# СОДЕРЖАНИЕ

# Том 47, номер 1, 2021

2

Кривые блеска сверхновых Іа	
А. В. Лютых, М. В. Пружинская, С. И. Блинников	3
Поиск в галактике M31 магнитаров как периодических рентгеновских источников по данным XMM-Newton	
М. С. Пширков, С. Б. Попов, И. Ю. Золотухин	14
Показатели цвета звезд типа Т Тельца в моделях переменной околозвездной экстинкции Д. В. Дмитриев, В. П. Гринин, О. Ю. Барсунова	22
Поиск эволюционных изменений периодов цефеид CEa Cas и CEb Cas	
Л. Н. Бердников, А. А. Белинский, Е. Н. Пастухова, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова, Е. О. Мишин, Н. И. Шатский	31
Метод "окна видимости" для учета наблюдательной селекции в статистике экзопланет, открытых по измерениям лучевых скоростей	
А. Е. Иванова, О. Я. Яковлев, В. И. Ананьева, И. А. Шашкова, А. В. Тавров, ЖЛ. Берто	46
Влияние дисперсии скоростей пыли в межзвездной среде на ее распределение внутри гелиосферы	
Е. А. Годенко, В. В. Измоденов	53
Предметный указатель за 2020 г.	66

### КРИВЫЕ БЛЕСКА СВЕРХНОВЫХ Іа

© 2021 г. А. В. Лютых<sup>1,2\*</sup>, М. В. Пружинская<sup>2,3</sup>, С. И. Блинников<sup>4,5</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

<sup>3</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт", Москва, Россия

<sup>5</sup>Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова, Москва, Россия Поступила в редакцию 06.11.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Мы исследовали кривые блеска сверхновых типа Ia (CH Ia), а также получаемые из них физические параметры. В ходе выполнения работы были построены как аналитические, так и численные кривые блеска CH Ia. Используя эмпирическое соотношение, связывающее светимость сверхновых с параметрами кривых блеска, нам удалось наложить ограничения на гидродинамические решения, получаемые кодом STELLA, и создать выборку моделей, максимально точно описывающих наблюдательные проявления реальных сверхновых. С помощью данной выборки мы установили взаимосвязь между значением непрозрачности в оболочке CH Ia и параметрами, непосредственно определяемыми из наблюдений. Метод был апробирован на примере двух классических сверхновых типа Ia: 2011fe и 2012fr. Представленный подход позволяет находить непрозрачность, не прибегая к ресурсоемким вычислениям.

Ключевые слова: сверхновые, кривые блеска, параметр Хаббла-Леметра.

DOI: 10.31857/S032001082101006X

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхновые типа Іа (СН Іа) успешно используются в качестве индикаторов космологических расстояний, поскольку имеют высокую светимость в максимуме блеска (Бетуль и др., 2014; Скольник и др., 2018; Аббот и др., 2019). Важно и то, что значение этой светимости может быть "стандартизовано", т.е. приведено к одной и той же величине. Впервые эмпирическое соотношение между светимостью сверхновых в максимуме блеска и формой их кривых блеска было опубликовано в Раст (1974) и Псковский (1977, 1984). На небольшой выборке сверхновых в этих работах было показано, что блеск СН Іа с большей светимостью медленнее спадает после максимума, т.е. кривая блеска выглядит более полого. Позже было обнаружено, что светимость СН Іа так же зависит от их цвета (Хамуй и др., 1996; Трипп, 1998). К настоящему времени разработано несколько методов и моделей стандартизации сверхновых, среди них метод  $\Delta m_{15}$ 

SUGAR (Легет и др., 2007). Существует несколько сценариев взрыва сверхновых типа Ia. Обычно это термоядерный взрыв

(Филлипс, 1993; Филлипс и др., 1999), SALT2 (Гай и др., 2007), SNEMO (Сондерс и др., 2007),

новых типа Ia. Обычно это термоядерный взрыв С-О белого карлика, масса которого стала больше Чандрасекаровской в результате аккреции (механизм Шацмана; Уилан, Ибен, 1973; Хатису и др., 1996), или слияние двух белых карликов, с общей массой больше предела устойчивости (Ибен, Тутуков, 1984; Веббинк, 1984). Чтобы объяснить все многообразие наблюдаемых подтипов СН Іа (91bg-like, Iax, 91T-like, 03fg-like и др.), существуют некоторые альтернативные сценарии, такие как суб-Чандрасекаровский сценарий, который обычно ассоциируется со слабыми взрывами, или супер-Чандрасекаровский — для более ярких событий (Полин и др., 2019; Хатису и др., 2012; Финк и др., 2018; Сяо и др., 2020). Важно подчеркнуть, что еще неизвестно, какой из сценариев реализуется в природе, а если же работают несколько из них, то в какой пропорции.

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: lutixalex1998@gmail.com

Благодаря сверхновым типа Ia удалось открыть ускоренное расширение Вселенной (Рис и др., 1998; Перлмуттер и др., 1999), а точнее, необходимость введения в космологические модели лямбдачлена или темной энергии. Это открытие в дальнейшем было подтверждено на основе измерений анизотропии реликтового излучения по данным миссий WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe, Шпергель и др., 2003) и Planck (Сотрудничество Планка и др., 2014, 2020), а также на основе барионных акустических осцилляций (Андерсон др., 2014). Более детально ознакомиться с современным состоянием теории и наблюдений ускоренного расширения Вселенной можно в обзоре (Блинников, Долгов, 2019).

В последнее время было найдено расхождение между параметрами Хаббла—Леметра, получаемыми различными методами (Верде и др., 2019). Так, измеряя расстояния по сверхновым Іа, получают следующий параметр Хаббла—Леметра (Рис и др., 2019):

$$H_0 = 74.0 \pm 1.4$$
 км с<sup>-1</sup> Мпк<sup>-1</sup>. (1)

В то время как данные Planck (Сотрудничество Планка и др., 2020) дают значение

$$H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km c}^{-1} \text{ Mnk}^{-1}.$$
 (2)

Таким образом, разница между двумя шкалами расстояний составляет ~10%. Для того чтобы понять, почему возникает расхождение в значениях параметра Хаббла—Леметра, необходимо тщательно исследовать природу возможных систематических ошибок в обоих подходах (Ковальски и др., 2008; Сотдрудничество Планка и др., 2016; Рис и др., 2016; Фридман и др., 2019).

Важным источником информации о звездепрародителе сверхновой, а также деталях взрыва являются кривые блеска. Существуют различные способы описания кривых блеска CH Ia: аналитический подход (Арнетт, 1979), полуаналитический подход (Сухболд, 2019), а также с помощью численных расчетов (STELLA, Блинников и др., 2019; LUCY, Люси, 2005; TARDIS, Керзендорф, Сим, 2019; SEDONA, Касен и др., 2006; ARTIS, Кромер, Сим, 2009). Все эти подходы так или иначе сталкиваются с необходимостью калибровки кривых блеска, а также требуют применения определенных допущений о характере распространения излучения сквозь оболочку сверхновой. Более того, не всегда возможно точно определить значение непрозрачности, кардинально влияющей на форму кривой блеска.

В данной работе мы используем наблюдательные проявления кривых блеска СН Ia, такие как закон Псковского—Филлипса, чтобы найти ограничения на гидродинамические решения, получаемые с помощью расчетов на STELLA. В результате, используя ограниченную выборку моделей, которые наилучшим образом описывают реальные сверхновые, мы рассматриваем взаимосвязь между непрозрачностью сверхновых и характерными временами на кривой блеска.

#### 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛЕЙ И РАСЧЕТ КРИВЫХ БЛЕСКА КОДОМ STELLA

Для расчета кривых блеска сверхновых с помощью гидродинамического кода STELLA (Блинников и др., 2006) мы используем модели Вусли и др. (Вусли и др., 2007). Данные модели представлены в табл. 1.

Модели отличаются между собой по химическому составу. Все они имеют чандрасекаровскую массу 1.4  $M_{\odot}$ . Буква т в названии отражает то, что химический состав слегка смешан (mixed), т.е. нет полной гомогенизации звезды, стратификация состава сохраняется, но один слой переходит в другой не скачком, а плавно. Цифры имеют следующий смысл. Первые две — это масса радиоактивного <sup>56</sup>Ni сразу после взрыва в центральных слоях. Например, 02 означает  $0.2~M_{\odot}, 06$  означает  $0.6~M_{\odot}$ и т.д. (см. табл. 1). Далее таким же образом обозначаются слои с нерадиоактивными элементами железного пика. Потом идет слой промежуточных элементов (кремний и сера). Остальные буквы (mh) — это техническое обозначение использованного зонирования в конечно-разностной схеме. Например, m040301mh имеет 0.4  $M_{\odot}$  радиоактивного  ${}^{56}$ Ni, затем слой 0.3  $M_{\odot}$  железного пика, 0.1 М<sub>☉</sub> — кремния и серы. Остальное — внешние слои — это несгоревшие исходные углерод и кислород в равных долях. Здесь это 0.6 М<sub>☉</sub>. Кинетическая энергия разлета начальной модели точно соответствует калорийности перехода СО смеси в конечный состав за вычетом гравитационной энергии связи белого карлика перед взрывом.

Непосредственный расчет кривых блеска сверхновых на основе данных моделей производится с помощью радиационного гидродинамического кода STELLA (Блинников и др., 2006). Код STELLA успешно применялся для моделирования сверхновых звезд разных типов, включая сверхновые типа Ia (Блинников и др., 1998; Бакланов и др., 2005; Фолателли и др., 2006; Томинага и др., 2009; Цветков и др., 2012; Таврис и др., 2013; Вольнова и др., 2017; Балакина и др., 2020). В работах Вусли и др. (2007), Кромер, Сим (2009), Сим и др. (2010), Козырева и др. (2017), Цанг и др. (2020) было показано, что STELLA хорошо согласуется с другими известными кодами, которые используются для моделирования кривых блеска сверхновых.

Таблица 1. Модели сверхновых типа Іа

№ Модели	Имя модели	Масса радиоактивного никеля, $M_{{}^{56}{ m Ni}}\left(M_{\odot} ight)$	Согласование с уравнением стандартизации (4)	$E_{\rm kin}$ (foe)	<i>v</i> <sub>CO</sub> , тыс. км∕с
0	m020209mh	0.2	нет	1.380	11.80
1	m020205mh	0.2	да	0.864	7.12
2	m010309mh	0.1	да	1.394	11.87
3	m050203mh	0.5	нет	1.104	8.02
4	m010305mh	0.1	да	0.880	6.10
5	m030307mh	0.3	нет	1.466	12.17
6	m060201mh	0.6	да	1.012	6.73
7	m070201mh	0.7	нет	1.176	8.31
8	m050205mh	0.5	нет	1.359	10.93
9	m040301mh	0.4	да	0.863	5.24
10	m020305mh	0.2	да	1.045	7.71
11	m070203mh	0.7	нет	1.435	11.30
12	m060203mh	0.4	нет	1.269	9.63
13	m040303mh	0.4	нет	1.117	8.07
14	m010209mh	0.1	да	1.214	10.32
15	m060205mh	0.6	нет	1.524	12.42
16	m070301mh	0.7	нет	1.354	9.97
17	m020303mh	0.2	да	0.787	4.95
18	m020207mh	0.2	да	1.122	8.94
19	m040305mh	0.4	нет	1.375	11.01
20	m050201mh	0.5	да	0.847	5.21
21	m080103mh	0.8	нет	1.419	11.23
22	m010307mh	0.1	да	1.135	8.99

#### 3. ВЫБОР МОДЕЛЕЙ ДЛЯ АНАЛИЗА

На следующем этапе работы мы проверяем, удовлетворяют ли представленные модели эмпирическому закону Псковского-Филлипса:

$$M_V = -20.883(0.417) +$$
(3)  
+ 1.949(0.292) $\Delta m_{15}(B)$ ,

где  $M_V$  — абсолютная звездная величина СН Ia в фильтре V, а параметр  $\Delta m_{15}$  показывает, на сколько звездных величин падает блеск сверхновой в синих лучах за первые 15 дней после максимума (Филлипс, 1993; Филлипс и др., 1999). Результаты проверки приведены на рис. 1. Каждой точке на графике соответствует определенная модель из табл. 1. Как видно из графика, не все представленные модели согласуются с наблюдательными проявлениями сверхновых типа Ia.

Однако в современном космологическом анализе для стандартизации сверхновых используются более сложные модели параметризации их кривых блеска. Наиболее популярной моделью является модель SALT2 (Гай и др., 2007). Основными па-



**Рис. 1.** Зависимость абсолютной звездной величины в полосе V в максимуме блеска от параметра  $\Delta m_{15}$ . Закрашенная область соответствует разбросу значений  $M_V$  в 1- $\sigma$ . Точками обозначены модели из табл. 1.

раметрами модели SALT2 являются параметр  $x_1$  (стретч) и c (цвет). Параметр  $x_1$  характеризует форму кривой блеска, а параметр c определяется как разница между цветом  $(B - V)_{\text{max}}$  в максимуме в B полосе и средним  $\langle B - V \rangle$ . С учетом этих параметров уравнение стандартизации сверхновых



Рис. 2. Зависимость звездной величины в полосе B в максимуме блеска от параметра цвета (c) и параметра формы кривой блеска ( $x_1$ ). Плоскости ограничивают область в одно стандартное отклонение от среднего значения  $M_B^*$ . Точками обозначены модели, удовлетворяющие уравнению стандартизации (4) с выбранными параметрами. Треугольниками обозначены модели, не вошедшие в исследуемую выборку.

