\cos\zeta\\ -3\sin^3\epsilon\cos\epsilon\sin\zeta\\ 2\sin\epsilon\cos^2\epsilon - \sin^3\epsilon \end{pmatrix}.$$
 (16)

Для определения направления силовой линии в точке звездной поверхности $M(\eta,\zeta)$ последнее выражение должно быть использовано с формулами (13), (14) для вычисления угла ϵ . Для определения угла θ необходимо найти направление **l**^(o) в наблюдательной системе координат с использованием преобразований (8). Далее искомый угол может быть найден как $\theta =$ $= \arccos[l_x^{(o)}/((l_x^{(o)})^2 + (l_y^{(o)})^2 + (l_z^{(o)})^2)^{1/2}].$ Кроме того, для определения параметров линейной поляризации необходимо учитывать угол ρ между проекцией вектора магнитного поля на картинную плоскость и осью Z^(o). Этот угол можно определить как $\rho = \operatorname{arctg}(l_y^{(o)}/l_z^{(o)}).$

Нахождение параметров Стокса интегрального излучения системы в фазу вращения arphi без учета межзвездного и атмосферного поглощений, сводится к взятию поверхностного интеграла

$$S_{s\varphi} = \frac{R_{WD}^2}{D^2} \iint_{A \in A_{\varphi}^{\psi}} S_{s\varphi}^{\ell} \cos \gamma dA, \qquad (17)$$

где интегрирование локальных параметров Стокса ведется по наблюдаемой в фазу вращения φ поверхности белого карлика A^v_{φ} , а R_{WD} и D радиус белого карлика и расстояние до поляра соответственно. Отметим, что в выражении (17) мы учитываем только циклотронное излучение аккреционных пятен и не принимаем во внимание компоненты излучения другой природы.

Для вычисления интеграла (17) мы можем разбить поверхность звезды на L малых элементов, в пределах которых напряженность магнитного поля В можно считать постоянной. Тогда интеграл (17) можно приближенно заменить суммой вида

$$S_{s\varphi} \simeq \sum_{i=1}^{L} V_{\varphi i} \Omega_{\varphi i} S'_{s\varphi i} X_i, \qquad (18)$$

где X_i — плотность циклотронных источников в і-м элементе разбиения (далее мы будем называть этот параметр яркостью), $S'_{s\varphi i}$ — параметр Стокса циклотронного источника, $\Omega_{\varphi i}$ — площадь проекции площадки на картинную плоскость. Множитель V_{pi} равен нулю, если элемент разбиения находится за видимой поверхностью звезды $(\cos \gamma < 0)$. Если же он виден $(\cos \gamma \ge 0)$, то $V_{pi}=1$ для параметров Стокса I и V, а для параметров Стокса Q и U $V_{pi} = \cos(2\rho)$ и $V_{pi} =$ $= \sin(2\rho)$ соответственно. Поскольку регистрация параметров Стокса часто выполняется с точностью до множителя, мы положили, что $R_{WD}^2/D^2 \equiv 1$. Это означает, что яркость Х будет находиться с точностью до множителя в процессе картирования. При вычислении параметров Стокса циклотронных источников учитывается зависимость Лпараметра от магнитного поля $\Lambda \sim 1/B$. Заметим, что поскольку мы ограничиваемся моделированием циклотронного излучения аккреционных пятен, то ими можно было бы ограничить область интегрирования, как это сделано в следующем разделе.

Степень линейной поляризации излучения системы находится как $p_l = \sqrt{Q^2 + U^2}/I$, а ориентация плоскости поляризации определяется углом $\chi = \frac{1}{2} \arctan(U/Q)$, отсчитываемым от оси $Z^{(o)}$. Степень круговой поляризации равна $p_c = |V|/I$. Для перевода параметров Стокса в другую систему координат, главное направление в которой повернуто на угол ρ относительно $Z^{(o)}$, можно воспользоваться известными преобразованиями

$$Q = Q\cos 2\varrho + U\sin 2\varrho, \tag{19}$$



Рис. 3. Геометрия аккреционного течения.

$$\hat{U} = -Q\sin 2\rho + U\cos 2\rho,$$

в то время как парамеры Стокса I и V остаются неизменными.

4. ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ПЯТНА

Предлагаемая модель аккреционного пятна основана на приближении траектории аккреционной струи двумя составляющими: баллистической и магнитной. В баллистической части движение вещества не возмущается магнитным полем и определяется силами тяготения компонентов системы, а также силами инерции. Эта часть траектории лежит в орбитальной плоскости, начинается от точки Лагранжа L₁ и заканчивается в области стагнации, где динамическое давление струи сравнивается с магнитным давлением ($\rho v^2 = B^2/8\pi$). Положение этой области характеризуется азимутальным углом а, который отсчитывается от направления на вторичный компонент по направлению его орбитального движения. Затем ионизированное вещество струи движется по магнитной траектории, которая совпадает с силовой линией магнитного поля белого карлика, приближаемой моделью диполя. Движение аккрецируемого газа может происходить как к одному, так и к обоим магнитным полюсам белого карлика. Поскольку вещество струи неоднородно по плотности, то переход на магнитную траекторию должен осуществляться в растянутой области, длина которой характеризуется углом $\Delta \alpha$.

Линии магнитного поля, пересекающие эту область, "вычерчивают" на поверхности звезды дуги, которые являются моделями аккреционных пятен (рис. 3).

Расчет баллистической траектории выполняется в рамках ограниченной задачи трех тел (см., например, Фланнери, 1975), формулируемой системой дифференциальных уравнений вида

$$\ddot{x} = 2\dot{y} - (1 - \tau - x) -$$
(20)
$$-\tau \frac{x}{r_1^3} + (1 - \tau) \frac{(1 - x)}{r_2^3},$$

$$= -2\dot{x} + y - \tau \frac{y}{r_1^3} - (1 - \tau) \frac{y}{r_2^3},$$

где x и y — координаты точек струи во вращающейся системе координат, r_1 и r_2 — расстояние от точки струи до первичного и вторичного компонентов соответственно, $\tau = M_1/(M_1 + M_2)$, а M_1 и M_2 — массы первичного и вторичного компонентов соответственно. Решение последней системы уравнений проводится методом Рунге—Кутты четвертого порядка.

Для расчета кривых блеска и поляризации звезды пятно разбивается на L малых отрезков. Вычисление потока и поляризации излучения выполняется интегрированием параметров Стокса циклотронных источников, согласно формуле (18). Суммирование ведется по элементам разбиения пятна, площадь которых полагается равной их длине, а

 \ddot{y}



Рис. 4. Примеры моделирования излучения поляра. В первом столбце показаны модели белого карлика с аккреционным пятном, видимые со стороны наблюдателя в фазе вращения $\varphi = 0$. Крестиком указано положение магнитного полюса. Черная жирная линия — аккреционное пятно, из которого исходят силовые линии диполя. Во втором столбце показано поведение полного потока излучения в течение периода вращения, в третьем — потока с круговой поляризацией, в четвертом — линейно поляризованного потока, в пятом столбце показано поведение позиционного угла плоскости поляризации. Строки (а)–(д) соответствуют разным значениям ориентации магнитного диполя и положениям области стагнации. Пунктирная линия в графиках (б)–(д) повторяет графики строки (а). Все приведенные потоки нормированы на значение максимума полного потока в случае (а).

яркости X_i (i = 1, 2, ..., L) имеют фиксированное значение.

Пример моделирования циклотронного излучения поляра в течение орбитального периода показан на рис. 4а. Масса белого карлика была принята равной $M_1 = 0.7 M_{\odot}$, а отношение масс компонентов $q = M_2/M_1 = 0.25$. Относительный радиус белого карлика, необходимый для расчета положения пятна, вычислялся в предположении орбитального периода $P_{\rm orb} = 2^h$ и с использованием зависимости "радиус—масса" Нойнберга (1972). Наклонение орбитальной плоскости принято равным 75°. Такое же значение принимает угол *i* между осью враще-

ния белого карлика и лучом зрения. Магнитный диполь ориентирован углами $\beta = 25^{\circ}$ и $\psi = 40^{\circ}$. Средняя напряженность магнитного поля в пятне была принята равной $\langle B \rangle = 20$ МГс, а средний Λ -параметр был зафиксирован на значении $\langle \Lambda \rangle = 10^4$; оба значения свойственны полярам. Пятну задана температура $T_e = 25$ кэВ, соответствующая тепловой скорости частиц газа $\frac{3}{4}v_{ff}$ (v_{ff} — скорость свободного падения у поверхности белого карлика). Положение и размер области стагнации определены параметрами $\alpha = 30^{\circ}$ и $\Delta \alpha = 20^{\circ}$, которые дают средние магнитные координаты пятна $\langle \eta \rangle \approx 13.5^{\circ}$ и $\langle \zeta \rangle \approx 180^{\circ}$. Пятно разбивалось на L =

= 500 отрезков. Вычисления проводились для фотометрической полосы V системы Джонсона. На рис. 4а виден двухпиковый профиль кривой блеска, свойственный многим звездам типа AM Her. Появление дипа происходит на фазе $\varphi = 1 - \psi/360^\circ \approx$ ≈ 0.89 , когда достигается наименьшее значение угла θ . Такой же дип имеется в кривых циркулярнои линейно-поляризованного потока. При движении пятна к краю диска происходит увеличение угла θ и увеличение коэффициентов поглощения, что приводит увеличению интенсивности излучения и наблюдаемого потока. Падение потока при подходе пятна к лимбу обусловлено уменьшением проекции пятна на картинную плоскость. Пятно видно на диске звезды в течение $\Delta \varphi \approx 2 \arccos[-1/tgitg(\beta + \eta)]/360^{\circ} = 0.61$. Поведение позиционного угла эллипсоида поляризации χ близко к изменению проекции силовых линий на картинную плоскость (Кроппер, 1989). При появлении пятна на наблюдаемом диске линии отклонены влево от оси вращения ($\rho < 0$), в момент наибольшего приближения к наблюдателю линии магнитного поля проецируются на ось вращения ($\rho = 0$), а затем начинают уклоняться вправо ($\rho > 0$).

Чувствительность поведения излучения к параметрам β , ψ , α , $\Delta \alpha$ продемонстрирована на рис. 46-д. Параметры поляра для рис. 46 такие же, как и для рис. 4a, за исключением угла $\beta =$ $=45^{\circ}$. Видно, что кривые блеска имеют более глубокий дип, благодаря уменьшению нижнего порога θ . Кроме того, уменьшение широты пятна поспособствовало сужению продолжительности наблюдения пятна. Благодаря уширению диапазона изменения ρ , позиционный угол плоскости поляризации варьируется в более широких пределах. На рис. 4в долгота магнитного полюса изменена на $\psi = 60^{\circ}$ (все остальные параметры такие же, как для рис. 4а). Это приводит к более раннему появлению пятна на наблюдаемом диске звезды и асимметрии профиля максимума, так как в левой части диска угол θ имеет бо́льшие значения, чем в правой части. Аналогичные эффекты наблюдаются на рис. 4г, где угол положения области стагнации сменился на $\alpha = 60^{\circ}$. Уширение области стагнации до $\Delta \alpha = 90^{\circ}$, продемонстрированное на рис. 4д, привело к растяжению пятна, увеличению продолжительности его наблюдения, а также к сглаживанию кривой блеска, ввиду большого разброса θ в пределах пятна.

На рис. 5 показано поведение циклотронного излучения поляра при изменении угла наклона оси вращения белого карлика *i*. Параметры системы (кроме угла наклона *i*) такие же, как для рис. 4а. При низких углах наклона ($i = 30^\circ$, $i = 45^\circ$) пятно находится на наблюдаемом диске звезды в течение всего вращательного периода. Главные минимумы появляются во время наименьшего значения θ около $\varphi \approx 0.89$. Вторичные минимумы появляются в момент наименьшего телесного угла пятна около фазы $\varphi \approx 0.38$. Для больших углов наклона ($i = 60^{\circ}, i = 75^{\circ}, i = 90^{\circ}$) наблюдается заход пятна за диск звезды. Угол наклона θ варьируется в меньших пределах, смещенных к $\theta = 90^{\circ}$. Минимум около $\varphi \approx 0.89$ становится менее интенсивным, а интервал видимости пятна сужается при увеличении *i*. Также заметно сужение интервала изменения позиционного угла плоскости поляризации при возрастании *i*.

Картирование поверхности белого карлика заключается в поиске положения области стагнации, задаваемого азимутальными углами α_1 и α_2 ($\alpha_2 > \alpha_1$), а также ориентации магнитного диполя, определяемой долготой ψ и наклоном β . Определение этих параметров выполняется методом наименьших квадратов, минимизирующим функцию

$$\chi^2 = \sum_s \sum_{\varphi} \left(\frac{cS_{s\varphi} - S^o_{s\varphi}}{\sigma_{s\varphi}} \right)^2, \qquad (21)$$

где $S_{s\varphi}$ — теоретические параметры Стокса, определяемые выражением (18), $S_{s\varphi}^{o}$ — наблюдаемые параметры Стокса, а σ — ошибка их определения. Индекс s ($s = \{I, Q, U, V\}$) указывает тип параметра Стокса, для которого получено наблюдательное значение, а φ пробегается по фазам, для которых проводилась регистрация параметра Стокса типа s. Используемый в последнем выражении параметр c представляет масштабирующий множитель, учитывающий угловой размер аккреционного пятна и поглощение приходящего к наблюдателю излучения. Он определяется минимизацией члена суммы (21) для параметра Стокса s = I, т.е.

$$c = \frac{\sum_{\varphi} I_{\varphi}^{o} I_{\varphi}}{\sum_{\varphi} I_{\varphi}^{2}},\tag{22}$$

где φ пробегается по всем фазам, для которых проводилась регистрация полного потока I^o .

Для минимизации функции (21) необходим метод, устойчивый по отношению к локальным минимумам и обеспечивающий надежное нахождение глобального минимума. Таким требованиям удовлетворяет генетический алгоритм (см., например, Колей, 1999). Он был реализован при помощи средств программной библиотеки GeneticSharp¹. Сначала данный метод случайным образом создает множество (популяцию) решений в заранее определенной области поиска. Каждому решению задается индивидуальный бинарный код,

¹ Программная библиотека для построения генетического алгоритма GeneticSharp доступна по адресу: https://github.com/giacomelli/GeneticSharp



Рис. 5. Примеры моделирования излучения поляра для разных углов наклона орбитальной плоскости. Смысл столбцов такой же, как и на рис. 4. Каждая строка соответствует определенному углу наклона оси вращения белого карлика к лучу зрения *i*, указанному слева.

формируя генотип решения. Затем выполняется селекция решений, где отбираются члены популяции с наименьшим χ^2 . На основе отобранных решений создается следующие поколение, которое получается при помощи операций мутации и скрещивания в генотипах. После этого происходит возврат к процедуре отбора решений с наименьшим χ^2 . Через некоторое количество поколений члены популяции концентрируются вблизи глобального минимума. Генетический алгоритм надежно находит окрестности глобального минимума χ^2 , однако на некотором этапе медленно сходится к точному решению. Для ускорения вычислений мы ввели второй этап минимизации χ^2 , где для уточнения решения используется квазиньютоновский метод Бройдена-Флетчера-Гольдфарба-Шанно (см., например, Флэтчер, 1987).

Оценка ошибок определения ориентации диполя и положения области стагнации может быть проведена методом Монте-Карло. Для примера мы выполнили эту процедуру для поляра с параметрами, для которых моделировалось поведение излучения, показанное на рис. 4
а. Мы предположили светимость поляра $V_0 = 15^m$ в отсутствие аккреционного пятна и амплитуду яркости $\Delta V = 0.5^m$, связанную с прохождением пятна по диску звезды. Система была наклонена на угол $i = 75^{\circ}$. Выполнено по 500 симуляций картирования белого карлика с тремя уровнями шума в минимуме блеска: $\delta V_0 = 0.05, 0.01^m, 0.005^m$. Распределение шумов в моделируемых параметрах Стокса предполагалось пуассоновским. Результаты определения параметров поляра резюмированы в двухмерных гистограммах на рис. 6. Видно естественное увеличение точности измерения параметров поляра с умень-



Рис. 6. Гистограммы распределения решений, полученные на основе зашумленных модельных фотополяриметрических данных.

шением ошибки наблюдений. Распределение углов ориентации магнитного диполя (β и ψ) практически симметрично относительно точного решения, что говорит о разности их влиянии на фотополяриметрические наблюдения. С другой стороны, заметны эффекты мультиколлинеарности в параметрах α и $\Delta \alpha$, что следует из их сходного эффекта на вид наблюдательных данных (рис. 4). Видно, что при типичной ошибке наблюдений $\delta V_0 = 0.01^m$ следует рассчитывать на наименьшую ошибку определения параметров области стагнации ~5°. Более уверенно находится ориентация диполя с нижним значением ошибки около 2°. Заметим, что ошибки искомых параметров могут варьироваться в больших пределах при изменении параметров системы ($i, M_1, M_2, T_e, \Lambda, B, \psi, \beta, \alpha, \Delta \alpha$), поэтому оценка точности должна проводиться индивидуально для каждого объекта. Также заметим, что помимо ошибок наблюдений вклад в высокочастотную составляющую наблюдательных данных дает переменность темпа аккреции, которую также следует учитывать при картировании.

5. НЕПРЕРЫВНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Рассмотренная выше простая модель аккреционного пятна имеет множество недостатков. Очевидно, что пятно должно иметь ненулевую ширину. Распределение яркости вдоль пятна также должно быть сложным. Можно выполнить усложнение этой модели: задать ширину пятна, параметризовать распределение яркости по пятну. Однако такое усложнение модели приводит к большому количеству неизвестных и неоднозначностям в их определении. Кроме того, используемая модель аккреции с резким переходом струи с баллистической траектории на магнитную является упрощенной. Однако существует возможность восстановления распределения яркости по поверхности звезды, не прибегая к каким-либо предположениям о форме пятен. Суть альтернативного варианта картирования состоит в разбиении звездной поверхности на элементарные площадки и поиске распределения по ним циклотронных источников, которое могло бы описать наблюдаемые фотополяриметрические данные. Хотя в таком случае задача имеет гораздо большее количество искомых параметров, проблема неоднозначности снимается путем введения априорных предположений об искомом решении: например, о его гладкости или неотрицательности. Такие способы картирования часто используются для восстановления поверхности запятненных звезд, а применение этого способа к полярам было предложено Поттером и др. (1998).

Разбиение звездной поверхности проводится на *N*-е количество широтных поясов ($\eta = \text{const}$). Приэкваториальный пояс делится на М-е количество площадок. Разбиение оставшихся поясов проводится таким образом, чтобы площадь их элементов разбиения приближенно равнялась площади приэкваториальных элементов. Общее количество элементов разбиения равно L. Предложенный способ разбиения более предпочтителен по сравнению с простым вариантом, где поверхность делится на сферические прямоугольники одинаковой протяженности по полярнуму углу η и долготе ζ . В отличие от него, используемый нами вариант разбиения не приводит к уплотнению площадок у полюсов с соответствующим увеличением времени интегрирования параметров Стокса. Вычисление площади проекции элемента разбиения на картинную плоскость Ω выполняется его разбиением на "подплощадки". Учитывается частичный заход площадок за лимб звезды, путем вычисления угла γ для подплощадок. Каждой площадке задаются напряженность и направление магнитного поля в соответствии с дипольной моделью, а также индивидуальное значение яркости. Так же как в случае рассмотренной выше простой модели пятен, температура и плотность источников излучения считаются одинаковыми.

Восстановление распределения яркости по поверхности белого карлика выполняется методом регуляризации Тихонова (Тихонов, 1979), суть которого заключается в минимизации функции

$$V(\lambda, \mathbf{X}) = \sum_{s} \sum_{\varphi} \left(\frac{S_{s\varphi}(\mathbf{X}) - S_{s\varphi}^{o}}{\sigma_{s\varphi}} \right)^{2} + (23)$$
$$+ \lambda \sum_{i=1}^{L} ||\nabla X_{i}||^{2}.$$

Первый член этой функции представляет собой взвешенную на ошибки наблюдений $\sigma_{s\varphi}$ сумму квадратов невязок между наблюдаемыми, $S_{s\varphi}^{o}$, и теоретическими, $S_{s\varphi}$, параметрами Стокса, вычисляемыми по формуле (18). Индекс *s* пробегается по параметрам Стокса ($s = \{I, Q, U, V\}$), для которых проводились наблюдения, а φ принимает значения фаз вращения звезды, для которых получены измерения параметра Стокса *s*. Теоретические параметры Стокса зависят от вектора **X**, который содержит яркости элементов разбиения X_i ($i = 1, 2, \ldots, L$). Второй (регуляризирующий) член предназначен для стабилизации решения относительно ошибок наблюдений. Он равен сумме квадратов модулей градиента яркости

$$\nabla X = \frac{1}{\sin \eta} \frac{dX}{d\zeta} \mathbf{e}_{\zeta} + \frac{dX}{d\eta} \mathbf{e}_{\eta}$$
(24)

элементов разбиения поверхности. Таким образом, включение регуляризирующего члена в (23) приводит к выделению гладкого решения.

Вклад первого и второго членов на значение функции (23) определяется параметром регуляризации λ . Если $\lambda = 0$, то в регуляризирующей функции остается первый член, и метод Тихонова вырождается в метод наименьших квадратов. Ввиду большого количества искомых параметров, т.е. набора яркостей X_i (i = 1, 2, ..., L), метод будет давать решения, описывающие шумовую составляющую в $S^o_{s\varphi}$. Получаемые решения становятся неустойчивы к ошибкам наблюдений $\sigma_{s\varphi}$ и непригодны для анализа. При $\lambda o \infty$ доминирует второй член, а яркости элементов разбиения стремятся быть одинаковыми. Таким образом, параметр регуляризации λ должен быть подобран так, чтобы найти гладкое решение, описывающее наблюдательные данные в пределах ошибок измерений. Для выбора такого λ мы используем критерий невязки (Тихонов, 1979), в котором для оптимального λ выполняется требование

$$\sum_{s} \sum_{\varphi} (S_{s\varphi}(\mathbf{X}_{\lambda}) - S_{s\varphi}^{o})^{2} = \sum_{s} \sum_{\varphi} \sigma_{s\varphi}^{2}, \quad (25)$$

где \mathbf{X}_{λ} — минимизатор (23) при параметре регуляризации λ .

Регуляризирующая функция (23) представляет собой квадратичную форму по X_i (i = 1, 2, ..., L).



Рис. 7. Симуляция восстановления распределения источников циклотронного излучения по поверхности белого карлика. Слева показана исходная карта распределения областей циклотронного излучения, а также результат ее восстановления методом Тихонова. Справа показано сравнение исходных зашумленных данных (кривой блеска, кривых циркулярно и линейно поляризованного излучения, а также излучения, позиционного плоскости поляризации) и их воспроизведения восстановленной моделью белого карлика. Закрашенная область вокруг точки с координатами η = 165° и ζ = 180° скрыта от наблюдателя.

Поверхности равного $V(\lambda, X)$ при постоянном λ представляют собой эллипсоиды в пространстве решений, центры которых находятся в единственной точке минимума $V(\lambda, X)$. Таким образом, при наложении условия неотрицательности решения $X_i \ge 0 \ (i = 1, 2, \dots, L)$ минимум (23) также единственен. Поэтому, в отличие от работы Поттера и др. (1998), мы отказались от использования медленного генетического алгоритма для минимизации (23). Для оптимизации регуляризирующей функции мы используем более эффективный метод Левенберга-Марквардта. Для получения положительных яркостей, минимизация (23) проводится относительно параметров z_i (i = 1, 2, ..., L), которые связаны с яркостями площадок как $X_i =$ $= \exp(wz_i), w > 0$. Таким образом, выполняя безусловную оптимизацию по z_i , мы находим минимум в области $X_i > 0$ ($i = 1, 2, \ldots, L$).

Для тестирования предложенного алгоритма мы взяли модель поляра, использованную в предыдущем разделе для построения рис. 4а. Отличие состоит лишь в распределении циклотронных источников по поверхности белого карлика. Предполагалось, что аккреция осуществляется с баллистической траектории в диапазоне углов $\alpha = 0 - 360^{\circ}$ с образованием двух аккреционных пятен. Первое располагается у магнитного полюса с лучшими условиями видимости для наблюдателя, а второе у полюса противоположной полярности. Пятна имеют ширину $\approx 6^{\circ}$ и разделены на две области, различающиеся по яркости в два раза. При помощи данной модели белого карлика проведена симуляция фотополяриметрических наблюдений в фотометрической полосе V системы Джонсона. Считалось, что поляр имеет блеск $V_0 = 15^m$ в отсутствие излучения от аккреционных пятен, а разность максимального блеска и блеска V_0 равна $\Delta V = 1^m$. Всего было получено 30 измерений поляризации, равномерно покрывающих орбитальный период и имеющих пуассоновское распределение шумов. На рис. 7 показаны результаты картирования белого карлика в предположении ошибки наблюдений в минимуме блеска $\delta V_0 = 0.05^m$. Картирование белого карлика проводилось при параметрах разбиения поверхности N = 40 и M = 80. Видно хорошее воспроизведение яркой части обоих пятен как по



Рис. 8. То же, что и на рис. 7, но для $\delta V_0 = 0.01^m$.

широте, так и по долготе. Исходные фотополяриметрические данные удовлетворительно описываются с использованием выбранного критерия параметра регуляризации. Результаты аналогичного тестирования иллюстрированы на рис. 8, однако в данном случае принята меньшая ошибка наблюдений $\delta V_0 = 0.01^m$. Как и следовало ожидать, наблюдается лучшее воспроизведение циклотронных источников: видна структура пятен с четким разделением на яркую и менее интенсивную составляющие, а также уменьшение артефактов восстановления, присутствующих в результатах предыдущего теста.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработаны программные коды моделирования фотополяриметрических наблюдений поляров с восстановлением распределения источников циклотронного излучения по поверхности белых карликов. Реализовано два подхода для картирования белого карлика. В первом случае используется метод, аналогичный предложенному Поттером и др. (1997). Он предполагает аркообразную структуру пятен и их однородность по яркости. Однако, в отличие от упомянутой работы, мы накладываем ограничения на положение пятен, удовлетворяющие картине аккреции вещества на поверхность звезды вдоль линий магнитного диполя. Дополнительно мы проводим поиск ориентации магнитного диполя, которую трудно оценить независимым способом. Кроме того, картирование проводится при помощи генетического алгоритма, максимизирующего вероятность нахождения решения, соответствующего глобальному минимуму χ^2 . Идея второго подхода предложена Поттером и др. (1998) и заключается в разбиении поверхности белого карлика на малые площадки, по которым выполняется поиск гладкого распределения яркости методом регуляризации Тихонова. Отличие нашей реализации заключается в более эффективном способе картировании белого карлика, предполагающем разбиение звездной поверхности на элементы примерно одинаковой площади и использование метода оптимизации Левенберга-Марквардта. Оба подхода могут дополнять друг друга при моделировании фотополяриметрических наблюдений поляров. Так, с помощью метода тонких пятен можно сделать оценку ориентации магнитного диполя и использовать ее для картирования белого карлика методом Тихонова, обеспечивающим лучшее описание наблюдательных данных. Несмотря на очевидные преимущества картирования методом Тихонова, мы полагаем, что метод тонких пятен будет очень полезным для анализа однополосной долговременной фотометрии, накопившейся за десятилетия наблюдений поляров.

В дальнейшем мы планируем усовершенствовать реализованные методы путем использования гидродинамических моделей аккреционных пятен для вычисления параметров Стокса (например, моделей Фишера, Бойерманна, 2001). Помимо применения более физически обоснованной модели, данный подход должен избавить от необходимости определения средней температуры Те и параметра Л независимыми способами. Кроме того, он позволил бы избавиться от предположения одинаковой температуры вдоль пятен и простого $(\Lambda \sim 1/B)$ поведения Λ -параметра. Картирование поверхности белого карлика будет осуществляться не по яркости, пропорциональной плотности абстрактных источников циклотронного излучения, а по локальному темпу аккреции, что дало бы способ оценки темпов аккреции в системах типа АМ Нег на основе оптических наблюдений.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-32-60048). Часть работы выполнена за счет средств субсидии (проект № 0671-2020-0052), выделенной Казанскому федеральному университету, для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности, а также гранта Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 18-42-160003).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бойерманн и др. (К. Beuermann, L. Stella, and J. Patterson), Astrophys. J. **316**, 360 (1987).
- 2. By (K. Wu), Space Sci. Rev. 93, 611 (2000).
- 3. Вэет, Ченмьюгэм (H.M. Vaeth and G. Chanmugam), Astrophys. J. Suppl. Ser. **98**, 295 (1995).

- Колей (D.A. Coley), An introduction to genetic algorithms for scientists and engineers (World Sci. Publ. Co., 1999).
- 5. Кроппер (М. Cropper), MNRAS 236, 935 (1989).
- 6. Мукан (К. Mukai), MNRAS 232, 175 (1988).
- 7. Меггитт, Викрамазингх (S.M.A. Meggitt and D.T. Wickramasinghe), MNRAS **198**, 71 (1982).
- 8. Нойнберг (M. Nauenberg), Astrophys. J. 232, 417 (1972).
- 9. Поттер и др. (S.B. Potter, M. Cropper, K.O. Mason, J.H. Hough, and J.A. Bailey), MNRAS **285**, 82 (1997).
- 10. Поттер и др. (S.B. Potter, P.J. Hakala, and M. Cropper), MNRAS **297**, 1261 (1998).
- 11. Поттер (S.B. Potter), MNRAS 314, 672 (2000).
- 12. Поттер и др. (S. Potter, E. Romero-Colmenero, and D.A.H. Buckley), Astronomische Nachrichten **325**, 201 (2004).
- 13. Рамати (R. Ramaty), Astrophys. J. 158, 753 (1969).
- 14. Рамсай и др. (G. Ramsay, M. Cropper, K. Wu, and S. Potter), MNRAS **282**, 726 (1996).
- 15. Рамсай и др. (G. Ramsay, S.B. Potter, D.A.H. Buckley, and P.J. Wheatley), MNRAS **306**, 809 (1999).
- 16. Тихонов (А.Н. Тихонов), Методы решения некорректных задач (М.: Наука, 1979).
- 17. Туохи и др. (I.R. Tuohy, L. Ferrario, D.T. Wickramasinghe, and M.R.S. Hawkins), Astrophys. J. **328**, L59 (1988).
- 18. Фишер, Бойерманн (A. Fischer and K. Beuermann), Astron. Astrophys. **373**, 211 (2001).
- 19. Фланнери (В.Р. Flannery), MNRAS 170, 325 (1975).
- 20. Флэтчер (R. Fletcher), *Practical methods of optimization* (2nd ed., John Willey & Sons, 1987).
- 21. Харроп-Аллин и др. (М.К. Harrop-Allin, S.B. Potter, and M. Cropper), MNRAS **326**, 788 (2001).
- 22. Чэнмьюгэм, Далк (G. Chanmugam and G.A. Dulk), Astrophys. J. **244**, 569 (1981).

МЕРА ДИСПЕРСИИ В НАПРАВЛЕНИИ ПУЛЬСАРА PSR B1530+27 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА ЧАСТОТЕ 111 МГц

© 2020 г. А. А. Ершов^{1*}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева, Пущинская радиоастрономическая обсерватория (ПРАО АКЦ ФИАН), Московская обл., Пущино, Россия Поступила в редакцию 04.09.2020 г.

После доработки 21.09.2020 г.; принята к публикации 22.09.2020 г.

Проведены наблюдения индивидуальных импульсов пульсара PSR B1530+27. По 11 084 импульсам определена мера дисперсии в направлении этого пульсара $DM = 14.6904 \pm 0.0009$ пк см⁻³. Верхний предел (3σ) на производную меры дисперсии равен |dDM/dt| < 0.001 пк см⁻³/год. Сезонные изменения меры дисперсии, связанные с прохождением излучения через межпланетную плазму, не превышают 0.01 пк см⁻³.

Ключевые слова: пульсары, индивидуальные импульсы пульсаров, мера дисперсии.

DOI: 10.31857/S032001082010006X

ВВЕДЕНИЕ

Тайминг (хронометрирование) пульсаров заключается в точном измерении моментов прихода импульсов пульсаров и используется для решения многих задач в физике нейтронных звезд, фундаментальной астрономии и др. Кроме вращательных параметров (и их нерегулярностей) самих нейтронных звезд, большое влияние на моменты прихода импульсов оказывает дисперсия сигнала в межзвездной среде. Для корректного определения дисперсионных задержек и, соответственно, для точного измерения времен прихода импульсов в работах по таймингу нужны точные значения мер дисперсий в направлении пульсаров. Именно поэтому в тайминге используются многочастотные наблюдения. Однако в этом случае могут возникнуть трудности с выравниванием профилей излучения вследствие изменения этих профилей с частотой.

На больших временны́х интервалах возможны вековые вариации самой меры дисперсии как вследствие больших скоростей пульсаров по сравнению со скоростью окружающей их межзвездной среды, так и вследствие орбитального движения Земли вокруг Солнца. Лэм и др. (2016) провели подробный анализ систематических и стохастических вариаций меры дисперсии пульсаров. Петрофф и др. (2013) по пятилетним тайминговым наблюдениям 168 пульсаров обнаружили значимые (3σ) вариации меры дисперсии для 11 пульсаров, в том числе для 4 пульсаров — на уровне выше 5 σ . Высокая точность измерения меры дисперсии и ее вариаций достигается при наблюдениях миллисекундных пульсаров (Йоу и др., 2007; Деморест и др., 2013). Для пульсаров с большими периодами точность заметно хуже. Например, в каталоге пульсаров ATNF (Манчестер и др., 2005) имеется 696 пульсаров с периодами более 1 с, и только для 23 из них (3.3%) ошибка определения меры дисперсии меньше 0.001 пк см⁻³. Ни для одного из вышеупомянутых 696 пульсаров нет значимого определения производной меры дисперсии.