выглядит следующим образом:

$$M_B^* = M_B - \alpha x_1 + \beta c, \tag{4}$$

где  $M_B^*$  — абсолютная звездная величина в B полосе в максимуме блеска, а  $M_B$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — параметры уравнения стандартизации.

Для подгонки кривых блеска, рассчитанных STELLA, моделью SALT2 используется библиотека на языке РҮТНОN — SNCOSMO<sup>1</sup>. Подгонка происходит в трех фотометрических полосах: B, V, R (Бессель и др., 1990).

Используя уравнение (4) и приняв следующие значения параметров стандартизации:  $M_B =$ = -19.48,  $\alpha = 0.154$ ,  $\beta = 3.02$  (Скольник и др., 2018), построим двумерную зависимость абсолютной звездной величины  $M_B^*$  от параметра цвета *с* и параметра формы кривой блеска  $x_1$  (рис. 2). Плоскости ограничивают область в одно стандартное отклонение от среднего значения  $M_B^*$ . Модели, попавшие в 1- $\sigma$  интервал, мы будем использовать для дальнейшего анализа (см. табл. 1, столбец 4).

Проверим, согласуются ли отобранные модели с соотношением Псковского—Филлипса (рис. 3).

Резюмируя, можно сказать, что кривые блеска отобранных моделей с разумной точностью удовлетворяют современному уравнению стандартизации (уравнение (4), Скольник и др., 2018), а

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> https://sncosmo.readthedocs.io/en/latest/index.html



**Рис. 3.** Зависимость абсолютной звездной величины в полосе V в максимуме блеска от параметра  $\Delta m_{15}$ . Закрашенная область соответствует разбросу значений  $M_V$  в  $1 - \sigma$ . Точками обозначены модели, удовлетворяющие уравнению стандартизации (4) с выбранными параметрами, числовые значения соответствуют номеру модели из табл. 1.



Рис. 4. Болометрическая кривая блеска  $L_{bol}$ , полученная на основе расчетов на STELLA, и полная излученная мощность в гамма-диапазоне  $L_{\gamma}$  (Арнетт, 1979) — на примере модели m020205mh.

также соотношению Псковского—Филлипса (уравнение (3)). Как было показано в Вусли и др. (2007), полный набор из сотен моделей никоим образом не удовлетворяет наблюдаемой зависимости "абсолютная звездная величина—форма кривой блеска", в природе происходит их естественный отбор. Детали такого отбора пока не установлены теорией, однако это не мешает нам делать полезные предсказания с помощью нашей выборки моделей сверхновых.

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 1 2021



**Рис. 5.** Зависимость  $t_B/t_d$  от  $t_B$ , рассчитанная для исследуемой выборки моделей. Пунктирные линии ограничивают разброс значений  $t_B/t_d$ , а штрихпунктирная — соответствует среднему значению  $\langle t_B/t_d \rangle \simeq 1.86$ .

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРНЫХ ВРЕМЕН НА КРИВОЙ БЛЕСКА

В этом разделе мы обсуждаем, какие безразмерные параметры могут быть получены на основе аналитического описания кривых блеска сверхновых.

Для моделей из табл. 1 построим болометрические кривые блеска, рассчитанные гидродинамическим кодом STELLA. Кроме того, используя аналитическое описание Арнетта (1979), рассчитаем для каждой из них кривую, обусловленную радиоактивным распадом никеля и кобальта,  $L_{\gamma}$ , по формуле

$$L_{\gamma} = \frac{M_{\rm Ni}}{M_{\odot}} (\epsilon_{\rm Ni} e^{-\frac{t}{t_{\rm Ni}}} + \epsilon_{\rm Co} e^{-\frac{t}{t_{\rm Co}}}), \qquad (5)$$

где  $M_{\rm Ni}$  — масса образовавшегося радиоактивного <sup>56</sup>Ni в долях солнечной массы;  $\epsilon_{\rm Ni}$ ,  $\epsilon_{\rm Co}$  — удельная энергия, высвобождаемая при радиоактивном распаде <sup>56</sup>Ni и <sup>56</sup>Co соответственно;  $t_{\rm Ni}$ ,  $t_{\rm Co}$  — времена полураспада. Значения  $\epsilon_{\rm Ni}$ ,  $\epsilon_{\rm Co}$ ,  $t_{\rm Ni}$ ,  $t_{\rm Co}$  определянотся на основе ядерных данных (см. табл. 2).

Построим болометрическую кривую блеска  $L_{bol}$  и полную излученную мощность  $L_{\gamma}$ , вычисляемую из уравнения (5). Кривые  $L_{bol}$  и  $L_{\gamma}$  пересекаются друг с другом в моменты времени  $t_A$  и  $t_B$  (рис. 4).

Далее для исследуемых моделей рассмотрим отношение  $t_B/t_d$ , где  $t_B$  — момент второго пересечния болометрической кривой блеска с кривой  $L_{\gamma}$ ,

а *t*<sub>d</sub> — время диффузии, определяемое как

$$t_d = \sqrt{\frac{3\kappa M_{ej}}{4\pi cv}},\tag{6}$$

где  $M_{ej}$  — масса сброшенной оболочки, v — скорость фотосферы,  $\kappa$  — непрозрачность, которые вычисляются с помощью STELLA, c — скорость света (Арнетт, 1979). Как видно на рис. 5, значения  $t_B/t_d$  для рассматриваемой выборки моделей лежат в интервале [1.77, 1.95]. Среднее значение  $\langle t_B/t_d \rangle$  составляет 1.86, что согласуется со значением ~1.7, найденным в работе Сухболд (2019).

Аналогичным образом для выборки моделей определяем момент первого пересечения кривых  $L_{\rm bol}$  и  $L_{\gamma}$  (точка  $t_A$ ) и строим зависимость  $t_B/t_d$  от  $t_A/t_d$  (рис. 6). Как видно, среднее значение отношения  $\langle t_A/t_d \rangle \simeq 0.99$ , что и следовало ожидать, поскольку нагрев оболочки происходит на временных масштабах порядка времени диффузии.

В следующем разделе, на основе полученного отношения  $t_B/t_d$ , мы рассчитаем значения непрозрачности для моделей исследуемой выборки.

#### 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕПРОЗРАЧНОСТИ

В данном разделе мы получаем ограничение на величину непрозрачности  $\kappa$  в зависимости от момента времени  $t_B$ . Для этого мы используем полученную в предыдущем разделе зависимость  $t_B/t_d$  от  $t_B$  (см. рис. 5), а также взаимосвязь

**Таблица 2.** Ядерные данные для <sup>56</sup>Ni и <sup>56</sup>Co

Данные	<sup>56</sup> Ni	<sup>56</sup> Co
Время полураспада	$t_{ m Ni}=8.8$ дней	$t_{ m Co} = 111.3$ дней
Высвобождаемая энергия	$\epsilon_{ m Ni}=6.45 imes10^{43}~{ m Spr/(r~c)}$	$\epsilon_{ m Co} = 1.45  imes 10^{43}$ Эрг/(г с)

Таблица 3. Значения непрозрачности и параметры наилучших моделей STELLA для CH 2011fe и CH 2012fr

Сверхновые	Модель	$t_B$ , дни	$M_{ m ^{56}Ni},M_{\odot}$	$\kappa$ , cm <sup>2</sup> /r
CH 2011fe	m050201mh	$\sim \! 26.9$	0.5	$0.10\pm0.01$
CH 2012fr	m060201mh	$\sim \! 23.7$	0.6	$0.08\pm0.01$

непрозрачности и времени диффузии (уравнение (6)). Таким образом, мы получаем зависимость, показанную на рис. 7.

Среднее значение непрозрачности оказывается  $\langle \kappa \rangle \simeq 0.1$ . Так как  $M_{ej}$  для всех моделей имеет одно и то же численное значение, то наибольшее влияние на полученную зависимость оказывает скорость фотосферы v. Поскольку непрозрачность сложно определить без привлечения ресурсоемких вычислений, представленный подход может помочь в первичной оценке ее численного значения.

#### 6. СРАВНЕНИЕ С НАБЛЮДЕНИЯМИ

В данном разделе вышеописанный подход применяется для определения непрозрачности наблюдавшихся сверхновых типа Ia.

В качестве примера рассмотрим две сверхновые: СН 2011fe, СН 2012fr. Оба объекта являются классическими сверхновыми, а значит, они удовлетворяют уравнению стандартизации. Болометрическая кривая блеска для СН 2011fe взята из работы Дадо, Дар (2015), а для СН 2012fr — из работы Контрерас и др. (2018). Среди моделей, представленных в табл. 1, мы выбираем наилучшую модель, описывающую наблюдаемую кривую блеска каждой сверхновой. Массовая доля <sup>56</sup>Ni для расчета полной излученной мощности в гаммадиапазоне по формуле (5) берется из параметров наилучшей модели. Наблюдения, подобранная модель и  $L_{\gamma}$  для CH 2011fe и CH 2012fr представлены на рис. 8 и 9 соответственно.

Используя зависимость величины непрозрачности  $\kappa$  от времени  $t_B$ , представленной на рис. 7, мы определяем величину непрозрачности. Значение  $t_B$  определяется как второй момент пересечения болометрической модельной кривой блеска и  $L_{\gamma}$ . Найденные значения непрозрачности, а также параметры подобранных к CH 2011fe и CH 2012fr моделей STELLA представлены в табл. 3.

#### 7. ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В данном разделе обсуждаются полученные результаты, а также их практическая значимость.

В ходе выполнения работы были рассчитаны кривые блеска сверхновых типа Ia на основе моделей Вусли и др. (2007) с помощью гидродинамического кода STELLA. Из полученных моделей были отобраны только те модели, которые удовлетворяют современному уравнению стандартизации (уравнение (4), Скольник и др., 2018), а также соотношению Псковского-Филлипса (уравнение (3)).

С помощью отобранных моделей и аналитического описания Арнетта нам удалось наложить ограничения на отношение характерных времен  $t_A$  и  $t_B$ , получаемых из кривых блеска сверхновых, и времени диффузии  $t_d$ . Среднее значение отношения времени  $t_B$  к диффузионному времени  $t_d$  согласуется с результатом, представленным в статье (Сухболд, 2019). Данное отношение было использовано для определения зависимости значения непрозрачности  $\kappa$  от времени  $t_B$ .

Время  $t_B$  определяется из пересечения болометрической кривой блеска и полной излученной мощности в гамма-диапазоне  $L_{\gamma}$ . Значение  $\kappa$  можно дальше определить двумя способами. Первый способ — использование отношения  $t_B/t_d$ , второй способ основан на непосредственном определении непрозрачности, исходя из найденной зависимости на рис. 7. Второй метод предпочтительнее, поскольку скорость фотосферы, входящая в определение времени диффузии, является плохо определяемым параметром. Данный подход был апробирован на реальных сверхновых: 2011fe и 2012fr. Теоретические модели, подобранные с помощью кода STELLA для этих сверхновых, показали хорошее согласие с наблюдениями. Важно отметить,



**Рис. 6.** Зависимость  $t_B/t_d$  от  $t_A/t_d$ , рассчитанная для исследуемой выборки моделей. Пунктирные линии ограничивают разброс значений  $t_B/t_d$  и  $t_A/t_d$ , а штрихпунктирные соответствуют средним значениям  $\langle t_B/t_d \rangle \simeq 1.86$  и  $\langle t_A/t_d \rangle \simeq 0.99$ .



Рис. 7. Зависимость величины непрозрачности  $\kappa$  от времени  $t_B$ . Заштрихованная область соответствует области допустимых значений  $t_B/t_d$  при скорости фотосферы v = 14 тыс. км/с. Точками обозначены модели исследуемой выборки.

что в ближайшем будущем будет возможно открывать сверхновые в течение нескольких дней после взрыва (Джонс и др., 2020). Тогда мы сможем с самого начала получать детальную широкополосную фотометрию, что значительно улучшит точность наблюдаемых болометрических кривых блеска.

Используемые модели рассчитаны в предпо-

ложении сферически-симметричного взрыва С-О белого карлика, однако, например, DD сценарий взрыва предполагает наличие большого удельного углового момента в отличие от SD сценария. Это, в свою очередь, ведет к асимметрии взрыва. Регистрация значительной поляризации оптического излучения в континууме могла бы свидетельство-



**Рис. 8.** Болометрическая кривая блеска (крестики; Дадо, Дар, 2015), наилучшая подобранная модель STELLA (сплошная линия) и полная излученная мощность в гамма-диапазоне  $L_{\gamma}$  (штриховая линия) для CH 2011fe.



**Рис. 9.** Болометрическая кривая блеска (крестики; Контрерас и др., 2018), наилучшая подобранная модель STELLA (сплошная линия) и полная излученная мощность в гамма-диапазоне  $L_{\gamma}$  (штриховая линия) для CH 2012ir.