Одночастотные наблюдения по таймингу пульсаров также проводятся. Например, Шабанова и др. (2013) проводили наблюдения 27 пульсаров на одной частоте в течение трех десятков лет. Именно в таком случае необходим альтернативный (одночастотный) метод определения меры дисперсии. Предлагается использовать для этого индивидуальные импульсы пульсаров. Преимущества индивидуальных импульсов по сравнению со средними профилями: во-первых, индивидуальные импульсы в несколько раз уже средних, вследствие чего гораздо быстрее реагируют (расплываются) при отклонении меры дисперсии от истинной. Вовторых, индивидуальные импульсы имеют более простую форму, что позволяет, для увеличения точности, вписывать в профиль простую аналитическую функцию. Цель данной работы - определение меры дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27 (PSR J1532+2745) по наблюдениям индивидуальных импульсов на длительном

^{*}Электронный адрес: ershov@prao.ru

временном интервале и сравнение полученных результатов (для меры дисперсии и ее производной) с тайминговыми наблюдениями.

Пульсар PSR B1530+27 был открыт Дамашеком и др. (1978). Период пульсара равен 1.125 с, средний профиль состоит из двух хорошо разделенных компонент. Мера дисперсии этого пульсара по тайминговым наблюдениям Хоббса и др. (2004) равна 14.698 \pm 0.018 пк см⁻³. Недавние низкочастотные (110–188 МГц) наблюдения Билоус и др. (2016) на радиотелескопе LOFAR (подробное описание этой системы сделали ван Хаарлем и др., 2013) дают примерно такую же точность определения меры дисперсии: 14.691 \pm 0.016 пк см⁻³.

НАБЛЮДЕНИЯ И ОБРАБОТКА

Исследования проводились в рамках программы поиска гигантских импульсов пульсаров (Ершов, Кузьмин, 2003, 2005; Кузьмин и др., 2004; Кузьмин, Ершов, 2006). Использовался радиотелескоп БСА ФИАН (Большая Синфазная Антенна) Пущинской радиоастрономической обсерватории с марта 2001 г. по декабрь 2008 г. Подробное описание текущего состояния этого телескопа приведено в работе Шишова и др. (2016). БСА ФИ-АН — транзитный радиотелескоп с эффективной площадью в зените около 15 000 квадратных метров на момент проведения этих наблюдений. Длительность одного сеанса наблюдений составляет $3.2\cos(\delta)$ мин, что соответствует 215 с для пульсара PSR B1530+27.

Наблюдения проводились на специализированном пульсарном приемнике — 128-канальном фильтровом анализаторе спектра (далее АС-128) с временем опроса 0.82 мс и постоянной времени 1 мс. Центральная частота была равна 110.6 МГц, а ширина одного частотного канала составляла 20 кГц. За один сеанс записывалось от 150 до 192 периодов пульсара. С февраля 2007 г. дополнительно использовалась Пульсарная Машина (далее ПМ, анализатор спектра с быстрым преобразованием Фурье, 512 каналов с общей полосой 2.5 МГц и центральной частотой 110.8 МГц) с временем опроса 0.82 мс и такой же постоянной времени. В этом случае за один сеанс записывалось 192 периода пульсара. При мере дисперсии 14.7 пк см⁻³ дисперсионное расплывание в полосе одного канала составляет 1.8 и 0.4 мс для АС-128 и ПМ соответственно. Всего проведено 825 сеансов наблюдений, содержащих около 155000 периодов пульсара.

На рис. 1 приведен пример одного из сильных индивидуальных импульсов пульсара PSR B1530++27 в сравнении со средним профилем за один



Рис. 1. Пример индивидуального импульса (сплошная линия, шкала слева) от пульсара PSR B1530+27. Сильный (отношение сигнал/шум более 50) и короткий (длительность 1.2 мс по уровню 0.5) импульс в первой компоненте хорошо подходит для определения меры дисперсии. Во второй компоненте также виден импульс, но он заметно слабее и шире. Пунктирной линией показан средний профиль за этот же сеанс наблюдений (отношение сигнал/шум на правой шкале).

сеанс наблюдений. Для определения меры дисперсии использовался тот факт, что компенсация запаздывания с использованием неправильной меры дисперсии приводит к уменьшению амплитуды импульса и увеличению его ширины, т.е. расплыванию импульса. Обработка происходила следующим образом. Перебирались все значения меры дисперсии с шагом 0.05, 0.04, 0.03 и 0.02 пк см⁻³ для импульсов с отношением сигнал/шум до 10. 20, 30 и более 30 соответственно, т.е. для более сильных импульсов выбирался меньший шаг. Диапазон изменения меры дисперсии составлял ± 1 пк см⁻³ относительно опорной, в качестве которой использовалось значение DM = 14.70 из каталога пульсаров ATNF (Манчестер и др., 2005). В полученный профиль методом наименьших квадратов вписывалась гауссовская функция, и выбиралось значение меры дисперсии, при котором достигался максимум амплитуды вписанной функции. Для дальнейшего анализа отбирались импульсы с отношением амплитуды к шуму более 4.5, при этом контролировалось, чтобы фазы этих импульсов находились в пределах среднего импульса за текущий сеанс наблюдений. Момент времени, при котором достигался максимум вписанной функции,

Таблица 1. Сравнение результатов

Ссылка	<i>DM</i> пк см ⁻³	$d(DM)/dt$ пк см $^{-3}/$ год	Интервал, годы	Эпоха (MJD)
Хоббс и др. (2004)	14.6980(180)	0.00010(430)	1987-2002	49666.0
Данная работа	14.6904(009)	0.00035(034)	2001-2008	53005.0
Билоус и др. (2016)	14.6910(160)	_	—	56703.0

Примечание. Цифры в скобках во втором и третьем столбцах показывают ошибку (1σ) в единицах последнего знака.

принимался за момент прихода импульса и пересчитывался в юлианские дни. Общее количество детектированных импульсов составило 11 084. В качестве веса (для дальнейшего усреднения) такой оценки меры дисперсии использовалось отношение амплитуды вписанной функции к ее ширине.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Вековые изменения меры дисперсии

В полученные оценки меры дисперсии и моменты прихода, определенные по вписанной гауссовской функции для всех 11084 импульсов, методом наименьших квадратов была вписана прямая линия. Получены значения меры дисперсии и ее производной: $DM(MJD = 53\,005) =$ $= 14.6904 \pm 0.0009$ пк см⁻³, $dDM/dt = 0.00035 \pm$ ± 0.00034 пк см⁻³/год. Отметим, что высокая точность определения меры дисперсии достигается, в том числе, и за счет большого количества импульсов. Сравнение полученных результатов с наблюдениями Хоббса и др. (2004) и наблюдениями Билоус и др. (2016) приведено в таблице. Видно, что точность определения меры дисперсии и оценки ее производной в данной работе (по индивидуальным импульсам этого конкретного пульсара) на порядок выше, чем по тайминговым наблюдениям Хоббса и др. (2004), несмотря на меньший в два раза интервал наблюдений (8 лет против 16). Низкочастотные наблюдения Билоус и др. (2016) дают сравнимую с тайминговыми наблюдениями точность определения DM, но не дают оценки вековых изменений.

Так как в данной работе используется некогерентный способ компенсации дисперсии, то межзвездные мерцания могут влиять на форму импульсов. Наиболее сильно это проявляется в случае, когда полоса декорреляции сравнима с полосой наблюдений. Кордс и др. (1985) измерили полосу декорреляции для пульсара PSR B1530+27 на частоте 430 МГц: $\Delta \nu_{dc}(430) = 515$ кГц. Показатель степенной зависимости для полосы декорреляции равен 4.4 для Колмогоровского спектра турбулентности. Используя это значение, мы получим $\Delta \nu_{dc}(111) = 1.3 \ \kappa \Gamma$ ц для частоты 111 МГц, что значительно меньше полосы наблюдений ($\approx 2.5 \ M \Gamma$ ц). Таким образом, влияние межзвездных мерцаний на наши наблюдения пренебрежимо мало.

Отметим, что низкий уровень значимости для производной меры дисперсии позволяет говорить пока только о верхнем пределе для абсолютной величины |dDM/dt| < 0.001 пк см⁻³/год (по уровню 3 σ). Бэккер и др. (1993) предположили, что |dDM/dt| должно быть пропорционально квадратному корню из меры дисперсии. Хоббс и др. (2004) по большой выборке пульсаров показали, что $|dDM/dt| \approx 0.0002\sqrt{DM}$ пк см⁻³/год, хотя и с большим разбросом — примерно на порядок величины. Ожидаемая из этой зависимости величина производной меры дисперсии для пульсара PSR B1530+27 равна $|dDM/dt| \approx 0.0008$ пк см⁻³/год и не противоречит нашим наблюдениям.

Нас также интересуют возможные вариации меры дисперсии со временем, желательно не только в виде вписанной прямой линии. Для каждого импульса мы имеем время его прихода, а также меру дисперсии и ее ошибку, определенные по этому импульсу. Отобразить на одном рисунке меры дисперсии, полученные по всем импульсам, затруднительно. Разбиение на равные интервалы (по времени) и последующее усреднение также мало информативно, так как распределение импульсов по временной оси очень неравномерно. Ось времени разбивалась на интервалы таким образом, чтобы ошибки средних значений меры дисперсии в этих интервалах были одинаковыми. В данном случае использовалось значение 0.003 пк см⁻³. Все измерения в каждом интервале заменялись средним значением по интервалу, а по оси времени ему соответствовало среднее значение моментов прихода импульсов этого интервала, при этом использовались те же значения весов, что и для определения среднего значения меры дисперсии в этом интервале. Таким образом, мы получаем



Рис. 2. Вековые изменения меры дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27. Значения DM, полученные по всем 11 084 импульсам, были распределены по интервалам таким образом, чтобы ошибки среднего значения меры дисперсии во всех интервалах были одинаковыми и равными 0.003 пк см⁻³.

аналог равноточных измерений, но со значительно меньшим количеством точек.

На рис. 2 показаны полученные таким образом вековые (на 8-летнем интервале) изменения меры дисперсии. Прямая линия на этом рисунке — это результат вписывания по всем исходным импульсам. Видно, что прямая идет под небольшим наклоном, но уровень значимости определения производной меры дисперсии недостаточен для того, чтобы говорить об обнаружении вековых изменений меры дисперсии. Следует отметить, что весь диапазон по оси DM на этом рисунке составляет 0.016 пк см⁻³, что примерно равно одному среднеквадратичному отклонению для значения меры дисперсии из каталога пульсаров ATNF (Манчестер и др., 2005).

Сезонные изменения меры дисперсии

Вследствие орбитального движения Земли вокруг Солнца возможны вариации меры дисперсии с годовым периодом, связанные с вкладом межпланетной плазмы (солнечного ветра). В разные времена года излучение от пульсара проходит сквозь разные участки межпланетной плазмы.

Анализ сезонных изменений проводился следующим образом. Сначала из исходных значений меры дисперсии для всех импульсов был удален возможный тренд на 8-летнем интервале, а именно, была вычтена прямая линия, вписанная методом наименьших квадратов. Полученные отклонения были сгруппированы в условные "месяцы", каждый из которых равен 1/12 от юлианского года.



Рис. 3. Сезонные изменения меры дисперсии. Каждый условный "месяц" представляет собой 1/12 от юлианского года. Из исходных значений меры дисперсии для всех 11 084 импульсов был удален возможный линейный тренд, а затем был сделан фолдинг, т.е. сложение данных временно́го ряда на интервале один год.

Затем для каждого "месяца" определялись средневзвешенное значение отклонения меры дисперсии от возможного тренда и его ошибка. На рис. З показаны полученные таким образом сезонные вариации меры дисперсии.

Видно, что сезонные изменения меры дисперсии, связанные с прохождением излучения через межпланетную плазму, не превышают 0.01 пк см⁻³. Впрочем, для этого пульсара такая ситуация неудивительна, так как у него довольно большая эклиптическая широта $\beta = 43$ градуса.

выводы

Показано, что низкочастотные наблюдения индивидуальных импульсов пульсаров можно использовать для определения меры дисперсии с высокой точностью, в том числе и на длительных интервалах времени. Такие наблюдения можно использовать при проведения тайминга пульсаров на одной частоте. Важно, что в этом методе отсутствует зависимость от конкретных параметров тайминговых моделей пульсаров.

Проведены наблюдения индивидуальных импульсов пульсара PSR B1530+27. По 11 084 импульсам определена мера дисперсии в направлении этого пульсара $DM = 14.6904 \pm 0.0009$ пк см⁻³. Верхний предел (3 σ) на производную меры дисперсии равен |dDM/dt| < 0.001 пк см⁻³/год. Сезонные изменения меры дисперсии, связанные с прохождением излучения внутри земной орбиты, не превышают 0.01 пк см⁻³.

Автор признателен сотрудникам Пущинской радиоастрономической обсерватории за помощь в

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

проведении наблюдений, Т.В. Смирновой, С.А. Тюль- 9. Кузьмин А.Д., Ершов А.А., Лосовский Б.Я., Письбашеву и рецензентам – за полезные замечания, а также С.В. Логвиненко – за разработку Пульсарной Машины (анализатора спектра с Быстрым Преобразованием Фурье).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Билоус и др. (A.V. Bilous, V.I. Kondratiev, M. Kramer, E.F. Keane, J.W.T. Hessels, B.W. Stappers, V.M. Malofeev, C. Sobey, R.P. Breton, et al.), Astron. Astrophys. 591, A134 (2016). https://doi.org/10.1051/0004-6361/201527702
- 2. Бэккер и др. (D.C. Backer, S. Hama, S.V. Hook, and R.S. Foster), Astrophys. J. 404, 636 (1993).
- 3. Дамашек и др. (M. Damashek, J.H. Taylor, and R.A. Hulse), Astrophys. J. 225, L31 (1978).
- 4. Деморест и др. (P.B. Demorest, R.D. Ferdman, M.E. Gonzalez, D. Nice, S. Ransom, I.H. Stairs, Z. Arzoumanian, A. Brazier, et al.), Astrophys. J. 762, 94 (2013).
- 5. Ершов А.А., Кузьмин А.Д., Письма в Астрон. журн. **29.** 111 (2003) [A.A. Ershov and A.D. Kuzmin. Astron. Lett. 29, 91 (2003)].
- 6. Ершов, Кузьмин (A.A. Ershov and A.D. Kuzmin), Astron. Astrophys. 443, 593 (2005).
- 7. Йоу и др. (X.P. You, G. Hobbs, W.A. Coles, R.N. Manchester, R. Edwards, M. Bailes, J. Sarkissian, J.P.W. Verbiest, et al.), MNRAS 378, 1493 (2007).
- 8. Кордс и др. (J.M. Cordes, J.M. Weisberg, and V. Boriakoff), Astrophys. J. 288, 221 (1985).

- ма в Астрон. журн. 30, 285 (2004) [A.D. Kuzmin, A.A. Ershov, Losovsky, Astron. Lett. 30, 247 (2004)].
- 10. Кузьмин А.Д., Ершов А.А., Письма в Астрон, журн. 32, 650 (2006) [A.D. Kuzmin, A.A. Ershov, Astron. Lett. 32, 583 (2006)].
- 11. Лэм и др. (М.Т. Lam, J.M. Cordes, S. Chatterjee, M.L. Jones, M.A. McLaughlin, and J.W. Armstrong), Astrophys. J. 821, 66 (2016).
- 12. Манчестер и др. (R.N. Manchester, G.B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs), Astrophys. J. 129, 1993 (2005).http://www.atnf.csiro.au/people/pulsar/psrcat/ (Каталог пульсаров ATNF, версия 1.63).
- 13. Петрофф и др. (E. Petroff, M.J. Keith, S. Johnston, W. van Straten, and R.M. Shannon), MNRAS 435, 1610 (2013).
- 14. ван Хаарлем и др. (M.P. van Haarlem, M.W. Wise, A.V. Gunst, G. Heald, J.P. McKean, J.W.T. Hessels, A.G. de Bruyn, R. Nijboer, et al.), Astron. Astrophys. 556, A2 (2013).
- 15. Хоббс и др. (G. Hobbs, A.G. Lyne, M. Kramer. C.E. Martin, and C. Jordan), MNRAS 353, 1311 (2004).
- 16. Шабанова и др. (Т.V. Shabanova, V.D. Pugachev, and K.A. Lapaev), Astrophys. J. 775, 2 (2013).
- 17. Шишов В.И., Чашей И.В., Орешко В.В. и др., Астрон. журн. 93, 1045 (2016) [V.I. Shishov et al., Astron. Rep. 60, 1067 (2016)].

О СВОЙСТВАХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ У ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ

© 2020 г. И. С. Саванов^{1*}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 11.09.2020 г. После доработки 27.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Методика оценок корональных выбросов массы (СМЕ) по энергии вспышек звезд применена к данным о вспышечной активности звезд поздних спектральных классов. В исследовании использованы данные каталогов о вспышках звезд, полученные по результатам наблюдений телескопа Кеплер, и представлены зависимости величин масс СМЕ от эффективной температуры объектов из этих каталогов. Установлено, что в этом случае диапазон изменений масс СМЕ составляет примерно $10^{19}-10^{22}$ г, при этом по мере перехода к более горячим (более массивным) звездам наблюдается рост массы СМЕ. Рассмотрены данные для нескольких активных хорошо изученных звезд, которые характеризуют возможный диапазон изменений свойств СМЕ для холодных карликов. Полученные результаты сопоставлены с данными, найденными независимым методом оценок характеристик СМЕ по спектральным наблюдениям. Оценки масс СМЕ, установленные по эмпирическим зависимостям для энергий вспышек, превосходят по величине данные о массах СМЕ, найденные по асимметрии профилей Бальмеровских линий водорода.

Ключевые слова: звезды, активность.

DOI: 10.31857/S0320010820120049

ВВЕДЕНИЕ

Активность Солнца, связанная с корональными выбросами массы (СМЕ), является важным фактором, влияющим на магнитосферы, атмосферы и поверхности планет Солнечной системы. Следуя идее солнечно-звездной аналогии, явления СМЕ можно ожидать и на других звездах. Основными факторами воздействия звездных СМЕ на экзопланеты являются ударные волны, сопутствующие им возмущения плотности, скорости и магнитного поля звездного ветра, ускорение и удержание энергичных заряженных частиц. Все эти факторы должны быть должным образом учтены при изучении эволюционных процессов на экзопланетах и их атмосферных и плазменных средах. Планетарное влияние звездной активности СМЕ может варьироваться в зависимости от возраста звезды, ее спектрального типа и орбитального расстояния планеты (см. обсуждение большинства вопросов, например, в Шривер и др., 2019).

Солнечные СМЕ являются наиболее изученными и с наблюдательной, и с теоретической точек зрения (см. обзор Килпуа и др., 2017). Их основные характеристики таковы: частота СМЕ — от 0.5 до 6 СМЕ в сутки, характерные скорости — 250–500 км/с (вплоть до тысячи км/с), масса — $10^{14}-10^{16}$ г. Указанные величины изменяются в зависимости от фазы активности солнечного цикла. Изучения звездных СМЕ (их масс, скоростей, частот появления) более затруднены, они могут быть основаны на анализе спектральных наблюдений звезд, их вспышечной и пятенной активности, на исследованиях излучения объектов в рентгеновском, FUV, UV и радио-диапазонах.

Наблюдения, выполненные с космическим телескопом Кеплер и миссией TESS, открыли возможность изучения вспышечной активности и фотометрической переменности блеска, вызванной вращательной модуляцией запятненной поверхности, для десятков тысяч объектов. В каталоге вспышек звезд Гюнтер и др. (2020), основанном на первом релизе архива миссии TESS, сделаны оценки масс СME.

Цель нашего исследования состоит в применении методик оценок масс СМЕ по энергии вспышек звезд по результатам наблюдений телескопа Кеплер и их сопоставлении с другими определениями.

^{*}Электронный адрес: igs231@mail.ru



Рис. 1. (а) — Зависимость величин $\log E_{\text{flare}}$ от эффективной температуры для объектов из каталога Янг и др. (2019) (темные кружки для средней энергии вспышки и серые крестики для E_{max}). (б) — Зависимость величин $\log M_{\text{CME}}$ от эффективной температуры для объектов из каталога Янг и др. (2019) (темные кружки для средней энергии вспышки и серые крестики для E_{max}). Ромбы — данные Чанг и др. (2019) для восьми карликов спектрального класса М с супервспышками, крупный темный кружок — данные для YZ CMi, квадрат — для V347 Peg.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

СМЕ И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД

Для оценки свойств СМЕ может быть использована эмпирическая зависимость, связывающая энергию вспышки и массу СМЕ Аарнио и др. (2012). Эта зависимость была установлена по данным для Солнца, но затем калибрована с использованием набора хорошо изученных активных звезд на стадии эволюции до главной последовательности. Зависимость может быть применима к объектам с энергией вспышек до 10^{38} эрг, что соответ-ствует массе СМЕ до 10^{22} г. Отметим, что зависимость из Аарнио и др. (2012) была установлена по измерениям энергии вспышек в рентгеновском диапазоне спектра, поэтому, аналогично Гюнтер и др. (2020), мы будем использовать скорректированное соотношение, в котором рассматривается болометрическая энергия вспышки (как и в Гюнтер и др., 2020, мы ввели при оценке масштабирующий множитель 100). Используемый метод имеет ограничения, прежде всего, вызванные принципиальным распространением солнечной аналогии на звезды других спектральных классов, а также неопределенностями, конкретно возникающими при применении скорректированного соотношения с масштабирующим множителем.

Применение зависимости к данным наблюдений 763 объектов по первым наблюдениям миссии TESS привело к выводу о том, что для них характерная величина массы CME составляет 10^{19} г (медианное значение), диапазон изменений — от 10^{18} до 10^{32} г для наиболее массивного CME. Отметим, что эта величина соответствует самой сильной из зарегистрированных вспышек для звезды — гиганта TIC 404768019 ($T_{\rm eff} = 5358$ K).

В нашей работе мы использовали данные двух литературных источников. Во-первых, мы рассмотрели результаты исследования Янг и др. (2019), содержащего сведения о 162 262 вспышках для 3420 звезд. Каталог включает данные о вспышках у звезд спектральных классов от А (в дискуссионном плане) до М. На основе данных табл. 2 о 162 262 вспышках из Янг и др. (2019) для каждой звезды мы нашли средние Е и максимальные E_{max} величины энергий вспышек. По методике, представленной в Гюнтер и др. (2020) и упомянутой выше, на основе данных о средних энергиях вспышек мы определили величины масс СМЕ для 3020 объектов из Янг и др. (2019). На рис. 1 представлена зависимость величин масс СМЕ от эффективной температуры объектов из этого каталога (темные кружки). Если в качестве исходных данных использовать не величины E_{\star} а E_{\max} , то это приведет к увеличению оценки массы СМЕ примерно на порядок величины (серые крестики на рис. 1). Представленная зависимость

указывает на то, что диапазон изменений масс СМЕ, установленных на основе соотношения из Аарнио и др. (2012), составляет $10^{19}-10^{22}$ г, при этом по мере перехода к более горячим (более массивным) звездам наблюдается рост массы СМЕ. Звезды солнечного типа, согласно оценке, основанной на использовании энергии вспышек, должны обладать СМЕ с массами от 3×10^{20} г до 10^{21} г, что существенно выше, чем наблюдается у Солнца. Возможно, это обусловлено эффектами наблюдательной селекции — наблюдения с телескопом Кеплер проводились для звезд с более высокой вспышечной и пятенной активностью.

Ван Доорсселаере и др. (2017), на основе данных наблюдений телескопа Кеплер, выполненных только в моде LC сета Q15, провели исследования вспышечной активности 6662 звезд, для которых в общей сложности было зарегистрировано 16850 вспышек. На основе этих данных об энергиях вспышек мы определили массы СМЕ для всех вспышек всех объектов. На рис. 2 представлена зависимость величин log M(CME) от эффективной температуры объектов из каталога (светлые кружки). Каталог Ван Доорсселаере и др. (2017) содержит многочисленные измерения для объектов с $T_{\rm eff}$ выше 8000 К (на рис. 2 они не показаны, обсуждение достоверности этих результатов см. в Ван Доорсселаере и др., 2017, и Янг и др., 2019), а также данные для звезд гигантов — они представлены кластером светлых точек в температурном диапазоне 4500-5000 К. Данные для звезд карликов приведены на рис. 2 темными символами. В диапазоне $T_{\rm eff}$ от 3500 до 6000 К они образуют монотонно возрастающую последовательность, соответствующую массам CME от 10^{20} до 10^{21} г. Амплитуда изменений величин $\log M_{\rm CME}$ для звезд солнечного типа составляет 19.5-21.3. Поскольку распределения энергии вспышек в зависимости от T_{eff}, представленные в каталогах Ван Доорсселаере и др. (2017) и Янг и др. (2019), различаются, то различия имеются и для величин logM_{CME}. Особо заметны расхождения для звезд с $T_{\rm eff}$ ниже 4000 К. Однако в предположении о применимости калибровки из Аарнио и др. (2012) в целом можно заключить, что оба каталога указывают на характерный диапазон изменений масс СМЕ от 10^{19.5} до 10^{21.5} г

СВОЙСТВА СМЕ ПО ВСПЫШКАМ ХОЛОДНЫХ КАРЛИКОВ

Для того чтобы оценить величины максимально возможных масс СМЕ для самых холодных карликов, мы использовали данные Чанг и др. (2018) об энергиях супервспышек восьми карликов спектрального класса M (символ ромб на рис. 1).



Рис. 2. (а) — Зависимость величин log *E*_{flare} от эффективной температуры для объектов из каталога Ван Доорсселаере и др. (2017) (светлые кружки). Данные для звезд карликов приведены темными символами. (б) — Зависимость величин log *M*_{CME} от эффективной температуры для объектов из каталога Ван Доорсселаере и др. (2017) (светлые кружки). Данные для звезд карликов приведены темными символами.

Энергии супервспышек этих объектов лежат в диапазоне величин $\log E$ от 33.59 до 34.96 эрг. Масса соответствующих СМЕ в этом случае может достигать величины 1.5×10^{21} г, что не только сопоставимо, но даже немного превосходит массы СМЕ звезд солнечного типа, установленные по средним энергиям вспышек.

Энергия мегавспышки на поверхности dM4.5е звезды YZ CMi (Ковальски и др., 2012) (рекордное увеличение излучения звезды в фильтре U на 6 звездных величин) могла бы соответствовать корональному выбросу с массой 5.4 × 10²⁰ г.

Наконец, для ультра-быстровращающегося М4

карлика V374 Ред Вида и др. (2016) в ходе анализа данных многолетних фотометрических и спектральных наблюдений получили одновременные оценки переменности блеска, энергии вспышек и скорости движения СМЕ (675 км/с). Кроме того, принимая для звезды величину рентгеновской светимости $L_x = 2.5 \times 10^{28}$ эрг (Вида и др., 2016), можно получить оценку массы СМЕ, равную 2.9 × $\times 10^{18}$ г. Исходя из анализа спектральных наблюдений профилей линии Н α , Вида и др. (2016) установили, что масса СМЕ составляет 10¹⁶ г при средней частоте 1 событие в 10 ч.

Данные для звезд V374 Ред и YZ СМі харак-

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020

теризуют возможный диапазон изменений свойств СМЕ для холодных карликов.

СВОЙСТВА СМЕ ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Существует еще один независимый метод оценок характеристик СМЕ по спектральным наблюдениям. Он основан на изучении абсорбшионных и эмиссионных деталей профилей Бальмеровских линий видимого и УФ спектральных диапазонов у звезд как солнечного типа, так и более холодных (см. серии публикаций, перечисленных в Вида и др., 2019, и Лейтзингер и др., 2020). Детальное обсуждение достигнутых результатов для карликов спектрального класса М приводится в Вида и др. (2019), а для звезд солнечного типа — в Лейтзингер и др. (2020). Исследования последних трех десятилетий, как правило, содержали результаты анализа одной или нескольких звезд и лишь нескольких событий (обзор литературы можно найти у Лейтзингер и др., 2020). Одно из первых обширных исследований было выполнено в работе Фюрмейстер и др. (2018), его авторы рассмотрели 473 спектра, полученные для 28 М-карликов. Вида и др. (2019) изучили 5500 спектров М-карликов и установили, что для 25 звезд имеются асимметрии профилей Бальмеровских линий водорода. Для этих объектов частота появления зарегистрированных событий находится в пределах от 1.2 до 19.6 событий в сутки. Измеренные по доплеровскому смещению скорости СМЕ соответствуют величинам 100-300 км/с. Получено, что массы СМЕ составляют 10¹⁵-10¹⁸ г. Имеются указания, что события являются более частыми у более холодных звезд с более высокой хромосферной активностью. Ценность метода определений характеристик СМЕ по спектральным наблюдениям состоит в том, что он дает возможность найти как кинематические характеристики, так и оценку частоты появления событий.

Лейтзингер и др. (2020) из анализа спектров видимого диапазона 425 FGK карликов, полученных в ходе 3700 ч наблюдательных программ, зарегистрировали лишь несколько вспышек и сделали вывод о малом числе проявлений СМЕ. Авторы пришли к заключению, что столь низкий уровень обнаруженной активности исследованных объектов обусловлен двумя причинами — не только самой низкой активностью, но и наблюдательными ограничениями, вызванными недостаточностью продолжительности наблюдений. Лейтзингер и др. (2020) также обсуждают возможность того, что области излучения в линии $H\alpha$ были слишком малы для регистрации в проведенных наблюдениях. При достигнутых в наблюдениях отношениях S/N, по оценке Лейтзингер и др. (2020), могли бы быть обнаружены СМЕ солнечного типа с массой 10¹⁶-10¹⁷ г и выше. Исследование Лейтзингер и др. (2020) было основано на использовании архивных данных, для обнаружения СМЕ меньших масс нужны специализированные наблюдения достаточной продолжительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Параметры СМЕ для звезд поздних спектральных классов (масса, скорости, частота и др.) остаются все еще мало изученными. Можно заключить, что в настоящее время выполненные по различным методикам оценки масс СМЕ заметно различаются между собой, а сведения о свойствах СМЕ звезд поздних спектральных классов недостаточны. Наиболее полные данные о СМЕ, вероятно, могут быть получены для холодных М карликов при спектральных исследованиях. Самые многочисленные оценки свойств корональных выбросов найдены в настоящее время при использовании наблюдательных данных космических миссий Кеплер, TESS и эмпирической зависимости, связывающей энергию вспышки и массу СМЕ.

В нашем исследовании использованы данные двух каталогов о вспышках звезд, полученные по результатам наблюдений телескопа Кеплер, и представлены зависимости величин СМЕ от эффективной температуры объектов из этих каталогов. Найдено, что в этом случае диапазон изменений масс СМЕ составляет примерно $10^{19}-10^{22}$ г, при этом по мере перехода к более горячим (более массивным) звездам наблюдается рост массы СМЕ.

Оценки масс СМЕ, найденные по эмпирическим зависимостям для энергий вспышек, превосходят по величине данные о массах СМЕ, найденные по асимметрии профилей Бальмеровских линий водорода. Согласно Вида и др. (2016), данные для одного и того же объекта могут различаться между собой. Исследование Вида и др. (2016) дает пример того, как для одного объекта при изучении вспышечной активности, профилей Бальмеровских линий водорода можно получить оценки масс СМЕ различными способами и сопоставить между собой. Исследования такого характера, распространенные на другие звезды спектральных классов G-M, крайне необходимы в будущем. Развитые методы найдут широкое применение при оценке параметров СМЕ звезд с экзопланетами и позволят изучить эволюцию атмосфер экзопланет при воздействии внешних факторов.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (№ 13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аарнио и др. (A.N. Aarnio, S.P. Matt, and K.G. Stassun), Astrophys. J. **760**, 9 (2012).
- 2. Ван Доорсселаере и др. (Т. Van Doorsselaere, H. Shariati, and J. Debosscher), Astrophys. J. Suppl. Ser. **232**, 26 (2017).
- 3. Вида и др. (K. Vida, L. Kriskovics, K. Oláh, M. Leitzinger, P. Odert, Zs. Kovári, H. Korhonen, R. Greimel, et al.), Astron. Astrophys. **590**, A11 (2016).
- Вида и др. (К. Vida, M. Leitzinger, L. Kriskovics, B. Seli, P. Odert, O.E. Kovacs, H. Korhonen, and L. van Driel-Gesztelyi), Astron. Astrophys. 623, A49 (2019).
- 5. Понтер и др. (M.N.Günther, Z. Zhan, S. Seager, P.B. Rimmer, S. Ranjan, K.G. Stassun, R.J. Oelkers, T. Daylan, et al.), Astron. J. **159**, 60 (2020).
- 6. Килпуа и др. (E. Kilpua, H.E.J. Koskinen, and T.I. Pulkkinen), Liv. Rev. Solar Phys. **14**, 5 (2017).

- 7. Ковальски и др. (A.F. Kowalski, S.L. Hawley, J.A. Holtzman, J.P. Wisniewski, and E.J. Hilton), Solar Phys. **277**, 21 (2012).
- 8. Лейтзингер и др. (M. Leitzinger, P. Odert, R. Greimel, K. Vida, L. Kriskovics, E.W. Guenther, H. Korhonen, F. Koller, et al.), MNRAS **493**, 4570 (2000).
- 9. Фюрмейстер и др. (B. Fuhrmeister, S. Czesla, J.H.M.M. Schmitt, S.V. Jeffers, J.A. Caballero, M. Zechmeister, A. Reiners, I. Ribas, et al.), Astron. Astrophys. **615**, A14 (2018).
- 10. Шривер и др. (K. Schrijver, F. Bagenal, T. Bastian, J. Beer, M. Bisi, T. Bogdan, S. Bougher, D. Boteler, et al.), arXiv:1910.14022 (2019).
- 11. Чанг и др. (H.-Y. Chang, C.-L. Lin, W.-H. Ip, L.-C. Huang, W.-C. Hou, P.-C. Yu, Y.-H. Song, and A. Luo), Astrophys. J. **867**, 78 (2018).
- 12. Янг и др. (H. Yang and J. Liu), Astrophys. J. Suppl. Ser. **241**, 29 (2019).

ДВУХЛУЧЕВОЙ СПЕКТРОГРАФ ДЛЯ 2.5-м ТЕЛЕСКОПА КГО ГАИШ МГУ

© 2020 г. С. А. Потанин^{1,2*}, А. А. Белинский², А. В. Додин², С. Г. Желтоухов^{1,2}, В. Ю. Ландер¹, К. А. Постнов^{1,2}, А. Д. Саввин², А. М. Татарников², А. М. Черепащук², Д. В. Черясов², И. В. Чилингарян^{2,3}, Н. И. Шатский^{2**}

¹ Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

> ³Smithsonian Astrophysical Observatory, Cambridge, USA Поступила в редакцию 27.10.2020 г. После доработки 27.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Транзиентный Двухлучевой Спектрограф (ТДС) разработан для наблюдений нестационарных и внегалактических источников на 2.5-м телескопе КГО ГАИШ МГУ в оптическом диапазоне с низким спектральным разрешением. Регистрация спектра проводится одновременно в двух каналах, коротковолновом (360–577 нм, дисперсия 1.21 Å/пиксель, разрешающая сила R = 1300 с рабочей шириной щели 1") и длинноволновом (567–746 нм, дисперсия 0.87 Å/пиксель, R = 2500), свет между которыми распределяется дихроичным зеркалом с 50% уровнем пропускания на длине волны 574 нм. В синем" канале имеется возможность автоматической смены решетки с основной на дополнительную с удвоенной разрешающей силой. Приемниками служат две ПЗС-камеры на основе детекторов E2V 42-10, охлаждаемые до -70°С и имеющие шум считывания 3 электрона на рабочей скорости считывания 50 кГц. Высота входной щели 3 угл. мин. В составе спектрографа имеются камера защелевого подсмотра и калибровочный узел, позволяющий снимать линейчатый спектр газоразрядной лампы, а также светодиодный источник с непрерывным спектром ("плоское поле") для учета виньетирования и неравномерности ширины щели. Пропускание всего оптического тракта без потерь на щели составляет в зените 20% в "синем" канале и 35% в "красном". За вычетом атмосферы и телескопа, эффективность самого ТДС достигает в максимуме 47 и 65% соответственно. Спектрограф постоянно установлен в фокусе Кассегрена 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ вместе с фотометрической ПЗС-камерой широкого поля, свет в спектрограф подается вводящимся в тракт плоским диагональным зеркалом. С ноября 2019 г. на спектрографе ТДС проводятся регулярные наблюдения нестационарных звезд и внегалактических источников до $\sim 20^{\rm m}$ с отношением сигнал к шуму выше 5 за 2 ч наблюдений.

Ключевые слова: спектрограф, двухлучевой, оптическая спектроскопия, астрономический спектрограф дихроичный.

DOI: 10.31857/S0320010820120037

ВВЕДЕНИЕ

Современные астрофизические исследования, такие как поиск и классификация сверхновых звезд, оптического послесвечения гаммавсплесков, изучение нестационарных явлений в тесных двойных системах с релятивистскими компонентами и физики объектов до Главной последовательности и т.д., требуют оперативно получать и классифицировать оптические спектры с телескопами среднего размера в режиме follow-up и мониторинга. Возможность быстрой постановки новой задачи и высокая световая эффективность являются наиболее критичными для наблюдений таких объектов, поэтому результативность таких исследований напрямую зависит от суммарного пропускания оптического тракта и возможности наблюдений в любой благоприятный момент. Несмотря на обилие телескопов среднего и крупного размера, появившихся в последние десятилетия, оперативная характеризация транзиентных явлений остается актуальной научной задачей,

^{*}Электронный адрес: potanin@sai.msu.ru

^{**}Электронный адрес: kolja@sai.msu.ru

решаемой как на инструментах крупного, так и среднего размера (Онори и др., 2019; Коппервет и др., 2015, 2016).

Телескоп Кавказской горной обсерватории (КГО) ГАИШ МГУ с диаметром главного зеркала 2.5 м является многозадачным инструментом для научных и научно-образовательных целей (Шатский и др., 2020). Выбор программ наблюдений осуществляется в широком диапазоне исследований на конкурсной основе для достижения максимальной итоговой результативности инструмента с учетом его параметров и особенностей места его установки. Астроклиматические условия наблюдений на обсерватории КГО ГАИШ (Корнилов и др., 2014) и возможность их оперативной оценки позволяют гибко планировать наблюдения с различными штатными навесными приборами, исходя из текущей обстановки, и тем самым наиболее эффективно использовать наблюдательное время. Телескоп установлен в 2014 г. и в настоящий момент (октябрь 2020 г.) готовится к приемным испытаниям после замены аппаратной и программной частей системы управления.

Для поддержки работ по характеризации новых источников или спектральному мониторингу нестационарных объектов, ведущихся в ГАИШ МГУ (см., например, Липунов и др., 2016; Вольнова и др., 2017; Черепащук и др., 2018; Балакина и др., 2020), была поставлена задача построить эффективный инструмент для спектральной классификации и измерения доплеровских сдвигов и интенсивностей эмиссионных и абсорбционных линий. Именно высокое пропускание аналогичных по специализации спектрографов для телескопов 1.5– 2.5 м класса является ключом к их высокой продуктивности (см., например, обзор проектов FAST и ссылки в работе Минк и др., 2020).

Относительно большая апертура телескопа и секундное качество изображений (Потанин и др., 2017) позволяют использовать узкую длинную рабочую щель, чтобы выполнять измерения как точечных, так и протяженных объектов, например. галактик, с возможностью точного учета спектра фона неба. В этом отношении инструмент нацелен иметь бо́льшую разрешающую силу $R \sim$ ~ 2000 и длину щели, чем, например, спектрографы FLOYDS 2-м телескопов обсерватории Las Cumbres ($R < 1000, L_{slit} = 30''$; Браун и др., 2013), специально сконструированные для наблюдения чисто транзиентных объектов. По параметрам щели, широте охвата решаемых научных задач и разрешающей силе запланированный прибор больше напоминает Intermediate Dispersion Spectrograph¹ 2.5-м телескопа INT на Канарских островах (см.,

например, Попеску и др., 2019), хотя требования стабильности плохо совмещаются с таким большим набором дисперсоров и сменными приемниками, как у IDS. Поэтому спектрограф TDS с самого начала планировался как инструмент с минимальным числом конфигураций.

КРИТЕРИИ ВЫБОРА ПАРАМЕТРОВ

Хотя построенный 2.5-м телескоп КГО ГАИШ высокомобилен, умеренный размер апертуры требует выраженной специализации создаваемого инструмента для высокой результативности по главной задаче — получение спектров транзиентных источников и внегалактических объектов до 20-й звездной величины. Поэтому первичным критерием оптимизации конструкции выбрано максимальное пропускание оптики при минимально необходимой спектральной разрешающей силе и компромиссном покрытии диапазона длин волн для классификации объектов. Современная линейка оптических стекол и повсеместный ввод в астрономическую практику голографических дифракционных решеток с объемной фазой (volume phase holographic gratings, VPH, Барден и др., 2000) позволяют решить эту задачу с минимальными потерями света в диоптрической системе.

Размеры выбранной по тематике исследований спектральной области — ближний ультрафиолет от бальмеровского скачка и видимый диапазон — в сочетании с требованием достаточно длинной (3') щели для точного учета влияния фона неба и возможности наблюдений протяженных источников хорошо согласуются с форматом доступных высокоэффективных спектральных ПЗС-приемников, способных длительно работать в околокриогенном режиме без существенных затрат на техническое обслуживание системы, функционирующей в режиме постоянного дежурства. Достижение спектральной разрешающей силы порядка 1500-2500, требующейся для задач спектральной классификации и измерений потоков энергии в линиях, оказывается возможным в двухлучевой компоновке прибора с разделением каналов дихроичным делителем в интервале длин волн от 550 до 580 нм. Такое деление диапазона снимает необходимость применять отсекающие фильтры нерабочих порядков и позволяет использовать эффективные просветляющие покрытия оптики и приемников, а также ахроматизировать оптику с небольшим числом элементов. Решение сходно с компоновкой диспергирующей части спектрографов BOSS проекта SDSS последнего поколения² (Сми и др., 2013), но масштабировано по приемнику на более скромные задачи с длинной щелью и более узким спектральным

¹http://www.ing.iac.es/Astronomy/instruments/ids/

²https://www.sdss.org/instruments/boss_spectrograph/



Рис. 1. Оптическая схема спектрографа ТДС: 1 — щель в фокальной плоскости телескопа, 2 — общий коллиматор, 3 — плоское дихроичное зеркало, 4 — сменный дисперсор синего канала (показаны гризма *G* и дополнительный клин), 5, 7 — камеры синего и красного канала, 6 — дисперсор красного канала.

диапазоном в красной области. Последнее позволило использовать общий коллиматор каналов с минимальными компромиссами по качеству изображений. Это сделало прибор более компактным и содержащим меньше оптических элементов, чем сходный по схеме спектрограф FRODOSpec Ливерпульского 2-м телескопа с двумя диоптрическими коллиматорами (Моралес-Руэда и др., 2004).

Итоговое мультиплексирование спектрографа определяется почти полным покрытием рабочей поверхности двух ПЗС-приемников формата 2048×512 пикселей спектром 350-750 нм с изображением щели высотой 3 мин дуги при выборке в 3 пикселя на ширину изображения рабочей щели в 1 угл. сек. Эти требования согласуются с медианным качеством изображений в 1 20 в месте наблюдений и качеством изображений, обеспечиваемым оптикой телескопа (Потанин и др., 2017). Оптимизация схемы на широкой линейке современных оптических стекол позволила получить требуемое качество изображений во всем спектральном и пространственном диапазоне с минимальным числом элементов и высоким спектральным пропусканием, которые недостижимы для серийных объективов или линз.

Требуемая спектральная разрешающая сила обеспечивается VPH-решетками, оптимизированными по углу Брэгга под середины своих рабочих областей в каналах. Основные дисперсоры применяются без компенсирующих призм, с изломом оптической оси инструмента, что позволило уменьшить вес и размеры кассегреновского прибора при условии отказа от режима прямых изображений, обычного для спектрографов типа редукторов фокуса (Буццони и др., 1984; Афанасьев и Моисеев, 2005). Такое решение было предложено еще на заре VPH-астроспектроскопии в проекте ATLAS (Тейлор и др., 2000).

Квазиодновременная фотометрия источников, а также отождествление и центровка на щели слабых объектов выполняются с помощью широкопольного ПЗС-фотометра формата 4 К \times 4 К (10 \times 10'; Шатский и др., 2020) в том же порту телескопа, при этом свет в спектрограф подается вводимым на его оптическую ось диагональным зеркалом. Такой "тандем" позволяет отказаться при расчете оптики спектрографа от ахроматизации системы в режиме изображений, что значительно упрощает как оптическую, так и механическую конструкцию и дает существенный выигрыш в итоговом пропускании.

Завершают перечень требований к конструкции атермальный дизайн оправ линз камерных объективов, наличие оптической системы калибровки (зеркально-линзовая система переброса изображения источника линейчатого и непрерывного спектра) и обеспечение режима с двойной разрешающей силой в "зеленой" части коротковолнового канала. Эти требования обычны для сходных аппаратов, рассмотренных выше.

Параметр	Значение	
Щели		
Ширина	$1^{\prime\prime}$ и $10^{\prime\prime}$	
Высота	З′ (18 мм)	
Коллиматор		
Фокусное расстояние	315 мм	
Диаметр	64 мм	
Светоделитель		
Угол падения света	35°	
Размер	65 imes 90 мм	
Коротковолновая граница	350 нм	
Средний коэф. отражения	98.2%	
Длина волны перехода	574 нм	
Длинноволновая граница	750 нм	
Средний к-т пропускания	95.3%	
Дисперсоры		
Диаметр зрачка	39 мм	
Световой диаметр	43 мм	
Частота штрихов (R, B, G)	1200, 900, 1800 мм $^{-1}$	
Центральная длина волны	650, 460, 505 нм	
Камеры		
Фокусное расстояние	117 мм	
Поле зрения, 2 Ω	13.9°	
Приемники		
Модель	E2V 42-10	
Размер пикселя	13.5 imes 13.5 мкм	
Квантовый выход	90%	
Частота оцифровки	50 кГц	
Рабочая температура	−70° C	
Шум считывания (R, B)	3.8, 3.1 эл.	
Синий канал		
Обратная дисперсия (B,G)	1.21, 0.55 Å/пикс	
Диапазон длин волн в B	3600–5770 Å	
Диапазон длин волн в G	4300–5434 Å	
Разрешающая сила $R(B,G)$	1300, 2600	
Макс. эффективность (B, G)	47%, 50%	
Красный канал		
Обратная дисперсия	0.87 Å/пикс	
Диапазон длин волн	5673–7460 Å	
Разрешающая сила R	2500	
Макс. эффективность	65%	

Таблица 1. Основные параметры элементов и спектральные характеристики каналов

Примечание. По каналам указана эффективность ТДС без телескопа и атмосферы на центральной волне дисперсора.

В следующих разделах будут рассмотрены подробности конструкции, спроектированной и построенной в результате описанной оптикомеханической оптимизации прибора.

ОПТИЧЕСКИЕ СХЕМА И ЭЛЕМЕНТЫ

На рис. 1 представлена оптическая схема прибора. Свет достигает щели спектрографа после отражения от вводимого на ось телескопа диагонального алюминированного зеркала. После щели свет попадает на коллиматор, склейку-триплет. Между коллиматором и зрачком системы расположен светоделитель, отражающий излучение с длиной волны короче 0.57 мкм в синий канал спектрографа и пропускающий более длинные волны в красный канал. Нестандартный рабочий угол падения света выбран для оптической и механической оптимизации конструкции. За дисперсорами в зрачках непосредственно установлены камеры каналов спектрографа.

Расчет оптической схемы выполнен в программе ZEMAX в режиме мультиконфигураций, отдельно для красного и синего каналов. С минимальным количеством групп элементов (одна в коллиматоре и два дублета с одиночной линзой в каждой из камер) достигнута концентрация энергии в изображениях в 80% в круге диаметром 24 мкн, примерно равномерно по щели и вдоль дисперсии. Расчетные изображения показаны на рис. 2. Допуски на изготовление и юстировку оптики оказались не очень жесткие (0.1 мм по сдвигу элементов).

Основные параметры и элементы спектрографа сведены в табл. 1. Щели выполнены лазерной резкой из нержавеющей стали толщиной 200 мкм на станке для нарезки фокальных масок инструмента Binospec и любезно предоставлены Смитсонианской Астрофизической Обсерваторией (D. Fabricant, США, см. Фабрикант идр., 2019), поверхность их не зачернена. В барабане фокальных апертур установлены рабочая щель шириной 0.1 мм (1"; масштаб в фокальной плоскости телескопа 10"/мм), диафрагма поля диаметром 18 мм для отождествления и центровки объекта, применяемая для бесщелевой спектроскопии источников, а также широкая спектрофотометрическая щель.

Ключевым компонентом двухканального спектрографа является дихроичный делитель светового пучка. Он установлен до зрачка системы, поскольку зрачок занят диспергирующими элементами, определяющими спектральные характеристики каналов. Главные требования к делителю — обеспечить высокое среднее пропускание в длинноволновом диапазоне и высокое отражение в смежном. Также важны крутизна переходной характеристики и возможно меньшая амплитуда



Рис. 2. Расчетные изображения в синем канале (слева; основная решетка *B*) и в красном канале *R* (справа). Для различных длин волн (по горизонтали) и участков щели (по вертикали). Круг соответствует диаметру изображения 1 угловая секунда в фокальной плоскости телескопа. Черным прямоугольником выделены рабочие области диапазонов по длинам волн. Длина волны в нанометрах указана вверху над соответствующими колонками изображений.

колебаний ("волн") спектральной характеристики на фоне среднего уровня. Это определяет спектральный профиль световой эффективности всего прибора и возможности исправления результатов редукции спектров за его переменность во времени для получения точных спектрофотометрических характеристик источников.

Первоначальный (опорный) расчет дихроичного делителя был любезно выполнен фирмой Asahi Spectra³ и показал теоретическую возможность обеспечить средние потери в пределах 3% и высоту "волн" менее 5–10%, однако по экономическим причинам заказ этого делителя оказался невозможным, и были предприняты поиски отечественного производителя.