вать об асимметрии взрыва и служить независимым аргументом в пользу сценария сливающихся белых карликов. Однако до сих пор поляризации в континууме у СН Іа обнаружено не было (Ван, Уилер, 2008), что указывает на сферичность взрыва или на существование нескольких сценариев и механизмов взрыва СН Іа (Чикота и др., 2019). Найденная зависимость позволяет без привлечения ресурсоемких вычислений, на основе одних лишь наблюдений, находить значения непрозрачности для СН Ia. Поскольку для отбора моделей сверхновых мы использовали уравнение стандартизации, параметры которого были вычислены на основе большой выборки реальных сверхновых, то мы ожидаем, что полученная зависимость применима к большинству сверхновых типа Ia.

Задача будущей теории — объяснить из первых принципов, какой сценарий и механизм взрыва СН Іа обеспечивают найденную в настоящей работе закономерность для непрозрачности.

Авторы благодарны анонимному рецензенту за важные замечания.

А.В. Лютых благодарен финансовой поддержке РФФИ и ЯОПН в рамках научного проекта № 19-52-50014 за поддержку в выполнении расчетов кривых блеска кодом STELLA. М.В. Пружинская благодарит грант Российского научного фонда (проект № 18-12-00522) за подгонку модельных кривых блеска кодом SNCOSMO. С.И. Блинников благодарит грант Российского научного фонда (проект № 19-12-00229) за поддержку разработки и сопровождения кода STELLA.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аббот и др. (Т.М.С. Abbott, S. Allam, P. Andersen, C. Angus, J. Asorey, A. Avelino, S. Avila, et al.), Astrophys. J. 872, L30 (2019).
- Андерсон и др. (L. Anderson, E. Aubourg, S. Bailey, F. Beutler, V. Bhardwaj, M. Blanton, A.S. Bolton, J. Brinkmann, et al.), MNRAS 441, 24 (2014).
- 3. Арнетт (W.D. Arnett), Astrophys. J. 230, L37 (1979).
- 4. Арнетт и др. (W.D. Arnett, Ch. Fryer and Th. Matheson), Astrophys. J. **33**, 846 (2017).
- Бакланов П.В., Блинников С.И., Павлюк Н.Н., Письма в Астрон. журн. **31**, 483 (2005) [P.B. Baklanov, et al., Astron. Lett. **31**, 429 (2005)].
- 6. Балакина и др. (Е.А. Balakina, et al.), arXiv e-prints **230**, L37 (1979).
- Бессель (M.S. Bessell), Publ. Astron. Soc. Pacific 102, 1181 (1990).
- 8. Бетуль и др. (M. Betoule, R. Kessler, J. Guy, J. Mosher, D. Hardin, R. Biswas, P. Astier, P. El-Hage, et al.), Astron. Astrophys. **568**, A22 (2014).
- Блинников С.И., Долгов А.Д., Успехи физ. наук 6, 189 (2019).
- 10. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, M. Gieseler, M. Reinecke, C. Travaglio, W. Hillebrandt, and M. Stritzinger), Astron. Astrophys. **453**, 229 (2006).
- 11. Блинников, Сорокина (S.I. Blinnikov and E.I. Sorokina), Astron. Astrophys. **356**, L30 (2000).
- 12. Блинников и др. (S.I. Blinnikov, R. Eastman, O.S. Bartunov, V.A. Popolitov, and S.E. Woosley), Astrophys. J. **496**, 454 (1998).
- 13. Ван, Уилер (L. Wang and J.C. Wheeler), Astron. J. **46**, 433 (2008).
- 14. Веббинк (R.F. Webbink), Astrophys. J. 277, 355 (1984).
- 15. Верде и др. (L. Verde, T. Treu, and A.G. Riess), Nature Astron. **3**, 891 (2019).

- Вольнова и др. (А.А. Volnova, M.V. Pruzhinskaya, A.S. Pozanenko, S.I. Blinnikov, P.Yu. Minaev, O.A. Burkhonov, A.M. Chernenko, Sh.A. Ehgamberdiev, et al.), MNRAS 467, 3500 (2017).
- 17. Вусли и др. (S.E. Woosley, D. Kasen, S. Blinnikov, and E. Sorokina), Astrophys. J. **662**, 487 (2007).
- 18. Гайидр. (J. Guy, P. Astier, S. Baumont, D. Hardin, R. Pain, N. Regnault, S. Basa, R.G. Carlberg, et al.), Astron. Astrophys. **466**, 11 (2007).
- 19. Дадо, Дар (S. Dado and A. Dar), Astrophys. J. **809**, 32 (2015).
- 20. Джонс и др. (D.O. Jones, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **54**, 335 (1984).
- 21. Ибен мл., Тутуков (I. Iben, Jr. and A.V. Tutukov), Astrophys. J. Suppl. Ser. **54**, 335 (1984).
- 22. Касен и др. (D. Kasen, R.C. Thomas, and P. Nugent), Astrophys. J. **651**, 366 (2006).
- 23. Керзендорф, Сим (W.E. Kerzendorf and S.A. Sim), MNRAS **440**, 387 (2014).
- 24. Ковальски и др. (M. Kowalski, D. Rubin, G. Aldering, R.J. Agostinho, A. Amadon, R. Amanullah, C. Balland, et al.), Astrophys. J. **686**, 749 (2008).
- 25. Козырева и др. (A. Kozyreva, M. Gilmer, R. Hirschi, C. Frohlich, S. Blinnikov, R.T. Wollaeger, U.M. Noebauer, D.R. van Rossum, et al.), MNRAS **464**, 2854 (2017).
- 26. Контрерас и др. (С. Contreras, M.M. Phillips, Ch.R. Burns, A.L. Piro, B.J. Shappee, M.D. Stritzinger, C. Baltay, P.J. Brown, et al.), Astrophys. J. **859**, 24 (2018).
- 27. Кромер, Сим (M. Kromer and S.A. Sim), MNRAS **398**, 1809 (2009).
- 28. Легет и др. (P.F. L'eget, E. Gangler, F. Mondon, G. Aldering, P. Antilogus, C. Aragon, S. Bailey, C. Baltay, et al.), Astron. Astrophys. **636**, A46 (2020).
- 29. Люси(L.B. Lucy), Astron. Astrophys. **429**, 19 (2005).
- Перлмуттер и др. (S. Perlmutter, G. Aldering, G. Goldhaber, R.A. Knop, P. Nugent, P.G. Castro, S. Deustua, S. Fabbro, et al.), Astrophys. J. 517, 565 (1999).
- 31. Полин и др. (A. Polin, P. Nugent, and D. Kasen), Astrophys. J. 873, 84 (2019).
- 32. Псковский (I.P. Pskovskii), Sov. Astron. 28, 658 (1984).
- 33. Псковский (I.P. Pskovskii), Sov. Astron. **21**, 675 (1977).
- 34. Pact (B.W. Rust), The use of supernovae light curves for testing the expansion hypothesis and other cosmological relations (Univ. of Illinois, ORNL-4953, Ph.D. thesis, Oak Ridge National Lab., TN., 1974).
- 35. Рис и др. (A.G. Riess, L.M. Macri, S.L. Hoffmann, D. Scolnic, S. Casertano, A.V. Filippenko, B.E. Tucker, M.J. Reid, et al.), Astron. J. **826**, 56 (2016).
- 36. Рис и др. (A.G. Riess, A.V. Filippenko, P. Challis, A. Clocchiatti, A. Diercks, P.M. Garnavich, R.L. Gilliland, C.J. Hogan, et al.), Astron. J. **116**, 1009 (1998).

- 37. Рис и др. (A.G. Riess, S. Casertano, W. Yuan, L.M. Macri, and D. Scolnic), Astron. J. **876**, 85 (2019).
- 38. Руст (B.W. Rust), PhD thesis (1974).
- Сим и др. (S.A. Sim, M. Kromer, F.K. Röpke, E.I. Sorokina, S.I. Blinnikov, D. Kasen, and W. Hillebrandt), Astron. Soc. Pacific Conf. Ser. 429, 148 (2010).
- 40. Скольник и др. (D.M. Scolnic, D.O. Jones, A. Rest, Y.C. Pan, R. Chornock, R.J. Foley, M.E. Huber, R. Kessler, et al.), Astrophys. J. **859**, 101 (2018).
- 41. Сондерс и др. (С. Saunders, et al.), Astrophys. J. **869**, 167 (2018).
- 42. Сотрудничество Планка (Planck Collaboration), Astron. J. 641, A1 (2020).
- 43. Сотрудничество Планка (Planck Collaboration), Astron. J. **594**, A1 (2016).
- 44. Сотрудничество Планка (Planck Collaboration), Astron. J. **571**, A16 (2014).
- 45. Сухболд (T. Sukhbold), Astrophys. J. 874, 62 (2019).
- 46. Сяо и др. (Е.Ү. Hsiao, P. Hoeflich, C. Ashall, J. Lu, C. Contreras, C.R. Burns, M.M. Phillips, L. Galbany, et al.), Astrophys. J. **900**, 140 (2020).
- 47. Таврис и др. (Т.М. Tauris, N. Langer, Т.J. Moriya, Ph. Podsiadlowski, S.C. Yoon, and S.I. Blinnikov), Astrophys. J. **778**, 23 (2013).
- Томинага и др. (N. Tominaga, et al.), Astrophys. J. 705, L10 (2009).
- 49. Трипп (R. Tripp), Astron. Astrophys. 331, 815 (1998).
- 50. Уилан, Ибен (J. Whelan and I. Iben, Jr.), Astrophys. J. **186**, 1007 (1973).
- 51. Филлипс (M.M. Phillips), Astrophys. J. **413**, L105 (1993).
- 52. Филлипс и др. (M.M. Phillips, P. Lira, N.B. Suntzeff, R.A. Schommer, M. Hamuy, and J. Maza), Astron. J. 118, 1766 (1999).

- 53. Финк и др. (M. Fink, M. Kromer, W. Hillebrandt, F.K. Röpke, R. Pakmor, I.R. Seitenzahl, and S.A. Sim), Astron. Astrophys. **618**, A124 (2018).
- 54. Фолателли и др. (G. Folatelli, C. Contreras, M.M. Phillips, S.E. Woosley, S. Blinnikov, N. Morrell, N.B. Suntzeff, B.L. Lee, et al.), Astrophys. J. **641**, 1039 (2006).
- 55. Фридман и др. (W.L. Freedman, B.F. Madore, D. Hatt, T.J. Hoyt, In Sung Jang, R.L. Beaton, Ch.R. Burns, M.G. Lee, et al.), Astrophys. J. 882, 34 (2019).
- 56. Хамуй и др. (M. Hamuy, M.M. Phillips, N.B. Suntzeff, R.A. Schommer, J. Maza, and R. Aviles), Astron. J. **112**, 2391 (1996).
- 57. Хатису и др. (I. Hachisu, M. Kato, H. Saio, and K. Nomoto), Astrophys. J. **744**, 69 (2012).
- 58. Хатису и др. (I. Hachisu, M. Kato, and K. Nomoto), Astrophys. J. **470**, L97 (1996).
- 59. Цанг и др. (В.Т.Н. Tsang, J.A. Goldberg, L. Bildsten, and D. Kasen), Astrophys. J. **898**, 29 (2020).
- 60. Цветков и др., Переменные звезды **32**, 6 (2012).
- 61. Чикота и др. (A. Cikota, F. Patat, L. Wang, J.C. Wheeler, M. Bulla, D. Baade, P. Höflich, S. Cikota, A. Clocchiatti, J.R. Maund, et al.), MNRAS **490**, 578 (2019).
- 62. Чугай и др. (N.N. Chugai, S.I. Blinnikov, R.J. Cumming, P. Lundqvist, A. Bragaglia, A.V. Filippenko, D.C. Leonard, Th. Matheson, and J. Sollerman), MNRAS **352**, 1213 (2004).
- 63. Шпергель и др. (D.N. Spergel, L. Verde, H.V. Peiris, E. Komatsu, M.R. Nolta, C.L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, et al.), Astrophys. J. Suppl. Ser. **148**, 175 (2003).

## ПОИСК В ГАЛАКТИКЕ М31 МАГНИТАРОВ КАК ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ИСТОЧНИКОВ ПО ДАННЫМ ХММ-NEWTON

© 2021 г. М. С. Пширков<sup>1,2,3\*</sup>, С. Б. Попов<sup>1</sup>, И. Ю. Золотухин<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия <sup>3</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Пущинская радиоастрономическая обсерватория АКЦ ФИАН, Пущино, Россия Поступила в редакцию 19.11.2020 г.

После доработки 26.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Несколько лет назад серия мощных миллисекундных радиоимпульсов с близкими мерами дисперсии была зарегистрирована в направлении на галактику M31. Отталкиваясь от гипотезы о возможной связи этих радиовсплесков с магнитаром в M31, мы провели поиск источников периодического рентгеновского сигнала, используя данные рентгеновского телескопа XMM-Newton. В результате проведенного анализа данных был выделен сигнал от уже известного периодического рентгеновского источника 3XMMJ004301.4+413017 — аккрецирующего пульсара в составе двойной системы. Однако нам не удалось обнаружить новых кандидатов. В частности, не выявлен объект, который можно было бы связать с гипотетическим магнитаром, ответственным за наблюдавшиеся радиовсплески, который мог бы иметь светимость  $L_X > 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup>.

Ключевые слова: магнитары, быстрые радиовсплески, рентгеновская астрономия.

#### DOI: 10.31857/S0320010821010071

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрые радиовсплески (БРВ) — это класс внегалактических миллисекундных радиотранзиентов. Первый представитель нового класса был представлен в работе Лоример и др. (2007), однако только после выхода статьи Торнтон и др. (2013) проблема происхождения этих событий стала рассматриваться как одна из самых "горячих" проблем астрофизики. На сегодняшний день зарегистрировано более сотни БРВ (Петрофф и др., 2016), не считая многочисленных всплесков от нескольких повторных источников<sup>1</sup>. Общие свойства БРВ детально описаны в ряде недавних обзоров (Попов и др., 2018; Петрофф и др., 2019; Кордес, Чаттерджи, 2019; Чжан, 2020).

С момента обнаружения первых всплесков для объяснения природы этих событий было предложено множество гипотез, их перечисление можно найти в обзоре Платтс и др. (2019) Большинство из предложенных моделей было отвергнуто по мере накопления наблюдательных данных, например, из-за невозможности объяснить высокий темп всплесков (несколько тысяч в день на всем небе), трудностей с объяснением повторных всплесков, а также из-за отсутствия наблюдаемых вспышек в других частотных диапазонах и в результате анализа выборки материнских галактик всплесков. На данный момент наиболее разработан сценарий, где источником БРВ служит активность магнитаров нейтронных звезд (НЗ) с очень сильным магнитным полем (см. обзор Туролла и др., 2015).

Модель, где магнитары выступают в качестве источников БРВ, была предложена одной из первых (Попов и Постнов, 2007). Эти объекты иногда становятся источниками коротких, но очень мощных,  $L \sim 10^{38} - 10^{47}$  эрг с<sup>-1</sup>, вспышек, наблюдающихся в мягком гамма-диапазоне. Достаточно всего  $\sim 10^{-6} - 10^{-5}$  доли от полной энергии гипервспышки, аналогичной наблюдавшейся от магнитара SGR 1806-20 в 2004 г. и имевшей полную энергию  $\sim (2-4) \times 10^{46}$  эрг с<sup>-1</sup> (Харли и др., 2005; Фредерикс и др., 2007b), чтобы объяснить радиосветимости даже наиболее мощных БРВ. Количество таких вспышек, оцененное по данным наблюдений галактических объектов, позволяет объяснить наблюдаемую частоту возникновения БРВ. Не менее важно, что для вспышек

<sup>\*</sup>Электронный адрес: pshirkov@sai.msu.ru

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> См. онлайн-каталоги frbcat.org и chime-frb.ca/repeaters.

на расстояниях >100 Мпк не ожидается регистрации всплесков в, собственно, гамма-диапазоне, так как даже гипервспышки на таких расстояниях не могут быть задетектированы существующими мониторами  $\gamma$ -лучей (Лаццати и др., 2005; Попов и Штерн, 2006). Эти стороны магнитарной модели привели к разработке многих различных вариантов данного сценария (Любарский, 2014; Муразе и др., 2016; Белобородов, 2017; Метцгер и др., 2017; Лу и Кумар, 2018; Белобородов, 2019; Лютиков, 2020). Однако вплоть до настоящего времени не было прямых аргументов в пользу данной модели. Гипервспышка SGR 1806-20 не породила никакого сигнала в радиодиапазоне, похожего на БРВ, что также рассматривалось как один из основных недостатков магнитарного сценария (Тендулкар и др., 2016).

Очевидно, что детектирование короткого радиовсплеска от магнитара в нашей Галактике, находящегося в стадии вспышечной активности, значительно усилило бы позиции магнитарной модели. Такое детектирование совсем недавно действительно произошло: 28 апреля 2020 г. установки CHIME и STARE2 зарегистрировали двойной БРВ (Коллаборация CHIME/FRBa, 2020; Боченек и др., 2020). В область локализации всплеска, полученной на СНІМЕ, попал уже известный галактический магнитар SGR 1935+2154. Одновременно несколько инструментов зарегистрировали вспышку в рентгеновском и гамма-диапазонах (Мерегетти и др., 2020; Ридная и др., 2020; Ли и др., 2020; Тавани и др., 2020). Многие восприняли это открытие как окончательное подтверждение магнитарной гипотезы происхождения БРВ. Важно, однако, заметить, что светимость радиовсплеска SGR 1935+215 была значительно ниже, чем светимость известных БРВ. В любом случае область поиска связей между магнитарами и БРВ стала еще более популярной<sup>2</sup>.

Для проверки магнитарной модели могут использоваться и наблюдения магнитаров в других галактиках. Гигантские вспышки магнитаров в соседних галактиках теоретически являются обнаружимыми на существующем уровне чувствительности детекторов, более того, уже имеется несколько таких кандидатов (Фредерикс и др., 2007а; Мазец и др., 2008; Янг и др., 2020). Кроме того, проводились целенаправленные поиски магнитара, предположительно связанного с GRB 070201 (Офек и др., 2008). Если магнитарные вспышки иногда сопровождаются короткими радиовсплесками (причем теперь мы знаем, что более слабые вспышки магнитаров в жестком диапазоне могут производить БРВ, пусть и менее мощные), то такие события могут также быть зарегистрированы. Туманность Андромеды, МЗ1, является одним из лучших мест для поиска подобных событий.

Обзор M31 в радиодиапазоне был проведен на телескопе в Вестерборке (Westerbork Synthesis Radio Telescope, WSRT) на частоте ~330 МГц с целью поиска радиопульсаров или быстрых радиотранзиентов (например, так называемых вращающихся радиотранзиентов, обозначаемых RRATs от англ. rotating radio transients). В ходе обзора было обнаружено несколько слабых коротких радиовсплесков из этой области. Во многих отношениях эти всплески выглядят как более слабые аналоги БРВ. Результаты поиска Рубио-Эррера и др. (2013) кратко описаны в следующем разделе.

Также поиск радиовспышек в M31 осуществлялся на телескопе LOFAR на частотах ~150 МГц (Ван Лёвен и др., 2020). Одной из основных задач, которые ставили перед собой авторы, была попытка зарегистрировать всплески от источников, ответственных за события, представленные в работе Рубио-Эррера и др. (2013). Однако в ходе наблюдений на LOFAR не было обнаружено никаких радиотранзиентов.

Если какие-то из радиовсплесков из Рубио-Эррера и др. (2013) связаны с магнитарами, то кроме поиска вспышек на высоких энергиях можно искать периодический сигнал, связанный с рентгеновским излучением этих нейтронных звезд. Рентгеновский телескоп XMM-Newton многократно наблюдал галактику M31 (Штиле и др., 2011), и полученные данные уже использовались для поиска периодических источников<sup>3</sup>. В результате поисков был обнаружен интересный объект — аккрецирующий рентгеновский пульсар в составе двойной системы (Эспозито и др., 2016; Золотухин и др., 2017), однако не было зарегистрировано ни одного кандидата в магнитары.

В настоящей работе мы провели более детальный поиск гипотетического магнитара в M31, который мог бы быть источником шести радиовсплесков с мерой дисперсии  $DM \approx 55$  см<sup>-3</sup> пк, обнаруженных в работе Рубио-Эррера и др. (2013). Поскольку в этом исследовании были представлены некоторые указания на существование периода  $\sim 0.2-0.3$  с, а также даны приблизительные

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Чуть ранее были зарегистрированы более слабые вспышки от другого галактического магнитара — XTE1810-197 (Маан и др., 2019; Перлман и др., 2020). Однако, судя по всему, эти события никак не связаны с БРВ.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Список статей, в которых представлены результаты такого анализа, доступен он-лайн по адресу http://www.extras-fp7.eu/index.php/scientific-community/publications/all-papers.

координаты всплесков, то у нас появляется возможность увеличить чувствительность по сравнению со слепым поиском периодичности. Также мы использовали практически в полтора раза больше наблюдательных сеансов и применяемый нами для поиска периодического сигнала метод, *H*-тест, отличается от теста Рэлея, использованного в проекте EXTraS. В отличие от последнего, он позволяет использовать для поиска дополнительные гармоники и, как показано Де Ягер (1989), обладает большей силой, особенно, если импульс занимает небольшую часть периода. Также *H*-тест обладает значительно большей силой, если импульс имеет сложную форму и состоит из нескольких пиков.

В следующем разделе мы делаем оценки для ожидаемого сигнала. Затем мы описываем использованные в работе методы и наблюдательные данные. После этого мы представляем наши результаты. Заключительный раздел содержит обсуждение полученных результатов и основные выводы.

#### 2. ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТАРА

В начале этого раздела кратко перечислим основные результаты, полученные в работе Рубио-Эррера и др. (2013), что поможет нам сделать некоторые оценки для ожидаемых параметров гипотетического магнитара, являющегося источником миллисекундных радиоимпульсов. Рубио-Эррера и др. (2013) произвели поиск транзиентов в галактике МЗ1 и некоторых ее спутниках в радиодиапазоне. Было зарегистрировано ~30 сильных (отношение сигнала к шуму, S/N > 7) одиночных всплесков с мерой дисперсии DM > 45 см<sup>-3</sup> пк. Также была зарегистрирована группа из шести более слабых (5 < S/N < 6) всплесков с одинаковым значением меры дисперсии  $DM \approx 55 \text{ см}^{-3}$  пк. Отметим, что нижняя оценка меры дисперсии для М31 составляет как раз примерно  $55 \pm 10~{
m cm}^{-3}$  пк (Рубио-Эррера и др., 2013). Дальнейший анализ времен прихода этих шести импульсов позволил говорить о возможном существовании периода ~0.3 с, если все эти импульсы порождены одним источником. Далее мы будем обсуждать гипотетический источник этих шести событий, предполагая, что это мог быть молодой магнитар, а наблюдаемая периодичность могла быть связана с вращением ΗЗ.

Типичные потоки зарегистрированных радиовсплесков составляли порядка нескольких Ян (Рубио-Эррера и др., 2013), что на расстоянии до МЗ1 (778 кпк до центра галактики, Караченцев и др., 2004) соответствует радиосветимости  $L_{\rm R} \sim 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup>. По наблюдениям всплесков галактического магнитара SGR 1935+215 в рентгеновском и радиодиапазонах можно оценить отношение светимостей:  $L_{\rm R}/L_{\rm X} \approx 10^{-8} - 10^{-5}$  (см., например, Ридная и др., 2020). Таким образом, если радиовсплески в МЗ1 возникали во время вспышек магнитаров, то их рентгеновская светимость может быть оценена, как  $L_{\rm X} \sim 10^{41} - 10^{44}$  эрг с<sup>-1</sup>. При использовании оценок плотности потока в радиовсплеске SGR 1935+2154 из наблюдений STARE2 (Боченек и др., 2020) рентгеновская светимость будет ближе к нижней границе нашей оценки.

Одиночная вспышка с полной энергией  ${\sim}10^{40}$ эрг и светимостью  $L_{\rm X} {\,\sim}\,10^{41}$ эрг с $^{-1}$  (как в случае SGR 1935+2154, Ридная и др., 2020) может быть обнаружена в галактике М31, если ее спектр в области высоких энергий (~1-250 кэВ) не слишком жесткий (иначе количество зарегистрированных фотонов будет просто недостаточным для статистически значимого детектирования). Для фотонного индекса  $\Gamma = 1$  соответствующий флюэнс составит величину лишь  $\sim 2 \times 10^{-3}$  см<sup>-2</sup>. Типичный монитор всего неба в  $\gamma$ -лучах обладает небольшой эффективной площадью в несколько сотен кв. см (Konus-WIND — 100 см<sup>2</sup>, Fermi-GBM — 300 см<sup>2</sup>). Лишь инструменты с меньшим полем зрения имеют большие площади (Swift — 1000 см<sup>2</sup>, Fermi-LAT — 5000 см<sup>2</sup>, причем в последем случае эффективное детектирование начинается с высоких энергий >100 МэВ). Для более мягкого фотонного индекса  $\Gamma = 3$  положение более благоприятное и флюэнс может достигать величин порядка 0.1 см<sup>-2</sup>, так что всплеск может быть зарегистрирован существующими мониторами всего неба.

Периодичность излучения, указания на которую были обнаружены в работе Рубио-Эррера и др. (2013), может позволить несколько ограничить параметры источника, если это НЗ. Для описания можно использовать модифицированную формулу для излучения магнитного диполя:

$$I\Omega\dot{\Omega} = \frac{2\mu^2 \Omega^4}{3c^3},\tag{1}$$

где I — это момент инерции H3,  $\Omega = 2\pi/P$  — угловая частота вращения,  $\mu = BR^3$  — магнитный момент, а c — скорость света.

Для экспоненциально затухающего поля  $\mu = \mu_0 \times \exp(-t/\tau)$  можно получить выражения для эволюции периода:

$$P^{2} - P_{0}^{2} = \frac{2}{3} (2\pi)^{2} \frac{\mu_{0}^{2} \tau}{Ic^{3}} \left(1 - e^{-2T/\tau}\right), \quad (2)$$

где T — это возраст H3.