Приемлемые расчетные, а затем и экспериментально подтвержденные характеристики дихроичного покрытия были получены на рязанской производственной площадке ООО "НПП "Александр"⁴, изготовившего рабочий светоделитель каналов. Кривые его пропускания иллюстрированы на рис. 3, на котором показана для сравнения расчетная кривая пропускания дихроика фирмы Asahi Spectra.

Дифракционные решетки спектрографа диаметром 2 дюйма изготовлены фирмой Wasatch Photonics⁵ и работают в первом порядке дифракции; основные решетки каналов имеют просветляющие покрытия, оптимизированные под их рабочий диапазон. В зрачке красного канала расположена стационарная VPH-решетка R на подложках из стекла B270, отклоняющая лучи с центральной длиной волны на 46°.

В зрачке синего канала расположен блок из двух сменных VPH-решеток на подложках из плавленного кварца, изготовленных специально для проекта. Основная решетка B отклоняет пучок на 24° и используется без дополнительных призм. Вспомогательная решетка G с удвоенной дисперсией имеет 1800 штрихов на мм и рабочую длину волны 505 нм и используется с призмами из флинта Φ 1 для выравнивания угла отклонения с решеткой B. Для устранения возникающих аберраций и разности фокуса в синем и зеленом каналах передняя призма дополнена клином из кварца КУ-1 со слегка выпуклой передней поверхностью (R = 54 м).

В обоих каналах используются камерные объективы похожей конструкции, оптимизированные под свой диапазон длин волн. Как применяемые в них стекла⁶, так и просветляющие покрытия различны у объективов в красном и синем каналах. Пятилинзовые объективы имеют задний отрезок 30 мм, позволяющий применять в качестве приемника света ПЗС-камеру практически любой конструкции, включающей оптическое окно и затвор. Отказ от использования флюорита в оптике спектрографа снял необходимость в подфокусировке каналов, изображения остаются резкими в диапазоне температур от -15° до $+25^{\circ}$ С.

³www.asahi-spectra.com, лидирующий производитель астрономических интерференционных и стеклянных фильтров

⁴https://macrooptica.ru; расчет выполнен ООО "Технион"

⁵https://wasatchphotonics.com/

⁶В оптике ТДС использованы стекла Schott, Ohara и ЛЗОС, склеенные низкотемпературным клеем ОК-72ФТ5, прозрачным до 350 нм.



Рис. 3. Средние по поверхности измеренные кривые пропускания и отражения рабочего светоделителя (тонкие сплошные линии, угол падения 35°) и опорные кривые дихроичного делителя, рассчитанного для ТДС в Asahi Spectra (пунктирные линии, для угла падения 45°); приведена полусумма для S- и P-поляризаций. Для наглядности штрих-пунктиром даны кривые квантовой эффективности приемников, а толстыми линиями — примеры итоговой выходной спектральной кривой реакции всей системы с выносом за атмосферу.

В спектрографе ТДС применены камеры модели Newton DU940P фирмы Андор⁷ с центральными затворами и плоскопараллельными кварцевыми оптическими окнами. Приемники первого грейда с обратным освещением имеют просветляющие покрытия типа BU для синего канала (как у аппаратов FLOYDS) и BV для красного и работают с оцифровкой сигнала 1.0 эл/ADU при постоянной рабочей температуре круглый год с воздушным термоэлектрическим охлаждением. Вклад темнового тока в шумы данных невелик и составляет менее 0.005 электрона в секунду.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ

Спектрограф полностью спроектирован и собран в ГАИШ МГУ, где сделана также и часть деталей, остальные изготовлены на станках с ЧПУ по заказу. Корпус прибора выполнен из деформируемых алюминиевых сплавов (АМГ-6 и Д16) для предотвращения поводок в процессе обработки и состоит из несущей плиты основания толщиной 3 см с ребрами жесткости, прямоугольных жестких стоек для оправ оптических компонентов и фланцев ПЗС-камер и крышки прибора, аналогичной основанию, толщиной 2 см. Эта пространственная конструкция придает необходимую прибору жесткость и снабжена боковыми светозащитными крышками. Спектрограф крепится винтовыми шпильками через три осевых отверстия дополнительных стоек корпуса к ферме-суппорту из алюминиевого

уголка, привинченной к кассегреновскому блоку фильтров и затвора (filters & shutter unit, FSU) широкопольной камеры телескопа. Конструкция спектрографа показана на рис. 4.

Блок сменных щелей и защелевого подсмотра смонтирован в едином тубусе, закрепленном на несущей стойке коллиматора. Четырехместный барабан щелей накрыт защитным кожухом (на рисунке не показан) и вращается в прецизионных подшипниках так, что движение происходит в направлении щели для стабильности калибровки по длинам волн. Непосредственно за щелями откидное плоское зеркало перебрасывает изображение входных апертур с уменьшением на СМОЅ-камеру подсмотра⁸ для контроля и центровки объекта перед экспозицией. Барабан и зеркало управляются микросерводвигателями.

Коллиматор и оба объектива фокусируются вручную при настройке прибора и зажимаются контргайками, причем объективы смонтированы во втулках со скользящей посадкой и при фокусировке не вращаются. Решетка красного канала установлена на поворотном столике для достижения максимальной эффективности в первом порядке. Каретка сменных дисперсоров синего канала с приводом от шагового двигателя и прецизионным датчиком нуль-пункта также имеет регулировки угла поворота относительно пучка. Все дисперсоры тонко подстраиваются по направлению штрихов поворотом вокруг оптической оси.

ПЗС-камера в обоих каналах установлена на регулировочном фланце с шаровой опорой с цен-

⁷https://andor.oxinst.com/products/newton-ccd-andemccd-cameras/newton-940

⁸Модель BFLY-PGE-23S6M-C, https://www.flir.eu



Рис. 4. Модель механики спектрографа. 1 — барабан сменных щелей, 2 — тубус с системой и камерой подсмотра, 3 коллиматор, 4 — дихроичный светоделитель, 5 — решетка красного канала, 6, 9 — объективы красного и синего каналов, 7, 10 — ПЗС-камеры красного и синего каналов, 8 — блок сменных дисперсоров синего канала.

тром кривизны на поверхности матрицы, которая позволяет слегка вращать или наклонять приемник относительно оптической оси без нарушения фокусировки в центральной части.

Система переброса света и калибровки смонтирована отдельно от спектрографа внутри блока FSU и представляет собой линейную направляющую с шариковинтовой передачей, на подвижной платформе которой смонтированы диагональные зеркала с защищенным алюминиевым покрытием⁹. Одно зеркало отклоняет свет телескопа в спектрограф, другое смонтировано в паре с ахроматом (ЕО #49-286) F = 200 мм, телецентрично перебрасывающим на щель изображение выходного порта интегрирующей сферы (ИС) с калибровочными источниками. также находяшейся внутри FSU. Каретка перемещается шаговым двигателем с энкодером, как и приводы фильтров и затвора FSU. и может занимать также позиции для пропуска света в широкопольную ПЗС-камеру и для третьего диагонального зеркала питания проектируемого волоконного спектрографа высокого разрешения.

 $^{9}38 \times 54$ мм Elliptical Mirror Protected Aluminum EO #30-258, https://www.edmundoptics.com

Калибровочные источники представлены газоразрядной лампой для калибровки дисперсионного отношения в каналах и сборным светодиодным источником непрерывного спектра ("плоское поле"). Свет от лампы с полым катодом (ЛПК) подается в ИС по оптическому волокну, а светодиодный источник установлен непосредственно на ИС.

До сентября 2020 г. использовалась лампа с полым катодом, содержащая Ne + Kr + Pb + Na, которая была затем заменена на Ne + Al + Si. Обе лампы изготовлены и любезно предоставлены Ю.Н. Бондаренко (г. Одесса) и показывают ряд одиночных ярких линий в канале R и множество слабых линий в канале В (рис. 5). Это немного осложняет процесс калибровки, поскольку в канале В требуется большее время (около 15 мин) для получения спектра лампы с достаточным для восстановления коэффициентов двумерной дисперсионной зависимости отношением сигнала к шуму (в красном канале это 3-5 мин).

В состав источника непрерывного спектра входит широкополосный сверхъяркий светодиод с "солнцеподобным" спектром¹⁰, а также светодио-

¹⁰Модель STW9C2PB-S Q54CY3, см. http://www. seoulsemicon.com



Рис. 5. Спектр калибровочной лампы Ne + Al + Si с обозначенными неблендированными линиями, используемыми для калибровки длин волн в соответствующих каналах.

ды на 402, 380 и 365 нм, поток от которых настроен переменными резисторами. Ток и температура подложки стабилизированы электроникой источника и сохраняют долговременную относительную спектральную яркость диодов в пределах 0.02% после 1-мин прогрева. От использования ксеноновых ламп отказались из-за негладкости (линейчатости) спектра.

Управление и считывание ПЗС-камер каналов

спектрографа осуществляется в ОС Linux при помощи библиотеки SDK версии 2.102.30024 и программы, написанной в ГАИШ на языке C/C++ для работы с камерами фирмы Андор и сохранения в FITS-файлах результатов с метаданными обстоятельств наблюдений. Привода щелей, подсмотра и смены дисперсоров синего канала спектрографа управляются контроллерами Arduino, также считывающими показания цифровых датчиков тем-

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 12 2020



Рис. 6. Измеренная величина гравитационных деформаций ТДС в зависимости от высоты и ориентации ротатора (верхняя панель; сдвиг спектральных линий в ангстремах). График зависимости сдвигов спектров вдоль дисперсии при максимальном зенитном расстоянии 80 градусов в микронах (нижняя панель).

пературы оправ оптики. Управляющий компьютер спектрографа ТДС установлен в серверной комнате башни 2.5-м телескопа и обменивается данными с ПЗС-камерами и контроллерами через оптиковолоконный 4-канальный USB-удлинитель. Программное обеспечение для управления спектрографом и обмена данными с системой управления телескопом написано на Python.

ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И ДЕФОРМАЦИИ ПРИБОРА

Как и многие кассегреновские приборы, ТДС не термостабилизирован и при наблюдениях меняет ориентацию в пространстве в ходе наведения и сопровождения объектов, а также при изменении позиционного угла щели. Возникающие гравитационные и, при изменении наружных условий, температурные деформации влияют на его калибровку (дисперсионное соотношение координат приемников и длин волн в каналах), и недоучет соответствующих сдвигов может приводить к систематическим ошибкам в измеряемых доплеровских смещениях линий в спектрах объектов. Для исследования смещений используется калибровочный источник с линейчатым спектром или эмиссионные линии ночного неба.

В ТДС в качестве дисперсоров используются решетки и гризма, поэтому дисперсия в первом приближении линейна по длине волны. Для калибровки используется полином пятого-седьмого порядка, дальнейшее повышение степени не приводит к значимому улучшению качества подгонки. Нелинейные члены дисперсионного соотношения имеют полную относительную амплитуду в 2% в B, 1.4% в R и 0.3% в G.

В пространственном направлении наблюдается дисторсия величиной до 0.3%, а также изгиб и наклон изображений щели величиной до 5 пикселей (в красном канале) по отношению к средней линии изображения спектра. Для исправления пространственных искажений используются полиномы 3-й степени.

Хотя моделирование механики спектрографа методом конечных элементов показало устойчивость взаимной ориентации компонентов оптической схемы со сдвигами до 5 мкм при произвольной смене ориентации прибора, мы выполнили серии специальных измерений для независимого определения характера и величины гравитационных деформаций. При разных высотах трубы телескопа над горизонтом измерялся сдвиг шкалы длин волн в зависимости от угла ротатора кассегреновского порта телескопа, на котором установлен ТДС (рис. 6). Из графиков видно, что упругая составляющая сдвига имеет амплитуду ± 5 мкм (0.3 Å или 20 км/с для линии водорода Н α) и одинакова в

обоих каналах. Эти сдвиги обязательны для учета и устраняются из определяемых доплеровских смещений калибровками шкалы длин волн по ЛПК или линиям ночного неба.

Гистерезис и невоспроизводимость гравитационных деформаций существенно меньше и составляют менее 0.5 мкм. Отдельно исследована воспроизводимость установки щели на место, она составила примерно 0.7 мкм. В целом можно заключить, что общая некорректируемая механическая погрешность в измеряемых сдвигах линий в спектре не превышает 1 мкм (0.06 Å или 3 км/с для линии водорода $H\alpha$). Ошибки измерений положения спектральных линий, связанные с вариацией положения изображений звезд относительно центра щели спектрографа, как правило, заметно выше этих ошибок механического происхождения.

Кроме гравитационных деформаций обнаружены и термические, возможно, связанные с температурно-зависимыми напряжениями в корпусе спектрографа. Их величина составляет 0.05 Å/1°C в красном канале; в синем канале сдвиг существенно меньше, менее 0.01 Å/1°C.

На основе приведенных данных оценивается достоверность измерений доплеровских сдвигов линий при наблюдениях, и реализована тактика калибровки, описанная ниже.

К деформациям системы относится и переменный сдвиг корпуса как целого из-за прогиба фермы-суппорта, посредством которой ТДС крепится к телескопу. При различных ориентациях прибора относительный сдвиг центра щели к центру приемника широкопольной ПЗС-камеры меняется в пределах порядка 0.1-0.2 мм (1-2''), что усложняет задачу постановки на щель слабых источников, не видимых в подсмотр камеры, и является дополнительным источником смещений звезд относительно щели во время длинных экспозиций. Эти эффекты приходится учитывать методикой наблюдений.

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В управляющее программное обеспечение ТДС входят следующие блоки: деймоны управления ПЗС-камерами каналов andor-daemon и скрипты для управления приводами исполнительных механизмов спектрографа, запуска экспозиций и GUI оператора, написанные на Python. Две копии andor-daemon работают постоянно, так как прерывание связи с камерами Андор приводит к остановке термоэлектрических охладителей приемников; команды запуска и параметры конфигурации и состояния приемников передаются через сокетное соединение. Вся информация о состоянии системы управления телескопа, цели и обстоятельствах наблюдений поступает через шину EPICS¹¹, через которую также идет управление FSU и узлами ТДС.

Интерфейс оператора ТДС построен вокруг GUI, посредством которого наблюдатель управляет камерой подсмотра спектрографа, выполняет коррекции точки наведения, позиционного угла щели спектрографа и фокусировки телескопа, выбирает рабочую щель и дисперсор синего канала и запускает серии экспозиций спектров (синхронно или раздельно по каналам). Ниже описана процедура наблюдений и калибровки прибора.

Центрирование объекта. 2.5-м телескоп КГО ГАИШ имеет случайную ошибку наведения около 2", но по ряду причин нескомпенсированные систематические отклонения положения объекта относительно щели после наведения могут достигать 5–10". Поэтому перед запуском экспозиций в щелевом режиме требуется центрирование.

В камеру подсмотра спектрографа видны звезды до $V \sim 19^{\rm m}$, более слабые звезды устанавливаются на щель следующими способами:

1) по более яркой звезде, также помещаемой на щель с рассчитанным позиционным углом;

2) рассчитанными относительными сдвигами точки наведения по склонению и прямому восхождению после центрирования щели по звезде на небольшом (<1°) расстоянии от объекта;

3) центрированием на заданные координаты приемника в широкопольной ПЗС-камере порта Кассегрена. Последний способ выгоден тем, что одновременно может быть получена фотометрическая информация об изучаемом объекте, например величины в полосах системы SDSS. Координаты "щели" на приемнике 4К-матрицы слегка зависят от высоты и ориентации ротатора Кассегрена из-за гнутий в подвесе спектрографа и поэтому калибруются по более ярким звездам каждый раз после снятия и установки спектрографа или широкопольной камеры на телескоп.

Выполнение экспозиций объекта. Немедленно после установки объекта на щель запускается автоматическое гидирование штатным офсетным гидом порта Кассегрена телескопа, выполняемое с точностью $\sigma \sim 0.1''$ в

¹¹https://epics.anl.gov/

течение всей сессии измерений; гидировочная звезда выбирается в кольце радиусом 10—15′ вокруг точки наведения. Зеркало подсмотра спектрографа откидывается, устанавливается рабочая или широкая щель, и запускаются экспозиции. Для спектров обычно используется серия из 3—5 экспозиций длительностью до 20 мин каждая; более длинные выдержки невыгодны из-за накопления следов космических частиц.

Из-за гнутий в подвесе спектрографа, при длительных наблюдениях (мониторинге) между экспозициями контролируется положение объекта на щели. Для этого в тракт вводится зеркало подсмотра спектрографа, а для невидимых в подсмотр объектов с оси телескопа выводится зеркало FSU, отклоняющее свет в ТДС, и выполняются короткие экспозиции на широкопольной камере. На вывод/установку зеркала FSU уходит 16 с; зеркало подсмотра ТДС и барабан щелей перемещаются в целевую позицию за 1–2 с.