При очень быстром начальном вращении ( $P \ll 0.3 \, \text{c}$ ) и экспоненциально затухающем на временном масштабе  $\tau$  поле, замедление до вращения с периодом  $P = 0.3 \, \text{c}$  происходит за  $t \approx \tau$  для

магнитного момента  $\mu_0 \approx 10^{32}$  Гс см<sup>3</sup>, т.е. для  $B_0 \approx \approx 10^{14}$  Гс. При таком магнитном поле временной масштаб  $\tau$  составит величину порядка нескольких сотен лет, что позволяет оценить возраст гипотетического магнитара, который может быть источником шести коротких радиовсплесков в МЗ1. Для  $T \gg \tau$  периоды НЗ с настолько сильными полями становятся очень длинными. Теоретически возможна ситуация, когда  $T \ll \tau$ , если  $P \approx P_0$ , но в этом случае магнитар был бы очень молодым и, скорее всего, в недавнем прошлом должен был бы наблюдаться взрыв сверхновой — прародительницы НЗ.

Ожидается, что молодые магнитары с возрастом в несколько сотен лет являются более активными (Перна, Понс, 2011) и время ожидания между периодами вспышек составляет несколько месяцев. Таким образом, вероятность найти магнитар в активной фазе, в которой рентгеновская светимость увеличена, достаточно высока. С другой стороны, наблюдения галактических источников позволяют утверждать, что радиовсплески очень редки даже в периоды повышенной активности и, более того, они могут объединяться в группы, подобно всплескам от повторного источника FRB121102 (возможно, что такое поведение уже наблюдалось у SGR 1935+2154 Кирстен и др., 2020). В связи с этим мы сконцентрируемся на поиске периодического сигнала в рентгеновском диапазоне.

#### 3. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА МАГНИТАРОВ В М31

Поиск периодического сигнала от магнитара в M31, сходного с уже известными галактическими объектами, затруднен тем, что типичная светимость магнитаров в фазе активности (вне вспышек) ≲10<sup>36</sup> эрг с<sup>-1</sup> (см. каталог активности магнитаров Коти Дзелати и др., 2018; онлайновая версия: http://magnetars.ice.csic.es/#/outbursts).

В обзоре МЗ1, проведенном ХММ-Newton (Штиле и др., 2011), ограничения снизу на поток были  $\sim \! 10^{-15}$  эрг см $^{-2}$  с $^{-1}$ , что соответствует ограничениям на светимость  $\sim \! 10^{35}$  эрг с $^{-1}$ . Столь малые потоки требуют экспозиции длиной  $\sim \! \mathcal{O}(10^4)$  с $^4$  только для детектирования. Таким образом, слабые источники могут быть зарегистрированы, но число фотонов будет недостаточным для поиска периодичности.

Однако, если мы ищем магнитар с периодом вращения  $\sim 0.3$  с, то он может быть очень молодым с возрастом порядка нескольких сотен лет (см. выше), что значительно меньше, чем все известные



**Рис. 1.** Распределение сеансов наблюдений, которые использовались в работе. Кругом с центром в (11°40, 41°57) и радиусом 0.4° показана наиболее вероятная область локализации всплесков по данным работы (Рубио-Эррера и др., 2013).

магнитары в Галактике. Ожидается, что более молодые магнитары чаще находятся в активной фазе и светимость во время этой фазы у них может быть несколько выше, чем у более старых собратьев (Перна, Понс, 2011), поэтому характерная светимость гипотетического магнитара составляет  $L_X \gtrsim 10^{36}$  эрг с<sup>-1</sup>.

Всплески, которые наблюдались на радиотелескопе в Вестерборке, не были точно локализованы, поэтому мы решили искать пульсации в полной популяции источников в М31. Для этого из каталога 4XMM-DR9 (Уэбб и др., 2020), который охватывает период наблюдений в интервале с 3 февраля 2000 г. по 26 февраля 2019 г., были выбраны сеансы наблюдений детектора EPIC рп в режимах "Full Frame" с центрами полей, лежащими на расстоянии не более пяти градусов до центра Туманности Андромеды ( $\alpha = 10$ °685,  $\delta = +41$ °269). Всего было отобрано 138 сеансов (см. Приложение) и исследовано 5339 источников в 15016 индивидуальных детектированиях (рис. 1).

Анализ проводился средствами стандартного пакета Science Analysis System (SAS) XMM-Newton. Сначала для каждого источника, детектированного в данном сеансе, отбирались все события, находящиеся в кругах радиусом 30" и 15". Два различных радиуса были использованы для того, чтобы найти баланс между максимальным учетом событий от источника и минимальным вкладом фоновых событий. После этого с помощью утилиты *barycen* времена прихода фотонов на детектор приводились в барицентр Солнечной системы для того, чтобы избавиться от неравномерности, связанной с орбитальным движением спутника. Поиск периодических сигналов проводился в два

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> https://xmm-tools.cosmos.esa.int/external/xmm\_user\_ support/documentation/uhb/epicsens.html

этапа: на первом этапе с использованием метода быстрого преобразования Фурье (БПФ) строился частотный спектр сигнала и определялась частота, соответствующая максимальной амплитуде спектра. На втором этапе значимость этого пика оценивалась с помощью *Н*-теста (Де Ягер, 1989, 2010) — стандартного метода поиска слабых периодических сигналов в рентгеновской и гаммаастрономии. Из-за использования для поиска периодичности нескольких гармоник основной частоты он обладает более высокой мощностью и позволяет искать сигналы с узким импульсом, которые трудно обнаружить с помощью обычного фурье-анализа. Очевидным достоинством Н-теста является то, что он позволяет легко получить тестстатистику и оценить статистическую значимость обнаруженного сигнала, которая описывается простой формулой:

$$P(>H) = e^{-0.4H}.$$
 (3)

Формула (3) позволяет получить локальную значимость периодического сигнала *P*<sub>loc</sub> для каждого источника в данном сеансе. Для того чтобы получить глобальную значимость сигнала, необходимо ввести поправки на количество вариантов, испробованных при переборе:

$$P_{\text{glob}} = N_{\text{freq}} N_{\text{det}} P_{\text{loc}}, \qquad (4)$$

где  $N_{\rm freq}$  — число частот, использованных для поиска пика методом БПФ,  $N_{\rm det}$  — общее число детектирований во всех сеансах с учетом того, что выборка событий проводилась в кругах двух различных радиусов.

В анализе БПФ использовалось частотное разрешение  $\delta f = 1/(10 \ T)$ , где T — общая продолжительность наблюдений источника в сеансе, для большинства сеансов лежащая в диапазоне  $10^4 - 10^5$  с. Максимальная частота  $f_{\rm max} = 6.8$  Гц задавалась временным разрешением телескопа, равным 73.4 мс, таким образом,  $N_{\rm freq} = 10^6 - 10^7$ . Все вместе это позволяет оценить пороговое значение для  $P_{\rm loc}$ :

$$P_{\rm thr} = 10^{-10}.$$
 (5)

Ложные сигналы, которые могли возникать изза сравнительно низкого порога, были максимально отсеяны введением дополнительных условий:

- сигнал должен наблюдаться в обеих выборках, соответствующих радиусам 15" и 30", причем со сравнимой значимостью;
- сигнал не должен был наблюдаться на частотах, очень близких к целым единицам Гц, и его период не должен быть близок к целым секундам. Как подозрительные отбрасывались сигналы, где относительная разница была на уровне 10<sup>-3</sup>;

 количество фотонов должно было превышать 10. Последние два условия позволили уменьшить вклад инструментальных артефактов.

Приведенные оценки для порога локальной значимости справедливы в случае детектирования сигнала в одном сеансе. Очевидно, что детектирование сигнала на близких частотах в двух различных сеансах значительно усиливает уверенность в реальном существовании лежащей за ним периодичности. Для оценки величины порогового значения  $P_0$ в этом случае можно рассмотреть симметричный случай — пусть сигнал с одинаковой значимостью, соответствующей вероятности  $P_0$ , был зарегистрирован в двух сеансах на близких частотах. Для упрощения мы считаем, что каждый источник детектировался ровно по два раза. Общая вероятность такого события определяется формулой

$$P_{\rm comb} = 1/2P_0^2 N_{\rm det} N_{\rm freq} N_{\Delta \rm freq}.$$
 (6)

Количество вариантов перебора задается произведением  $1/2N_{\text{freq}}N_{\text{det}}N_{\Delta \text{freq}}$ . Первые два члена дают количество вариантов для первого наблюдения какого-то источника, третий же, N<sub>Дfreq</sub>, зависит от количества вариантов, перебираемых для второго наблюдения этого источника. В последнем случае перебор теперь ведется не по всем частотам в спектре БПФ, а только по частотам в близкой окрестности сигнала, обнаруженного в первом сеансе, поэтому  $N_{\text{freq}}$  заменяется на  $N_{\Delta \text{freq}}$ . Окрестность считается близкой, если разность частот сигналов  $\Delta f \leq \eta f, \eta = 10^{-3}$ . Такое отличие в частоте может возникать в тесных массивных двойных системах из-за эффекта Доплера, вызванного орбитальным движением со скоростью  $v \sim \eta c$ . Соответствующее число частот  $N_{\Delta \text{freg}} \leq$  $\leq 2\eta f_{
m max}/\delta f = 2\eta N_{
m freq}$ . В итоге из условия P<sub>comb</sub> < 1 можно получить оценку порога значимости

$$P_0 < 1/\sqrt{\eta N_{\rm det} N_{\rm freq}^2}.$$
 (7)

Для характерных величин параметров  $P_0 \sim 10^{-7}$ , но для целей первоначального поиска сигналов мы, учитывая несимметричность, использовали порог  $P_0 < 10^{-6}$ , т.е. для одного и того же источника сигнал должен был быть зарегистрирован в двух разных сеансах на близких частотах, причем локальная вероятность в каждом сеансе должна была быть менее  $10^{-6}$ .

Аналогично был проведен поиск периодического сигнала в окрестности частот, соответствующих возможным периодам вращения магнитара, которые были найдены в (Рубио-Эррера и др., 2013):

ObsID	$p_{30^{\prime\prime}}$	$p_{15^{\prime\prime}}$	f, Гц
0112570101	$4.8  imes 10^{-7}$	$5.5  imes 10^{-6}$	0.8308
0505720301	$1.6  imes 10^{-9}$	$1.3  imes 10^{-8}$	0.8309
0650560301	$1.1\times 10^{-14}$	$1.0 \times 10^{-9}$	0.8307
0690600401	$1.1  imes 10^{-7}$	$1.0  imes 10^{-7}$	0.8309
0700380601	$8.8 \times 10^{-9}$	$5.1 \times 10^{-9}$	0.8307
0744350301	$2.8\times 10^{-8}$	$5.0  imes 10^{-8}$	0.8307

Таблица 1. Свойства периодического сигнала от аккрецирующего пульсара 3XMM J004301.4+413017

**Примечание.** В первом столбце показаны идентификаторы сеансов наблюдений *ObsID*, во втором и третьем — локальные *p*-значения, соответствующие радиусам выборки 30" и 15", в четвертом — частоты обнаруженного сигнала.

 $P_1 = 0.23294$  с и  $P_2 = 0.29578$  с. Поиск проводился в окрестностях соответствующих частот  $f_1 = 1/P_1 = 4.29295$  Гц и  $f_2 = 1/P_2 = 3.38089$  Гц в интервалах частот  $\Delta f_{1,2} = \eta f_{1,2}$ . Пороги чувствительности в случае такого поиска естественным образом понижаются, так как везде перебор идет не по всему набору частот, а по частотам в узком интервале  $N_{\rm freq} \rightarrow N_{\Delta {\rm freq}} \approx \eta N_{\rm freq}$ . Для одиночного сигнала пороговая значимость была оценена как  $P_{\rm thr,f} = P_{\rm thr}/\eta \sim 10^{-7}$ , для детектирования в двух сеансах  $P_{0,{\rm f}} = P_0/\sqrt{\eta} \sim 10^{-5}$ .

Сформулированные выше критерии были применены для поиска сигналов. В результате, кроме уже известного ЗХММ J004301.4+413017 (Золотухин и др., 2017), не было найдено ни одного источника, удовлетворяющего этим критериям, как в слепом поиске, так и в поиске в окрестности частот, соответствующих возможным частотам вращения магнитара. Периодический сигнал от источника ЗХММJ004301.4+413017 был зарегистрирован в шести сеансах, свойства обнаруженного сигнала представлены в табл. 1.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитары не являются высокостабильными источниками — поток излучения от них может значительно меняться, усиливаясь во время нерегулярных периодов повышенной активности (Коти Дзелати и др., 2018). Поэтому достаточно естественно, что источник, обнаруженный в какую-то эпоху, не может быть детектирован через несколько лет. Это может объяснить отсутствие детектирования радиовсплесков в ходе наблюдений LOFAR. Также отсутствие детектирования может объясняться возможным завалом спектра на низких частотах, так как наблюдения LOFAR проводились на 150 МГц, а первоначальное обнаружение произошло на частоте 330 МГц.

Спектр рентгеновских вспышек SGR1935+2134 был достаточно жестким с фотонным индексом  $\lesssim 1$ (Ридная и др., 2020). Поэтому нет ничего странного в том, что, если бы радиовсплески Рубио-Эррера и др. (2013) сопровождались рентгеновскими вспышками, то последние не были бы зарегистрированы. С другой стороны, поведение активного молодого магнитара является очень нестабильным и можно было бы ожидать, что он будет источником большого количества рентгеновских и у-вспышек с различными интенсивностями и фотонными индексами, в том числе и сравнительно мягкими. Некоторые из таких вспышек могли бы быть зарегистрированы существующими инструментами, отсутствие этих детектирований является аргументом против гипотезы источника-магнитара.

Темп звездообразования в МЗ1 примерно в два раза ниже, чем в нашей Галактике (Вилльямс, 2003), поэтому в Туманности Андромеды должно существовать несколько активных магнитаров. Но если доля магнитаров в общей популяции образовавшихся НЗ составляет порядка 10% (Попов и др., 2010), и ожидаемый возраст нашего гипотетического источника всего лишь сотни лет, то есть большая вероятность, что в этой галактике не существует объектов с необходимыми свойствами. К сожалению, имеющиеся рентгеновские данные по М31 не позволяют сделать существенные ограничения на полную популяцию магнитаров, аналогично тому, что было сделано для нашей Галактики в работе Муно и др. (2008). Вероятно, будущие достаточно продолжительные наблюдения МЗ1 на спутнике Спектр-РГ в режиме наведения дадут возможность обнаружить магнитары в этой галактике.

В заключение мы можем сказать, что скорее всего шесть радиовсплесков с мерой дисперсии DM=55 см<sup>-3</sup> пк, обнаруженные в Рубио-Эррера и др. (2013), в направлении на M31 не являются следствием активности молодого магнитара в этой галактике.

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках программы финансирования крупных научных проектов национального проекта "Наука" (грант 075-15-2020-778). М.С. Пширков благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики "БАЗИС". ПРИЛОЖЕНИЕ

Для ан	ализа мы	использовали	сеансы с
ObsID =	0065770101.	0109270301,	0109270401,
0109270701,	0112570101	, 0112570201,	0112570301,
0112570401,	0112570601	0151580101,	0151580401,
0151581101,	0151581201	0151581301	0202230201,
0202230301,	0202230401	0202230501	0204790401,
0300910201,	0402560101	0402560201	0402560301,
0402560401.	0402560501	0402560601	0402560701,
0402560801,	0402560901	, 0402561001,	0402561101,
0402561201,	0402561301	0402561401,	0402561501,
0404060201,	0405320501	0405320601	0405320701,
0405320801,	0405320901	0410582001	0505720201,
0505720301,	0505720401	0505720501	0505720601,
0505760101,	0505760201	0505760301	0505760401,
0505760501,	0505900101	0505900201	0505900301,
0505900401,	0505900801	0511380101	0511380201,
0511380301,	0511380601	0551690201,	0551690301,
0551690401,	0551690501	0551690601	0560180101,
0600660201,	0600660301	, 0600660401,	0600660501,
0600660601,	0650560201	, 0650560301,	0650560401,
0650560501,	0650560601	, 0652500101,	0652500201,
0652500301,	0655620301	, 0655620401,	0672130101,
0672130501,	0672130601	, 0672130701,	0674210201,
0674210301,	0674210401	0674210501,	0674210601,
0690600401,	0700380501	0700380601	0701981201,
0727960401,	0729560101	0744350301	0744350901,
0761970101,	0763120101	0763120401	0764030301,
0764030401,	0784000101	0784000201	0790830101,
0800730101,	0800730201	0800730301	0800730401,
0800730501,	0800730601	, 0800730701,	0800730801,
0800730901,	0800731001	, 0800731101,	0800731201,
0800731301,	0800731401	, 0800731501,	0800731601,
0800731701,	0800731801	, 0800731901,	0800732001,
0800732101,	0800732201	, 0800732301,	0800732401,
0800732501,	0800732601	, 0800732701,	0800732801,
0800732901,	0800733001,	0800733101.	,

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Белобородов (А.М. Beloborodov), Astrophys. J. Lett. **843** (2), L26 (2017).
- Белобородов (А.М. Beloborodov), arXiv e-prints, p. arXiv:1908.07743 (2019).
- 3. Боченек и др. (С. D. Bochenek, V. Ravi, K. V. Belov, G. Hallinan, J. Kocz, S. R. Kulkarni, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.10828 (2020).
- 4. Ван Лёвен и др. (J. van Leeuwen, K. Mikhailov, E. Keane, T. Coenen, L. Connor, V. Kondratiev, et al.), Astron. Astrophys. **634**, A3 (2020).
- 5. Вилльямс (B.F. Williams), The Astronomical Journal **126** (3), 1312 (2003).
- 6. Де Ягер (O.C. de Jager, B.C. Raubenheimer, and J.W.H. Swanepoel), Astron. Astrophys. **221**, 180 (1989).
- 7. Де Ягер (O.C. de Jager and I. Büsching), Astron. Astrophys. **517**, L9 (2010).
- Золотухин и др. (I.Y. Zolotukhin, M. Bachetti, N. Sartore, I.V. Chilingarian, and N.A. Webb), Astrophys. J. 839 (2), 125 (2017).

- 9. Караченцев и др. (I.D. Karachentsev, V.E. Karachentseva, W.K. Huchtmeier, and D.I. Makarov), Astron. J. **127** (4), 2031 (2004).
- 10. Кирстен и др. (F. Kirsten, M. Snelders, M. Jenkins, K. Nimmo, J. van den Eijnden, J. Hessels, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2007.05101 (2020).
- Коллаборация CHIME/FRBa (The CHIME/FRB Collaboration, B.C. Andersen, K.M. Bandura, M. Bhardwaj, A. Bij, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.10324 (2020).
- 12. Кордес, Чаттерджи (J.M. Cordes and S. Chatterjee), Ann. Rev. Astron. Astrophys. **57**, 417 (2019).
- Коти Дзелати и др. (F. Coti Zelati, N. Rea, J.A. Pons, S. Campana, and P. Esposito), MNRAS 474 (1), 961 (2018).
- 14. Лаццати и др. (D. Lazzati, G. Ghirlanda, and G. Ghisellini), MNRAS **362** (1), L8 (2005).
- 15. Ли и др. (С.К. Li, L. Lin, S.L. Xiong, M.Y. Ge, X.B. Li, T.P. Li, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.11071 (2020).
- Лоример и др. (D.R. Lorimer, M. Bailes, M.A. McLaughlin, D.J. Narkevic, and F. Crawford), Science 318, 777 (2007).
- 17. Лу, Кумар (W. Lu and P. Kumar), MNRAS **477** (2), 2470 (2018).
- 18. Любарский (Y. Lyubarsky), MNRAS 442, L9 (2014).
- 19. Лютиков (M. Lyutikov), arXiv e-prints, p. arXiv:2006.16029 (2020)
- 20. Маан и др. (Y. Maan, B.C. Joshi, M.P. Surnis, M. Bagchi, and P.K. Manoharan), Astrophys. J. Lett. **882** (1), L9 (2019).
- 21. Мазец и др. (E.P. Mazets, R.L. Aptekar, T.L. Cline, D.D. Frederiks, J.O. Goldsten, S.V. Golenetskii, et al.), Astrophys. J. **680** (1), 545 (2008).
- 22. Мерегетти и др. (S. Mereghetti, V. Savchenko, C. Ferrigno, D. Götz, M. Rigoselli, A. Tiengo, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.06335 (2020).
- 23. Метцгер и др. (B.D. Metzger, E. Berger, and B. Margalit), Astrophys. J. **841**, 14 (2017).
- 24. Муно и др. (М.Р. Мипо, В.М. Gaensler, A. Nechita, J.M. Miller, and P.O. Slane), Astrophys. J. **680** (1), 639 (2008).
- 25. Муразе и др. (К. Murase, К. Kashiyama, and P. Mészáros), MNRAS **461**, 1498 (2016).
- 26. Офек и др. (E.O. Ofek, M. Muno, R. Quimby, S.R. Kulkarni, H. Stiele, W. Pietsch, et al.), Astrophys. J. **681** (2), 1464 (2008).
- 27. Перлман и др. (А.В. Pearlman, W.A. Majid, T.A. Prince, P.S. Ray, J. Kocz, S. Horiuchi, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.08410 (2020).
- 28. Перна, Понс (R. Perna and J.A. Pons), Astrophys. J. Lett. **727** (2), L51 (2011).
- 29. Петрофф и др. (E. Petroff, E.D. Barr, A. Jameson, E.F. Keane, M. Bailes, M. Kramer, et al.), Publ. Astron. Soc. Australia **33**, e045 (2016).
- 30. Петрофф и др. (E. Petroff, J.W.T. Hessels, and D.R. Lorimer), Astron. Astrophys. Rev. **27** (1), 4 (2019).
- 31. Платтс и др. (E. Platts, A. Weltman, A. Walters, S.P. Tendulkar, J.E.B. Gordin, and S. Kandhai), Phys. Rep. **821**, 1 (2019).

- 32. Попов, Постнов (S.B. Popov and K.A. Postnov), arXiv e-prints, p. arXiv:0710.2006 (2007).
- 33. Попов, Штерн (S.B. Popov and B.E. Stern), MNRAS **365** (3), 885 (2006).
- 34. Попов и др. (S.B. Popov, J.A. Pons, J.A. Miralles, P.A. Boldin, and B. Posselt), MNRAS **401** (4), 2675 (2010).
- 35. Попов и др. (S.B. Popov, K.A. Postnov, and M.S. Pshirkov), Physics Uspekhi **61** (10), 965 (2018).
- Ридная и др. (A. Ridnaia, D. Svinkin, D. Frederiks, A. Bykov, S. Popov, R. Aptekar, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.11178 (2020).
- 37. Рубио-Эррера и др. (Е. Rubio-Herrera, B.W. Stappers, J.W.T. Hessels, and R. Braun), MNRAS **428** (4), 2857 (2013).
- Тавани и др. (M. Tavani, C. Casentini, A. Ursi, F. Verrecchia, A. Addis, L.A. Antonelli, et al.), arXiv e-prints, p. arXiv:2005.12164 (2020).
- 39. Тендулкар и др. (S.P. Tendulkar, V.M. Kaspi, and C. Patel), Astrophys. J. **827**, 59 (2016).
- 40. Торнтон и др. (D. Thornton, B. Stappers, M. Bailes, B. Barsdell, S. Bates, N.D.R. Bhat, et al.), Science **341** (6141), 53 (2013).
- 41. Туролла и др. (R. Turolla, S. Zane, and A.L. Watts), Rep. Progress in Phys. **78** (11), 116901 (2015).

- 42. Уэбб и др. (N.A. Webb, M. Coriat, I. Traulsen, J. Ballet, C. Motch, F.J. Carrera, et al.), Astron. Astrophys. **641**, A136 (2020).
- 43. Фредерикс и др. (D.D. Frederiks, V.D. Palshin, R.L. Aptekar, S.V. Golenetskii, T.L. Cline, and E.P. Mazets), Astronomy Letters **33** (1), 19 (2007a).
- 44. Фредерикс и др. (D.D. Frederiiks, S.V. Golenetskii, Palshin, R.L. Aptekar, et al.), IAA **33** (1), 1 (2007b).
- 45. Харли и др. (K. Hurley, S.E. Boggs, D.M. Smith, R.C. Duncan, R. Lin, A. Zoglauer, et al.), Nature **434** (7037), 1098 (2005).
- 46. Чжан (B. Zhang), Nature 587 (7832), 45 (2020).
- 47. Штиле и др. (H. Stiele, W. Pietsch, F. Haberl, D. Hatzidimitriou, R. Barnard, B.F. Williams, et al.), Astron. Astrophys. **534**, A55 (2011).
- Эспозито и др. (P. Esposito, G. L. Israel, A. Belfiore, G. Novara, L. Sidoli, G.A. Rodríguez Castillo, et al.), MNRAS 457 (1), L5 (2016).
- 49. Янг и др. (J. Yang, V. Chand, B.-B. Zhang, Y.-H. Yang, J.-H. Zou, Y.-S. Yang, et al.), Astrophys. J. **899** (2), 106 (2020).

### ПОКАЗАТЕЛИ ЦВЕТА ЗВЕЗД ТИПА Т ТЕЛЬЦА В МОДЕЛЯХ ПЕРЕМЕННОЙ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ ЭКСТИНКЦИИ

© 2021 г. Д. В. Дмитриев<sup>1,2\*</sup>, В. П. Гринин<sup>1</sup>, О. Ю. Барсунова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия <sup>2</sup>Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия Поступила в редакцию 25.10.2020 г.

После доработки 24.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Рассматриваются модели переменной околозвездной экстинкции применительно к звездам типа Т Тельца. В отличие от более горячих звезд типа UX Ori, для которых применимы упрощенные модели затмений: звезда считается точечным источником света, а экранирующие звезду околозвездные пылевые облака предполагаются однородными. В рассматриваемом в статье случае оба эти упрощения могут не работать. При аккреции на звездах типа Т Тельца образуются горячие аккреционные пятна, а пылевые структуры, экранирующие звезду от наблюдателя, могут быть неоднородными в пределах диска звезды. С учетом этих двух факторов рассчитаны семейства диаграмм цвет—величина. Показано, что в таких моделях форма цветовых треков на диаграммах может сильно отличаться от цветовых треков, рассчитанных в моделях затмений горячих звезд типа UX Ori. Полученные результаты могут быть применимы к звездам типа AA Tau, демонстрирующим затмения внутренними областями околозвездных дисков.