Скрипт выполнения экспозиций сохраняет в FITS-файлах спектров и в базе данных результатов наблюдений все релевантные параметры цели и обстоятельств наблюдений: настройки приемника и момент начала экспозиции, идентификаторы объекта и программы (заявки на наблюдения), каталожные координаты объекта и текущие координаты монтировки (параллактический и позиционный углы ротатора Кассегрена, а также высота объекта над горизонтом записываются на моменты начала и конца экспозиции), положения приводов ТДС и FSU, метеопараметры и температуры оптики телескопа и элементов спектрографа. Считывание и сохранение кадра занимают около 25 c.

Калибровка по длине волны. Получение спектров линейчатой лампы с высоким отношением сигнал/шум достаточно проводить с периодичностью 1 раз в месяц или после вмешательства в оптическую систему. Поправки к шкале длин волн, связанные с деформациями прибора, для слабых объектов могут быть вычислены по линиям неба. В случае необходимости получения надежной шкалы длин волн для ярких объектов, когда экспозиции недостаточны для проявления линий неба, целесообразно получать спектро исследуемого объекта. Для этого достаточны экспозиции порядка 100 с.

- Спектрофотометрические стандарты измеряются до или после основных объектов на близкой воздушной массе. Для этого обычно используются звезды из списка Европейской Южной Обсерватории¹², среди которых есть белые карлики с гладкими и хорошо изученными спектрами; возможно использование и других каталогов. Для теллурической коррекции (удаления линий поглощения в земной атмосфере) могут использоваться любые звезды спектрального класса AOV без пекулярностей в спектре и с межзвездным поглощением $A_V < 0.2^m$.
- Калибровка плоских полей выполняется по светодиодному источнику непрерывного спектра раз в сутки. В ясные вечера приблизительно раз в неделю выполняется измерение сумеречного сегмента для уточнения формы функции щели (см. следующий раздел).
- **Темновые кадры** снимаются приблизительно раз в сезон при рабочих режимах и настройках приемника в пасмурные ночи. Поскольку рост отсчетов в горячих пикселях проис-ходит нелинейно и выходит на насыщение, используется ряд наиболее часто применяемых экспозиций $T_{\rm exp} = 0,300,600,1200$ с по 10 кадров с каждой.

Выполнение описанной процедуры обеспечивает оператор, в дальнейшем планируется автоматизировать выполнение центровки объекта и калибровочных измерений.

ОБРАБОТКА СПЕКТРАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В нижней части табл. 1 показаны практически измеренные выходные характеристики диапазона и разрешения спектрографа (эффективность обсуждается в следующем разделе). Фокусировка спектрографа по калибровочной лампе обеспечила разрешающую способность всего на 10–20% хуже определяемой по геометрической ширине изображения рабочей 1" щели. Сходные значения R получены при подгонке спектров дневного неба к синтетическим, получаемым сверткой библиотечного спектра Солнца¹³ с моделью аппаратного контура переменной ширины. Изображения во всем диапазоне длин волн практически симметричны.

Для обработки наблюдений был написан пакет программ на языке Python, работающий в автоматическом и интерактивном режимах и опирающийся на ключевые слова в заголовках входных

¹²https://www.eso.org/sci/observing/tools/standards/spectra/stanlis.html

¹³https://noirlab.edu/public/images/noao-sun/

FITS-файлов. Пакет включает в себя следующие процедуры:

- Комбинирование темновых кадров выполняется медианным усреднением.
- Вычитание темнового кадра производится с линейной интерполяцией комбинированных темновых кадров на необходимое время экспозиции.
- Удаление следов космических лучей производится по необходимости с помощью пакета LAcosmic (ван Доккум, 2001).

Калибровка длин волн и кривизны изображе-

- ния щели производится по спектру ЛПК. Для калибровки составлен список наименее блендированных линий, равномерно распределенных по спектральному диапазону. Положения линий в каждой строке ПЗС определяются подбором гауссианы, после чего эти положения для каждой линии аппроксимируются параболой, имитирующей наблюдаемую кривизну изображения щели. Дисперсионные кривые для удобства строятся для каждой строки приемника с использованием этих усредненных положений и описываются полиномом 5-й степени для каналов В и G и 7-й степени для R. Типичный остаточный разброс составляет 0.20 Å в В. 0.07 Å в G и 0.01 Å в R. Низкая точность калибровки в синем канале обусловлена более слабым спектром, малым количеством неблендированных линий и меньшим спектральным разрешением.
- Ребиннинг данных на равномерную сетку длин волн выполняется линейной интерполяцией кадров по индивидуальной дисперсионной кривой для каждой строки приемника, что одновременно исправляет кривизну изображения щели.
- Неравномерность чувствительности вдоль щели исправляется путем вычисления "плоского поля" ("flats") по спектру сумеречного неба и по спектру светодиодного источника непрерывного спектра. Поля со светодиодной лампой региструются быстрее и однороднее по шумам, поскольку не имеют сильных линий поглощения, которые присутствуют в спектре неба. Неравномерность освещения щели светодиодным источником видна как градиент освещенности ~10% по высоте щели. Для устранения этой неравномерности вычисляется низкочастотная поправка с использованием калибровки,

полученной по сумеречному небу. Учет плоских полей не только исправляет тени от пылинок и неидеальность щели, но также эффективно устраняет интерференционные полосы ("fringes"), наблюдаемые в красном канале.

- Экстракция спектров производится в графической программе двумя способами:
 - Стандартная (линейная) экстракция с суммированием отсчетов объекта внутри заданной апертуры с вычетом фона, который определяется по участкам вдали от источника.
 - 2. Оптимальная экстракция по алгоритму, описанному Хорн (1986), состоит в вычислении пространственного профиля спектра и последующем суммировании отсчетов с весами этого профиля.

Применение оптимальной экстракции дает возможность удалить следы космических лучей и целесообразно для относительно слабых объектов, для которых возможно получить на практике отношения сигнала к шуму на 20–30% выше, чем с линейной экстракцией. Для ярких объектов стандартная и оптимальная экстракции приводят практически к одинаковым результатам.

- Коррекция длин волн. Одновременно с экстракцией спектра может быть вычислена и учтена поправка к длинам волн по линиям неба. В синем канале для этого используются линия 5577 Å и линии ртути Hg I 4046.57, 4358.34, 5460.75 Å от искусственной засветки неба. В *R*-канале для вычисления поправки доступны множество линий кислорода и дублет натрия.
- Вычисление кривой реакции системы производится по полученным близко по времени и воздушной массе спектрам звезд-стандартов с известными распределениями энергии в спектрах. Коррекция за кривую реакции системы выполняется по найденному отношению экстрагированных спектров стандартов к опубликованным распределениям энергии. Полученное отношение отражает спектральную эффективность прибора для всего тракта измерений от верхней границы атмосферы до получаемых фотоэлектронов сигнала приемников. Реакция системы зависит от переменных потерь света в атмосфере и на щели спектрографа, ее обсуждению посвящен следующий раздел.

Вычисление потока производится путем деления инструментального потока, измеряемого в отсчетах в секунду, на кривую реакции. Итоговые величины имеют размерность [эрг/(см²× c × Å)].

Вся история и параметры обработки, контрольная информация, а также барицентрические коррекции длин волн и времени измерения сохраняются в заголовках выходных FITS-файлов, содержащих калиброванное изображение спектра. Параметры и результаты экстракции спектров записываются в дополнительные расширения (FITS extensions). Сшивка результатов разных каналов в единый спектр производится при необходимости отдельно от описанной выше стандартной обработки.

Помимо вышеописанного программного пакета, доступен альтернативный вариант системы обработки данных ТДС, работающий в среде Interactive Data Language (IDL, коммерческий программный пакет) либо ее бесплатном аналоге GNU Data Language (GDL). Данный пакет является свободно распространяемым программным обеспечением под лицензией GPLv3¹⁴ и основан на алгоритмах из автоматических систем обработки данных спектрографов MMIRS и Binospec (Чилингарян и др., 2015; Кански и др., 2019), установленных на 6.5-м телескопе ММТ. Он представляет универсальную систему обработки длиннощелевых спектров, в которую был добавлен блок с конфигурацией для ТДС. В целом используемые в нем алгоритмы похожи на описанные выше, но имеется ряд отличий: (а) для построения калибровки по длинам волн используется аппроксимация положений линий лампы спектра сравнения по всему кадру двумерным полиномом; (б) реализован алгоритм чистки следов космических частиц на основе одновременного статистического анализа нескольких спектров сразу (если они доступны); (в) в качестве спектрофотометрического стандарта возможно использование любой звезды спектрального класса A0V без заметного поглощения на луче зрения (до $E(B-V) = 0.05^{m}$) и сильных аномалий химического состава, что дает гибкость в процессе выбора звезды поблизости от объекта, поскольку такие звезды часто встречаются на небе; (г) процедура вычитания ночного неба оптимизирована под слабые объекты и происходит до линеаризации и исправления геометрии двумерного спектра (Катков и Чилингарян, 2011); (д) опционально производится коррекция финального спектра за теллурические абсорбции.

СВЕТОВАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ

Наблюдения с широкой щелью позволяют проводить спектрофотометрию ценой снижения спектральной разрешающей силы. Эти наблюдения, выполненные квазиодновременно при разных воздушных массах, позволяют раздельно восстановить текущую кривую пропускания атмосферы и функцию реакции прибора. Для достижения высокого разрешения и фотометрической точности необходимо проводить два измерения — с широкой и узкой щелями.

На рис. З жирными линиями показан пример восстановления кривой реакции системы, вынесенной за атмосферу вышеупомянутым способом. Восстановление выполнялось по стандартам BD+75d325 и BD+28d4211, наблюдавшимся со щелью 10" на воздушных массах M = 2.0 и M == 1.03 соответственно. Наличие узких деталей в кривой реакции, которые располагаются в области линий $H\gamma$ -H δ , предъявляет повышенные требования к качеству и разрешению спектров стандартов. Недостаточное спектральное разрешение использованных данных приводит к сглаживанию формы этих узких деталей в восстановленной кривой.

Неисправленная за атмосферу измеренная эффективность при высоте объекта 75° достигает 35% в красном, 22% в зеленом и 20% в синем канале. Похожие величины и кривые реакции получены и с другими стандартами.

Пониженная чувствительность синего канала по сравнению с красным побудила независимо вычислить ожидаемое пропускание системы вблизи средних длин волн каналов для объекта около зенита. Для поглощения атмосферы взята медианная экстинкция в КГО (0.13 в *R* и 0.25 в *B*, Корнилов и др., 2016), для зеркал телескопа М1 и М2 приняты средние по поверхности коэффициенты отражения зеркал, уменьшенные на 8 и 5% для учета старения покрытий¹⁵. Для остальных элементов взяты коэффициенты пропускания, отражения и квантовый выход приемников от производителей.

Итоговое значение теоретического пропускания всего тракта около зенита в канале R равно 37%, что близко к измеренному. В то же время приведенное выше измеренное пропускание в B составляет лишь 73% от ожидаемого значения 27.6%. При этом пропускание в G на длине волны максимума эффективности его решетки (505 нм) оказалось на 10% выше, чем в B, хотя теоретически не превышает последнего. Причины этих несоответствий еще предстоит выяснить.

С учетом оцененого нами пропускания питающей оптики спектрографа (телескоп и вводимое

¹⁴https://bitbucket.org/chil_sai/mosifu-pipeline

¹⁵В КГО ведется мониторинг отражательной способности зеркал 2.5-м телескопа в относительной шкале.



Рис. 7. Совокупность измеренных (не вынесенных за атмосферу) кривых эффективности каналов *B* и *R* по спектрофотометрическому стандарту BD+75d325. Верхние (красные) кривые — измерения со спектрофотометрической щелью 10" на высоте 30°, остальные — с рабочей щелью 1" на высотах 30–50°.

диагональное зеркало), квантовая эффективность самого ТДС (включая ПЗС-приемники) достигает значений 65% в канале R, 47% в канале B и 50% в канале G вблизи центральных длин волн дисперсоров. Именно эти характеристики спектрографа даны в табл. 1.

При наблюдениях с узкой щелью кривая реакции системы позволяет учесть только мелкомасштабные неоднородности пропускания, а полное пропускание остается неопределенным вследствие потерь на щели, которые могут меняться с длиной волны из-за зависимости профиля звездных изображений от длины волны и атмосферной дисперсии. Последний эффект устраняется выставлением щели вдоль направления дисперсии, если это возможно для решаемой задачи. Однако итоговая величина потерь в атмосфере и на щели может варьироваться в очень широких пределах (рис. 7).

Для оценки ожидаемого сигнала в максимумах чувствительности каналов мы вычислили величины звезд класса A0V, которые без учета атмосферы дают сигнал в 1 фотоэлектрон за секунду на пиксель экстрагированного спектра: $mag_1(B) =$ = 17.6^m, $mag_1(G) = 16.8^m$, $mag_1(R) = 17.2^m$. При расчете экспозиции эта величина должна быть скорректирована за ожидаемые значения экстинкции, воздушной массы и оценку потерь на щели спектрографа из-за качества изображений.

НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Благодаря хорошему пропусканию системы за счет простого и эффективного дизайна оптической системы и среднему спектральному разрешению, в 1.5–2 раза превышающему типичные значения для существующих массовых спектральных обзоров (SDSS, LAMOST), ТДС занимает специфическую нишу, которую он делит с типичными спектрографами низкого разрешения на телескопах с размером зеркала порядка 3–3.5 м (Shane Telescope Ликской Обсерватории, NTT Европейской Южной Обсерватории). ТДС позволяет за разумное время экспозиции (2–4 ч) детально исследовать объекты на 2–3 звездные величины слабее, чем включенные в выборки современных спектральных обзоров (т.е. квази-точечные объекты до 21.5^m), либо получать спектры с высоким отношением сигнал—шум для объектов, для которых в обзорах доступны спектры лишь посредственного качества.

Со спектрографом исследуются точечные и протяженные источники разной природы: нестационарные звезды, ядра планетарных туманностей, активные ядра и диски галактик, спектры квазаров, сверхновых звезд и др. Регулярные наблюдения ведутся по программам мониторинга микроквазара SS433, новых звезд (Соколовский и др., 2020), спектроскопии объектов миссии Спектр-РГ/е-Rosita (Додин и др., 2020), активных ядер галактик (Илич и др., 2020), симбиотических звезд, белых карликов (Пширков и др., 2020) и планетарных туманностей (Архипова и др., 2020), по программе исследования галактик с черными дырами промежуточных масс (Чилингарян и др., 2018), а также программе исследования окружения редких гигантских галактик низкой поверхностной яркости (Сабурова и др., 2018; Онори и др., 2019), у которых недавно были обнаружены спутники еще более редкого типа "компактные эллиптические галактики" (Чилингарян и др., 2009; Чилингарян и Золотухин, 2015).

Ниже представлены некоторые результаты, показывающие возможности инструмента.

Мониторинг SS433

С помощью ТДС проведены несколько сессий мониторинга с целью изучения переменности профилей и лучевых скоростей эмиссионных линий в спектре микроквазара SS433, традиционного объекта исследований в ГАИШ Черепащук и др. (2018, ПОТАНИН и др.



Рис. 8. Эволюция спектра SS433 в период с 19 августа по 21 октября 2020 г. Время экспозиции от 300 до 900 с, прозрачность и качество изображений переменные.

2020). На рис. 8 показана временная развертка спектров, полученных в августе-октябре 2020 г. (по вертикали указаны модифицированные юлианские даты наблюдений MJD). Спектры двух каналов сшиты, континуум вычтен, шкала интенсивностей относительная. Яркость этого объекта позволяет вести его мониторинг фактически каждую ночь при любых условиях наблюдений. Эти наблюдения важны для выявления возможных эволюционных изменений параметров этой рентгеновской двойной системы, которая находится на особой стадии вторичного обмена масс. В этом случае общая оболочка по каким-то причинам не образовалась, а потеря массы и углового момента из системы происходит из сверхкритического прецессирующего аккреционного диска вокруг релятивистского объекта. Таким образом, объект SS433 находится на критической стадии эволюции, поэтому поиск его эволюционных изменений является важной наблюдательной задачей.

Изучение симбиотических звезд

На рис. 9 представлены спектры симбиотических звезд V407 Cyg, CSS 1102 и YY Her, находящихся на различных стадиях активности. V407 Cyg в настоящее время находится в пассивном состоянии и демонстрирует типичный спектр кислородной мириды, с характерным для этого класса объектов бальмеровским декрементом (H δ — самая сильная эмиссионная линия в спектре). Спектр классической симбиотической YY Нег был получен в спокойном состоянии. Кроме ярких эмиссионных линий, принадлежащих HI, HeI, HeII и др., хорошо заметен небулярный континуум, замывающий в голубой области молекулярные полосы холодного компонента. ТДС позволяет получать спектры в районе бальмеровского скачка, что является важным для исследования как туманности, так и аккреционного диска, появляющегося на определенных стадиях развития вспышек у симбиотических звезд.

Средний спектр на рис. 9 принадлежит мало изученной звезде CSS 1102. Объект был открыт в ходе обзора (МакКоннел, 1982) как звезда класса S3. В августе 2020 г. появилось сообщение о возможной симбиотической природе этого объекта¹⁶. Наши спектральные наблюдения показали, что в спектре звезды помимо молекулярных полос TiO и ZrO присутствуют яркие эмиссионные линии водорода, причем бальмеровский декремент имеет нехарактерное для мирид значение (см. выше на этом же рисунке спектр V407 Cyg). В спектре объекта также присутствуют линии нейтрального гелия и даже слабые запрещенные линии [Ne III]. Это несомненно позволяет классифицировать объект как симбиотическую звезду. Наши фотометрические наблюдения, проведенные 26.08.2020 на

¹⁶https://www.aavso.org/aavso-alert-notice-719


Рис. 9. Спектр CSS 1102 (MJD= 59092.75, $T_{exp} = 100$ с, $V \sim 13^{m}$) в сравнении с V407 Cyg ($T_{exp} = 500$ с, $V \sim 15^{m}$) и YY Her ($T_{exp} = 100$ с, $V \sim 11^{m}$).

60-см телескопе КГО ГАИШ, зарегистрировали быструю переменность блеска в системе CSS 1102 с характерным временем порядка 30 мин и амплитудой 0.1^m в фильтре B (Татарникова и др., готовится к печати). Это редкий тип переменности у симбиотических звезд, вероятно, связанный с наличием аккреционных дисков и джетов в этих системах. Абсолютное большинство таких объектов относятся к крайне немногочисленному подклассу повторных симбиотических новых.

Транзиенты и вспыхивающие звезды

Карликовая новая SAI-V J004051.59+591429.7 открыта¹⁷ в ГАИШ МГУ во время фотометрического мониторинга с 60-см телескопом КГО другой переменной звезды. В 2019 г. наблюдались две вспышки объекта. Обе вспышки по характеристикам соответствуют нормальным вспышкам карликовых новых. Спектры переменной ($R_c \sim 20^{\text{m}}$), полученные на 2.5-м телескопе КГО с помощью TDS, характерны для карликовых новых в минимуме блеска. Хорошо видны эмиссионные линии бальмеровской серии водорода. Лучевые скорости, определенные по эмиссии На, показывают регулярную переменность, связанную с орбитальным движением в двойной системе (рис. 10). Орбитальный период больше 3.5 ч, дальнейший спектральный мониторинг позволит его уточнить.

ТДС позволяет решать широкий класс задач по исследованию как эмиссионных, так и абсорбционных спектров галактик и активных галактических ядер. Режим среднего спектрального диапазона с гризмой в синем канале покрывает практически все наиболее часто используемые абсорбционные линии в оптических спектрах галактик для измерения звездной кинематики и оценок свойств звездного населения (возраст, химический состав). При этом доступное спектральное разрешение позволяет измерять дисперсии скоростей звезд вплоть до 35-40 км/с в галактиках со старым звездным населением при отношении сигнал-шум около 15 на пиксель (либо до 70-80 км/с при использовании режима низкого разрешения, см. Чилингарян и Гришин, 2020, где обсуждается теоретический расчет качества определения параметров звездной кинематики из абсорбционных спектров, который мы использовали для наших оценок).

Таким образом, появляется возможность исследовать внутреннюю динамику сравнительно маломассивных карликовых галактик, недоступных для исследования на других российских телескопах, в том числе БТА, из-за недостаточного спектрального разрешения. В то же время красный канал позволяет хорошо разрешать профиль эмиссионной линии $H\alpha$, что делает ТДС отличным инструментом для исследования активных галактических ядер, в

Абсорбционные и эмиссионные спектры галактик

¹⁷http://www.sai.msu.ru/new_vars/



Рис. 10. Переменность профиля Н α в спектре карликовой новой SAI-V J004051.59+591429.7 в минимуме блеска ($R_c \sim 20^{\rm m}$). Центр тяжести линии отмечен крестиком. Экспозиция 1200 с, отношение сигнала к шуму в континууме \approx 2.5 на пиксель. Спектры сглажены скользящим средним по 10 точкам. Слева подписаны гелиоцентрические моменты MJD для середины экспозиции.

том числе содержащих черные дыры промежуточных масс (Чилингарян и др., 2018), где широкая компонента линии довольно слабая и сравнительно узкая (150–250 км/с). Синий канал для таких объектов будет достаточен для измерения сравнительно низких дисперсий скоростей звезд (40–70 км/с).

На рис. 11 приведены абсорбционно-эмиссионные спектры гигантской галактики низкой поверхностной яркости Malin 1 (черная линия) и ее компактного эллиптического спутника (красная линия). Обе галактики содержат слабые активные ядра. Несмотря на 20-ю звездную величину спутника в фильтре SDSS *g*, в спектре хорошо видны не только эмиссии, связанные с активным ядром, но и абсорбции от звездного населения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты выполненных пилотных программ наблюдений показали, что ориентир на высокое пропускание прибора при спектральном разрешении, достаточном не только для оценок интегральных интенсивностей, но и для исследования профилей линий нестационарных объектов, оказался верным. В классе двухлучевых длиннощелевых спектрографов для телескопов среднего размера, краткий обзор которых дан в начале статьи, аналога ТДС (полностью диоптрической системы с дихроичным светоделителем и голографическими дисперсорами) найти не удалось, поэтому прямые сравнения характеристик спектрографа с родственными аппаратами вряд ли возможны.

Испытания спектрографа показали, что эффективность прибора в красной области отвечает заявленой проектом и рассчитанной по кривым пропускания атмосферы, оптики телескопа и спектрографа, эффективности дисперсора и приемника. По этому параметру ТДС ожидаемо выступает как спектрограф высокой "прозрачности" по критериям мирового уровня. Вместе с тем остается ряд вопросов, требующих отдельного изучения. В частности, требуется выяснить источник пониженной эффективности канала В по отношению к расчетному значению. Судя по относительной эффективности каналов G и B, причиной может быть и пониженная характеристика синей решетки, и неучтенные потери в оптике синего плеча спектрографа. Также нужно исследовать "завал" реакции системы к длине волны 350 нм, который снижает точность спектрофотометрических измерений вблизи бальмеровского скачка в изучаемых объектах.

Возможно дальнейшее повышение эффективности спектрографа. Так, заказ светоделителя у фирм, много лет специализирующихся на сложных диэлектрических покрытиях для астрономии, поможет уменьшить влияние "волн" в характеристике отражения и пропускания и улучшить восстановление кривой реакции, особенно желательное в районе водородных линий синей части рабочей области. Заметное снижение рассеянного света и дополнительные ~6% эффективности могут быть достигнуты заменой стандартных окон приемников на просветленные под диапазоны работы ТДС; сходный выигрыш может дать замена покрытия диагонального зеркала ввода света в спектрограф на многослойное диэлектрическое. Наконец, улучшение ведения изучаемого объекта телескопом может снизить потери на щели, которые могут быть значительными для слабых источников, наблюдаемых с длинными экспозициями.

Как инструмент для спектрофотометрических исследований ТДС имеет большой потенциал. Первые результаты показали, что восстановленные по разным звездам-стандартам кривые реакции согласуются с точностью лучше 2%. Однако для уверенной постановки широких программ спектрофотометрических исследований требуется отдельная работа по изучению сходимости оценок для стандартов в разные заведомо фотометрические ночи.



Рис. 11. Примеры спектров центральной части галактики низкой поверхностной яркости Malin 1 с суммарной экспозицией 4 ч, $g = 18.72^{m}$ (черная линия) и одного из ее компактных эллиптических спутников, $g = 19.94^{m}$ (красная линия). Потоки в спектре спутника увеличены в три раза для улучшения восприятия. На спектрах отмечены основные абсорбционные и эмиссионные линии. Оба объекта содержат активные галактические ядра.

Пока с ТДС получено немного спектров, нацеленных на мониторинг доплеровских смещений. Работа Пширкова и др. (2020) показала, что при соблюдении методики измерений лучевые скорости надежны в пределах 10–20 км/с даже для слабых объектов, однако требуются более длительные ряды измерений известных спектральных двойных, чтобы уточнить эту цифру.

Приведенные характеристики спектрографа ТДС 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ и первые результаты его работы показывают, что он являет-ся оптимальным прибором для задач оперативной характеризации и долговременного мониторинга нестационарных и транзиентных объектов. С его помощью уверенно получаются спектры объектов $\sim\!20^{\rm m}$ за $1\!-\!2$ ч наблюдений с отношением сигнал к шуму выше пяти на пиксель приемника и с разрешением $R \sim 1500\!-\!2500$ в зависимости от длины волны.

Спектрограф изготовлен при поддержке грантов РНФ 16-12-10519 (разработка и изготовление оптики красного канала) и 17-12-01241 (оптика и камера синего канала). Работа С.А. Потанина, Н.И. Шатского, А.А. Белинского, С.Г. Желтоухова, А.М. Татарникова, А.В. Додина, К.А. Постнова, А.М. Черепащука, И.В. Чилингаряна поддержана в рамках Научной школы МГУ им. М.В. Ломоносова "Физика звезд, релятивистских объектов и галактик". СГЖ, АВД и КАП также поддержаны Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта "Наука", грант номер 075-15-2020-778. Исследования с ТДС и 2.5-м телескопом поддерживаются Программой развития МГУ им. М.В. Ломоносова. Авторы выражают признательность сотрудникам САО РАН В.Л. Афанасьеву и А.В. Моисееву за консультации и советы при постройке инструмента и А.А. Токовинину за ценные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архипова В.П., Иконникова Н.П., Бурлак М.А., Додин А.В., Письма в Астрон. журн. 46(9), 640 (2020) [V.P. Arkhipova, N.P. Ikonnikova, M.A. Burlak, and A.V. Dodin, Astron. Lett. 46(9) (2020)].
- 2. Афанасьев, Моисеев (V.L. Afanasiev and A.V. Moiseev), Astron. Lett. **31(3)**, 194 (2005).
- 3. Балакина и др. (E.A. Balakina, M.V. Pruzhinskaya, A.E.S. Moskvitin, et al.), arXiv:2008.07934 (2020).
- 4. Барден и др. (S.C. Barden, J.A. Arns, W.S. Colburn, and J.B. Williams), Publ. Astron. Soc. Pacific 112(772), 809 (2000).
- 5. Браун и др. (Т.М. Brown, N. Baliber, F.B. Bianco, M. Bowman, B. Burleson, P. Conway, M. Crellin, E. Depagne, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific 125(931), 1031 (2013).
- 6. Буццони и др. (B. Buzzoni, B. Delabre, H. Dekker, S. D'Odorico, D. Enard, P. Focardi, B. Gustafsson, W. Nees, et al.), The Messenger **38**, 9 (1984).
- 7. ван Доккум (P.G. van Dokkum), Publ. Astron. Soc. Pacific **113(789)**, 1420 (2001).
- 8. Вольнова и др. (A. Volnova, M. Pruzhinskaya, A. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), MNRAS **467**, 3500 (2017).

- Додин А.В., Потанин С.А., Шатский Н.И. и др., Письма в Астрон. журн. 46(7), 459 (2020) [A.V. Dodin, S.A. Potanin, N.I. Shatsky, et al., Astron. Lett. 46, 429 (2020)].
- Илич и др. (D. Ilić, V. Oknyansky, L.Č. Popović, S.S. Tsygankov, A.A. Belinski, A.M. Tatarnikov, A.V. Dodin, N.I. Shatsky, et al.), Astron. Astrophys. 638, A13 (2020).
- Кански и др. (J. Kansky, I. Chilingarian, D. Fabricant, A. Matthews, S. Moran, M. Paegert, J. Duane Gibson, D. Porter, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific 131(1001), 075005 (2019).
- Катков, Чилингарян (I.Y. Katkov and I.V. Chilingarian), I.N. Evans, A. Accomazzi, D.J. Mink, and A.H. Rots (Ed.), *Astronomical Data Analysis Software and Systems XX*, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 442, 143 (2011).
- 13. Коппервет и др. (С.М. Copperwheat, I.A. Steele, R.M. Barnsley, S.D. Bates, D. Bersier, M.F. Bode, D. Carter, N.R. Clay, et al.), Experiment. Astron. **39(1)**, 119 (2015).
- 14. Коппервет и др. (С.М. Copperwheat, I.A. Steele, A.S. Piascik, et al.), MNRAS **462(4)**, 3528 (2016).
- Корнилов и др. (V. Kornilov, B. Safonov, M. Kornilov, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific **126(939)**, 482 (2014).
- Корнилов и др. (V. Kornilov, M. Kornilov, O. Voziakova, et al.), MNRAS 462(4), 4464 (2016).
- 17. Липунов и др. (V. Lipunov, E. Gorbovskoy, V. Afanasiev, et al.), Astron. Astrophys. **588**, A90 (2016).
- 18. МакКоннел (D.J. MacConnell), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. 48, 355 (1982).
- 19. Минк и др. (J. Mink, J. Rhee, S. Moran, and W. Brown), Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **522**, 655 (2020).
- 20. Моралес-Руэда и др. (L. Morales-Rueda, D. Carter, I.A. Steele, P.A. Charles, and S. Worswick), Astronomische Nachrichten **325(3)**, 215 (2004).
- 21. Онори и др. (F. Onori, G. Cannizzaro, P.G. Jonker, M. Fraser, Z. Kostrzewa-Rutkowska, A. Martin-Carrillo, S. Benetti, N. Elias-Rosa, et al.), MNRAS **489(1)**, 1463 (2019).
- 22. Попеску и др. (M. Popescu, O. Vaduvescu, J. de León, R.M. Gherase, J. Licandro, I.L. Boacă, A.B. Şonka, R. P. Ashley, et al.), Astron. Astrophys. **627**, A124 (2019).
- 23. Потанин и др. (S.A. Potanin, I.A. Gorbunov, A.V. Dodin, A.D. Savvin, B.S. Safonov, and N.I. Shatsky), Astron. Rep. **61(8)**, 715 (2017).

- 24. Пширков и др. (M.S. Pshirkov, A.V. Dodin, A.A. Belinski, S.G. Zheltoukhov, A.A. Fedoteva, O.V. Voziakova, S.A. Potanin, S.I. Blinnikov, and K. A. Postnov), MNRAS **499**, L21 (2020).
- 25. Сабурова и др. (A.S. Saburova, I.V. Chilingarian, I.Y. Katkov, O. V. Egorov, A.V. Kasparova, S.A. Khoperskov, R.I. Uklein, and O.V. Vozyakova), MNRAS **481(3)**, 3534 (2018).
- 26. Сми и др. (S.A. Smee, J.E. Gunn, A. Uomoto, N. Roe, D. Schlegel, C.M. Rockosi, M.A. Carr, F. Leger, et al.), Astron. J. **146(2)**, 32 (2013).
- 27. Соколовский и др. (K.V. Sokolovsky, E. Aydi, L. Izzo, et al.), Astronomer's Telegram **14004**, 1 (2020).
- 28. Тейлор и др. (К. Taylor, G. Robertson, and S. Barden), W. van Breugel and J. Bland-Hawthorn (Ed.), *Imaging the Universe in Three Dimensions*, Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. **195**, 110 (2000).
- 29. Фабрикант и др. (D. Fabricant, R. Fata, H. Epps, Th. Gauron, M. Mueller, J. Zajac, S. Amato, J. Barberis, et al.), Publ. Astron. Soc. Pacific 131(1001), 075004 (2019).
- 30. Хорн (K. Horne), Publ. Astron. Soc. Pacific **98**, 609 (1986).
- 31. Черепащук и др. (A. Cherepashchuk, K. Postnov, S. Molkov, E. Antokhina, and A. Belinski), New Astron. Rev. **89**, 101542 (2020).
- 32. Черепащук и др. (A.M. Cherepashchuk, V.F. Esipov, A.V. Dodin, V.V. Davydov, and A.A. Belinskii), Astron. Rep. **62(11)**, 747 (2018).
- 33. Чилингарян и др. (I. Chilingarian, Y. Beletsky, S. Moran, W. Brown, B. McLeod, and D. Fabricant), Publ. Astron. Soc. Pacific **127 (950)**, 406 (2015).
- 34. Чилингарян и др. (I. Chilingarian, V. Cayatte, Y. Revaz, S. Dodonov, D. Durand, F. Durret, A. Micol, and E. Slezak), Science **326(5958)**, 1379 (2009).
- 35. Чилингарян, Золотухин (I. Chilingarian and I. Zolotukhin), Science **348(6233)**, 418 (2015).
- Чилингарян, Гришин (I.V. Chilingarian and K.A. Grishin), Publ. Astron. Soc. Pacific 132(1012), 064503 (2020).
- 37. Чилингарян и др. (I.V. Chilingarian, I.Y. Katkov, I.Y. Zolotukhin, K.A. Grishin, Yu. Beletsky, K. Boutsia, and D.J. Osip), Astrophys. J. **863(1)**, 1 (2018).
- Шатский и др. (N. Shatsky, A. Belinski, A. Dodin, S. Zheltoukhov, V. Kornilov, K. Postnov, S. Potanin, B. Safonov, A. Tatarnikov, and A. Cherepashchuk), arXiv:2010.10850 (2020).