Ключевые слова: звезды типа Т Тельца, аккреционные пятна, переменная околозвездная экстинкция.

DOI: 10.31857/S0320010821010034

#### ВВЕДЕНИЕ

Переменная околозвездная экстинкция является одним из основных механизмов фотометрической активности молодых звезд (см., например, Хербст и др., 1994, и цитируемую там литературу). В наиболее яркой форме этот вид оптической переменности наблюдается у звезд типа UX Ori, демонстрирующих сильные спорадические ослабления блеска на 2-3 звездные величины. Такие события продолжаются в среднем от нескольких дней до нескольких недель и сопровождаются сильным увеличением линейной поляризации звезд (Гринин и др., 1991). Причиной бурной фотометрической активности звезд этого типа является небольшой наклон околозвездных дисков относительно направления на наблюдателя<sup>1</sup>. В результате излучение звезды на пути к наблюдателю проходит сквозь неоднородную атмосферу протопланетного диска и

поглощается в ней, тогда как причиной поляриметрической переменности звезды является рассеянный свет протопланетного диска. Из-за малых угловых размеров дисков наблюдатель регистрирует суммарное излучение звезды и окружающего ее диска. При этом вклад диска в наблюдаемое излучение растет во время затмений по мере ослабления прямого (неполяризованного) излучения звезды. Во время глубоких минимумов, когда прямое излучение звезды блокировано от наблюдателя газопылевым облаком (экраном), оптический блеск системы "звезда + диск" полностью определяется рассеянным излучением диска. Это обстоятельство позволило понять, почему амплитуды минимумов звезд типа UX Ori ограничены 2-3 звездными величинами: именно таков вклад рассеянного излучения типичного протопланетного диска в оптическое излучение звезды — около 10% в ее ярком состоянии (Гринин, 1988). Одновременно с увеличением линейной поляризации в глубоких минимумах блеска наблюдается еще один интересный эффект. Это так называемый эффект поголубения (blueing effect). Его впервые наблюдали в 1968 г. Гетц и Венцель у СQ Таи (Венцель, 1969). Дальнейшие наблюдения показали, что этот эффект является характерной особенностью поведения показателей цвета звезд типа UX Ori (см., например, Зайцева,

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: dmitrievdv242@gmail.com

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Известны случаи, когда внутренняя и внешняя области дисков имеют разные наклоны. Например, по данным интерферометрии в субмиллиметровом диапазоне околозвездный диск CQ Таи имеет угол наклона *i* ≈ 37° (Пинилла и др., 2018), тогда как по данным интерферометрии на Кеке (в ближней ИК-области спектра) внутренний диск наклонен под углом *i* ≈ 48° (Эйснер и др., 2004).

1973, 1986; Пугач, 1981; Хербст и др., 1983; Бибо, Тэ́, 1990). На диаграммах цвет—величина звезда сначала краснеет, затем цветовой трек (при продолжающемся ослаблении звезды) поворачивается в противоположном направлении. Покраснение звезды в рамках модели переменной околозвездной экстинкции объясняется селективным поглощением ее излучения в газопылевом фрагменте диска, пересекающем луч зрения. Этот участок цветовых треков используется для определения закона покраснения и оптических свойств околозвездной пыли (см., например, Пугач, 2004; Натта, Уитни, 2000).

Эффект поголубения, как и рост линейной поляризации, объясняется усилением вклада рассеянного света протопланетного диска во время минимумов (Гринин, 1988). Такая модель хорошо описывает большинство фотополяриметрических наблюдений звезд типа UX Ori (см., например, Ростопчина и др., 1997; Шаховской и др., 2003; Натта, Уитни, 2000). Исключение составляют редкие продолжительные затмения, во время которых наблюдалось аномальное поведение позиционного угла поляризации (Гринин и др., 1988, 1994). Модель таких затмений была недавно рассмотрена в статье Шульмана и Гринина (2019). Было показано, что наблюдавшиеся аномалии были вызваны изменениями параметров собственной поляризации рассеянного излучения околозвездных дисков во время обширных минимумов.

Во всех ранних моделях затмений звезды типа UX Ori рассматривались как точечные источники излучения. Такое упрощение было оправдано тем, что семейство этих звезд состояло в основном из горячих звезд типа Ае Хербига, светимость которых порядка нескольких десятков светимостей Солнца. Зона испарения пыли в окрестностях таких звезд (определяющая внутреннюю границу пылевого диска), находится на расстоянии порядка  $R_{\rm in} \approx 0.5$  a.e. от звезды. Флуктуации плотности в этой зоне считаются одним из потенциальных источников переменной околозвездной экстинкции и имеют характерный пространственный масштаб  $\delta H$  порядка  $0.1 R_{\rm in}$  (Дуллемон и др., 2003). Это примерно в 4-5 раз больше радиуса типичной Ае звезды Хербига, что и позволяет рассматривать звезду в момент затмения как точечный источник света. В последние годы семейство звезд типа UX Ori заметно пополнилось за счет более холодных молодых звезд типа Т Тельца (см., например, ДеВарф и др., 2003; Бувье и др., 2013; Родригес и др., 2013; Барсунова и др., 2013; Петров и др., 2015; Фачини и др., 2016; Додин и др., 2019). Появились так называемые дипперсы (dippers) — объекты, демонстрирующие переменность типа UX Ori, но с небольшой амплитудой и продолжительностью затмений (см., например, Аленкар и др., 2010;

Сицилия-Агилер и др., 2020; Ансделл и др., 2020; Бредалл и др., 2020). Их светимости порядка или меньше светимости Солнца. В этих условиях пыль в протопланетных дисках может сохраняться вплоть до расстояний порядка нескольких радиусов звезды и даже проникать внутрь магнитосферы (Нагель, Бувье, 2020). По этой причине звезду в моменты затмений уже нельзя рассматривать как точечный источник света. Нужно учитывать ее конечные размеры, а также неоднородную структуру экранирующих звезду пылевых облаков. Кроме того, при интенсивной аккреции газа на звездах типа Т Тельца образуются горячие аккреционные пятна, светимость которых нестабильна и в синей области спектра может быть сравнима со светимостью самой звезды (см., например, обзор Петрова, 2003)<sup>2</sup>. Другая особенность звезд типа Т Тельца, вызванная близостью пылевого диска к звезде, состоит в том, что в этих условиях более важную роль в создании спорадических затмений может играть неоднородный дисковый ветер, поднимающий мелкую пыль с поверхности диска (Тамбовцева и Гринин, 2008). Возможность такой интерпретации ослаблений блеска звезд типа Т Тельца обсуждалась в ряде работ (Гринин и др., 2009; Петров и др., 2015; Шенаврин и др., 2015; Додин и др., 2019). Очевидно, что близость околозвездной пыли к холодной молодой звезде делает модель переменной околозвездной экстинкции менее чувствительной к углу наклона диска относительно наблюдателя по сравнению с горячими звездами типа UX Ori. Указанные выше особенности околозвездной активности холодных молодых звезд могут сильно усложнить поведение показателей цвета во время затмений. Ниже мы рассмотрим на примере простых моделей поведение цветовых треков таких звезд на диаграммах цвет-величина.

#### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На рис. 1 показана схематическая картина затмения: звезду закрывает от наблюдателя возмущение пылевого диска, ось вращения которого совпадает с осью вращения звезды. На звезде существуют горячие аккреционные пятна (показанные на рисунке более темными областями). Пунктирными линиями показана магнитосфера, газ в которой не учитывается при расчете показателей цвета, так как он прозрачен в континууме. Магнитосфера предполагается дипольной. Ее ось совпадает с осью вращения звезды.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> У холодных звезд типа Т Тельца может наблюдаться также вращательная модуляция блеска, вызванная наличием холодных (магнитных) пятен на их поверхности. Амплитуда такой модуляции, как правило, невелика (Хербст и др., 1994). Поэтому ее влияние на показатели цвета во время затмений звезд мы не рассматриваем.



Рис. 1. Схематическая картина затмения.

Для расчетов принята декартова система координат, в которой ось Z совпадает с лучом зрения. Оси X и Y повернуты так, чтобы ось вращения звезды (она же ось диполя магнитосферы) лежала в плоскости YZ, и чтобы наблюдатель смотрел на звезду сверху, как показано на рис. 1. Параметры магнитосферы, формирующей аккреционный поток газа и образующей в ее полярных областях горячие области в виде колец, приняты такими же, как в статьях Хартманна и др. (1994) и Муцеролле и др. (2001). Рассмотрены две модели магнитосферы (табл. 1):

Модель 1: внутренний и внешний радиусы магнитосферы в плоскости околозвездного диска имеют значения  $r_{\rm mi} = 2.0R_{\star}$ ,  $r_{\rm mo} = 3.0R_{\star}$ .

Модель 2:  $r_{\rm mi} = 4.0 R_{\star}$  и  $r_{\rm mo} = 6.0 R_{\star}$ .

Эти параметры определяют размеры и положение аккреционных колец на поверхности звезды. Их температура и светимость зависят от параметров магнитосферы, темпа аккреции  $\dot{M}$ , а также от массы и радиуса звезды, и определяются, как и в статье Хартманна и др. (1994), соотношениями

$$L_a = \frac{GM_\star \dot{M}}{R_\star} \left( 1 - \frac{2R_\star}{r_{\rm mo} + r_{\rm mi}} \right), \qquad (1)$$

$$T_r^4 = \frac{L_a}{4\pi\sigma R_\star^2} \left(\cos\theta_i - \cos\theta_o\right)^{-1}.$$
 (2)

Здесь  $T_r$  и  $L_a$  — температура и светимость аккреционных колец,  $\sigma$  — постоянная излучения. Углы  $\theta_o$  и  $\theta_i$  определяют широту верхней и нижней границ аккреционного кольца на поверхности звезды и находятся из соотношения  $\sin^2 \theta = R_\star/r_m$  при  $r_m = r_m$ о и  $r_m$ .

Модель	$\dot{M}\left[M_{\odot}/$ год $ ight]$	$r_{ m mi}\left[R_{\star} ight]$	$r_{ m mo}\left[R_{\star} ight]$
1a	$10^{-8}$	2	3
1b	$10^{-7}$	2	3
2a	$10^{-8}$	4	6
2b	$10^{-7}$	4	6

Таблица 1. Параметры моделей

При расчетах были приняты следующие значения параметров:  $M_{\star} = 1 \ M_{\odot}$ ,  $R_{\star} = 2 \ R_{\odot}$ . Предполагалось, что: 1) затмение происходит при движении пылевого облака (экрана) вверх от плоскости диска параллельно оси Y, совпадающей с проекцией оси вращения звезды на картинную плоскость (рис. 2); 2) оптические свойства пылевых частиц в облаке одинаковы и близки к оптическим свойствам межзвездной пыли ( $\tau_{\lambda} \propto \lambda^{-1}$ ); 3) в облаке существует градиент плотности пыли вдоль оси Y, в результате чего его оптическая толщина  $\tau$  является функцией y. Ниже принято:

$$\tau_{\lambda}(y) =$$
(3)  
= 
$$\begin{cases} \tau_{\lambda}^{(0)} \exp\left(-(y_0 - y)^2/h^2\right), & y \ge y_0, \\ \tau_{\lambda}^{(0)}, & y < y_0. \end{cases}$$

Здесь  $\tau_{\lambda}^{(0)}$  — оптическая толщина экрана на длине волны  $\lambda$  при  $y = y_0$ , величины y,  $y_0$  и hвыражены в единицах радиуса звезды. Параметр hопределяет градиент непрозрачности экрана. Положение экрана относительно центра звезды задает параметр  $y_0$ . При  $h \ll 1$  и  $\tau_{\lambda}^{(0)} \gg 1$  экран имеет резкую границу в пределах диска звезды. Поэтому, независимо от сорта и размера частиц в облаке, его перемещение по диску вызывает нейтральное ослабление излучения, при котором цвет звезды остается неизменным во время затмения. Напротив, при  $h \gg 1$  изменение оптической толщины экрана в масштабе диска звезды незначительно, и этот предельный случай соответствует приближению, в котором звезда может рассматриваться как точечный источник излучения.

Заметим, что близкая по своим характеристикам модель неоднородного пылевого экрана использована в статье Гринина и др. (2019) при исследовании затмений молодых звезд типа WTTS (weak line T Tauri star), характеризующихся низким темпом аккреции. В указанной выше статье при моделировании затмений учитывался эффект покраснения звезды от центра к краю. Расчеты показали, что влияние этого эффекта на положение и форму цветовых треков на диаграммах цвет величина незначительно. Поэтому ниже модельные расчеты выполнены без учета этого тонкого эффекта.



Рис. 2. Схематичное изображение звезды с аккреционным кольцом (его границы обозначены пунктиром), затмеваемой экранам с h = 1. Наклон оси вращения звезды  $i = 80^{\circ}$ . Следует отметить, что при таком наклоне теоретически должны быть видны оба аккреционных пятна, вблизи двух полюсов звезды, однако в рассматриваемом случае пятно в нижней полусфере звезды закрыто экраном. Стрелкой показано направление оси y.

Таким образом, интенсивность излучения системы "звезда + диск", регистрируемого наблюдателем, определяется интегралом по диску звезды с учетом расположения на нем горячих аккреционных областей и с учетом рассеянного излучения:

$$I_{\rm obs}(\lambda) = \iint \left( I_{\star}(\lambda, x, y) + \right.$$
(4)  
$$I_{\rm spot}(\lambda, x, y) \right) e^{-\tau_{\lambda}(y)} dx dy + I_{\rm sc}(\lambda),$$

где  $I_{\rm sc}$  — интенсивность рассеянного излучения диска,  $I_{\rm spot}$  — интенсивность излучения аккреционного кольца,  $I_{\star}$  — интенсивность излучения звезды. При интегрировании  $I_{\rm spot}$  и  $I_{\star}$  равны нулю, если точка (x, y) на диске звезды не попадает на аккреционное пятно или на фотосферу звезды соответственно.

+

При расчетах принято, что распределение энергии в спектре звезды описывается функцией Планка при эффективной температуре атмосферы  $T_{\rm eff} =$ = 3500 К. Функцией Планка описывается также и спектр излучения аккреционной области на поверхности звезды. Ее температура T<sub>r</sub> зависит от темпа аккреции М и размеров области. Последние, в свою очередь, зависят от радиуса звезды и интервала широт на ее поверхности, в который падает на звезду аккрецирующий газ при движении вдоль силовых линий дипольного магнитного поля (см. выше). Мы учитывали также, что эффективная площадь этой области зависит от угла наклона iоси вращения звезды относительно направления на наблюдателя. Заметим, что при  $i < 30-40^\circ$  звезда экранирует большую часть горячей области, расположенной в нижнем полушарии. При  $i \ge 70^{\circ}$ , характерных для звезд типа UX Ori, эта область также может быть закрыта от наблюдателя, но уже ее собственным околозвездным диском.

Рассеянное излучение диска *I*<sub>sc</sub> предполагается постоянным в процессе затмения. За исключением

продолжительных затмений, вызванных экранированием звезды крупномасштабными возмущениями в диске, это предположение хорошо согласуется с наблюдаемыми изменениями степени линейной поляризации звезд типа UX Ori (Гринин и др., 1991). Его вклад в оптическое излучение звезд типа UX Ori вне затмений составляет, как отмечалось во Введении, в среднем около 10%. В рассматриваемом здесь случае излучение звезды включает также излучение аккреционных колец. Поэтому интенсивность рассеянного излучения может быть представлена в виде:  $I_{
m sc} = a_\lambda (I_\star + I_{
m spot})$ , где коэффициент а лопределяется оптическими свойствами околозвездной пыли. Согласно расчетам Вощинникова и др. (1995) для звезды UX Ori, параметр  $a_{\lambda}$ , согласующийся с результатами фотополяриметрических наблюдений, меняется примерно от 0.22 до 0.07 при переходе от синей части оптического спектра (полоса U) к красной (полоса I). Такая зависимость коэффициента  $a_{\lambda}$  от длины волны принята ниже при вычислении  $I_{obs}(\lambda)$ . (Заметим, что она не является универсальной, поскольку зависит от параметров диска и оптических характеристик околозвездной пыли. Кроме того, при продолжительных затмениях, вызванных протяженными пылевыми облаками, на околозвездном диске могут появляться движущиеся тени. Они влияют на интенсивность и параметры поляризации рассеянного излучения. Такие эффекты уже наблюдались с помощью телескопа-интерферометра VLTI (Столкер и др., 2017) и рассмотрены недавно в статье Шульмана и Гринина, 2019). Вычисление интенсивности излучения, регистрируемого в полосах фотометрической системы Джонсона, выполнялось путем умножения интенсивности излучения на длине волны, соответствующей максимуму полосы пропускания, на эффективную ширину этой полосы.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 3 показаны теоретические зависимости показателей цвета U - B, B - V и V - I от амплитуды ослабления блеска  $\Delta V$  при затмении в Модели 1а. Диск наклонен под углом 10° к лучу зрения ( $i = 80^{\circ}$ ). Цифры рядом с теоретическими линиями указывают значения параметра h, определяющего градиент непрозрачности пылевого экрана. Темп аккреции принят равным  $10^{-8} M_{\odot}$  в год. Расчеты показали, что при таком темпе аккреции и принятых в Модели 1 размеров магнитосферы влияние аккреционной области на показатели цвета звезды с эффективной температурой 3500 К незначительно. Однако, если мы изменим параметры магнитосферы и уменьшим размеры аккреционных колец (Модель 2b), то это приведет к увеличению их температуры. В результате при том же темпе



**Рис. 3.** Диаграммы цвет-величина для модели 1 с темпом аккреции  $10^{-8} M_{\odot}$  при  $i = 80^{\circ}$  (Модель 1а). Цифры на графиках указывают значения параметра h. Диаграммы нормированы так, что показатели цвета вне затмения равны нулю.



**Рис. 4.** Диаграммы цвет-величина для модели 2 с темпом аккреции  $10^{-8} M_{\odot}$  при  $i = 80^{\circ}$  Модель 2а. Параметр h принимает такие же значения, что и на рис. 3.

аккреции  $10^{-8}$   $M_{\odot}$  в год влияние аккреционной области на диаграммы цвет—величина будет более существенным (рис. 4).

Поскольку закон экстинкции в пылевом экране во всех моделях одинаков, все различия в поведении цветовых треков на рис. З обусловлены одной причиной — градиентом непрозрачности экрана. В моделях с большим градиентом непрозрачности (h < 0.1) показатели цвета в начальной фазе затмения почти не меняются при падении блеска звезды, и фаза покраснения на этом этапе практически отсутствует. В другом предельном случае ( $h \ge 3$ ) оптическая толщина экрана в пределах диска звезды изменяется незначительно. Этому случаю соответствует "стандартная" форма цветового трека звезды типа UX Ori с начальным покраснением (в нашем случае оно соответствует закону межзвездного покраснения) и последующим поворотом в коротковолновую сторону из-за увеличения вклада рассеянного излучения.

На рис. 5 показаны диаграммы цвет-величина для Модели 1b при темпе аккреции в десять раз

больше, чем в Модели 1а. Видно, что увеличение потока излучения от горячей аккреционной области на звезде, вызванное увеличением темпа аккреции, приводит к значительным изменениям формы цветовых треков. В моделях с резким краем экрана  $(h \le 0.4)$  цвет звезды становится более голубым почти сразу, после короткой фазы покраснения. При этом покраснение вызвано не только селективным поглощением в пылевом экране, но и экранированием аккреционной области, расположенной на нижней полусфере звезды. (При движении экрана вверх эта область закрывается в самом начале затмения). Напротив, в моделях с небольшим градиентом непрозрачности в пределах диска звезды (h > 3) существование горячей аккреционной области на звезде практически не влияет на форму цветовых треков, и они имеют такой же вид, как и в моделях без аккреционного пятна.

Следует подчеркнуть, что влияние горячей аккреционной области на показатели цвета звезды во время затмений зависит от контраста излучения этой области на фоне излучения звезды. Последний зависит не только от темпа аккреции, но также и



**Рис. 5.** То же самое, что и на рис. 3, но при темпе аккреции  $10^{-7} M_{\odot}$  в год (Модель 1b).



**Рис. 6.** Диаграммы цвет-величина в модели 2b. Цифры на графиках характеризуют неоднородность пылевого экрана (см. текст).

от эффективной температуры самой звезды. Чем ниже  $T_{\rm eff}$ , тем меньше темп аккреции, при котором влияние аккреционной области на форму цветовых треков становится существенным. Расчеты показали, что при  $T_{\rm eff} \leq 3000$  К влияние горячей области на цветовые треки становится заметным уже при  $\dot{M} = 10^{-9}~M_{\odot}$  в год.

Как отмечалось выше, эффективный размер магнитосферы зависит от расстояния, на котором магнитное поле звезды начинает контролировать движение газа в аккреционном диске и направлять его вдоль магнитных силовых линий к звезде. По этой причине положение горячей аккреционной области на поверхности звезды зависит от параметров магнитосферы. Чем больше ее радиус, тем ближе к полюсам магнитного диполя располагаются эти области. Цветовые треки, представленные на рис. 6, соответствуют Модели 2b, в которой радиус магнитосферы вдвое больше, чем в Модели 1b. Остальные параметры в обоих моделях одинаковы. Из сравнения рис. 5 и 6 видно, что в Модели 2b влияние горячей области на цветовые треки сказывается сильнее, чем в Модели 1b, хотя темп аккреции в обоих случаях одинаков.

Во всех рассмотренных выше случаях направление сканирования диска звезды неоднородным экраном происходит в направлении, параллельном оси вращения звезды. В этом случае влияние аккреционных областей на показатели цвета звезды во время затмений максимально. Расчеты показали, что в другом предельном случае, когда пылевой экран неоднороден в направлении оси X и перемещается перпендикулярно оси вращения звезды, излучение горячих аккреционных колец сказывается на цветовых треках в значительно меньшей степени, что следует из принятой здесь геометрии магнитосферы и аккреционных областей. Разумеется, при более сложном расположении аккреционных областей на поверхности звезды поведение цветовых треков при затмениях будет отличаться от рассчитанных в нашей идеализированной модели. Из рис. 7 видно, что они мало чем отличаются от цветовых треков в Модели 1а с темпом аккреции  $10^{-8} \ M_{\odot}$  в год (рис. 3). Таким образом, обсуждаемый эффект зависит не только от градиента непрозрачности в экранирующем звезду облаке,



Рис. 7. Диаграммы цвет-величина в Модели 1b при горизонтальном транзите экрана (см. текст).

но также и от направления движения экрана относительно плоскости околозвездного диска, что вполне естественно.

#### ОБСУЖДЕНИЕ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты моделирования показывают. что влияние горячих аккрешионных колец вблизи магнитных полюсов может сильно исказить форму цветовых треков звезд типа Т Тельца во время затмений. Искажения возникают в тех случаях, когда затмевающее звезду газопылевое облако имеет значительный градиент непрозрачности в пределах диска звезды в проекции на ось ее вращения. Влияние этого эффекта тем сильнее, чем больше темп аккреции и чем ниже температура звезды. При  $T_{
m eff}=3500$  K аккреционные области слабо влияют на форму цветовых треков при  $\dot{M} < 10^{-8}~M_{\odot}$  в год. При  $T_{\rm eff} =$ = 3000 К порог чувствительности цветовых треков к излучению аккреционных колец снижается до  $\dot{M} \approx 10^{-9} \ M_{\odot}$  в год. Однако даже в отсутствие аккреционных пятен диаграммы цвет-величина могут быть сильно искажены из-за градиента плотности пыли в экранирующем звезду облаке (рис. 3) по сравнению со "стандартной" моделью затмений, в которой звезда рассматривается как точечный источник света.

Следует отметить, что рассмотренная в статье модель азимутально однородных аккреционных колец соответствует идеальному случаю стационарной аккреции на звезду с дипольным магнитным полем. В режиме нестационарной аккреции излучение аккреционных областей становится нестабильным (см., например, Кулкарни, Романова, 2009). Сильные вариации излучения аккреционных пятен могут быть также вызваны наклоном магнитосферы относительно оси вращения звезды (Бувье и др., 2003; Романова и др., 2004; Аленкар и др., 2010).

Примером звезды, фотометрическая активность которой обусловлена действием двух факторов —

аккреционными пятнами и изменениями околозвездной экстинкции, — является звезда типа Т Тельца AA Tau (Бувье и др., 1999, 2003, 2013). На ее диаграммах цвет—величина хорошо видны разброс точек вблизи яркого состояния звезды и их смещение в синюю область при понижении блеска (см. рис. 3 в статье Бувье и др., 2003, и статью МакГиннис и др., 2015). Из рис. 4—6 следует, что именно таким должно быть поведение показателей цвета звезды во время затмений неоднородным экраном: звезда уже частично закрыта, тогда как горячее аккреционное кольцо в ее верхней полусфере еще светит.

В качестве примера на рис. 8 показана диаграмма "цвет-величина" (*R* – *I*), *I* звезды типа AA Tau V695 Per, основанная на наблюдениях Барсуновой



**Рис.** 8. Диаграмма цвет—величина для звезды типа AA Tau V695 Рег по данным Барсуновой и др. (2013) с наложенными на нее модельными треками с параметром *h*, равным от левого трека к правому 0.1, 0.5, 1.0, 4, 10 (см. текст).

и др. (2013), дополненных данными последних наблюдательных сезонов. Наряду с периодическими затмениями с периодом  $P = 7^{d}6$  эта звезда демонстрирует ослабления блеска с амплитудой до  $1^{m}3$  в полосе *I*. Из рис. 8 видно, что показатель цвета R - I демонстрирует заметный разброс точек на диаграмме цвет—величина, который может быть описан семейством модельных цветовых треков при темпе аккреции  $5 \times 10^{-9} M_{\odot}$  в год и с углом наклона  $i = 50^{\circ}$ . Внутренний и внешний радиусы магнитосферы в этой модели равны 3.5  $R_*$  и 4  $R_*$ соответственно.

Причиной затмений звезд типа АА Таи является наклон внутренней области околозвездного диска, вызванный наклоном магнитосферы относительно оси вращения звезды<sup>3</sup>. В результате звезда экранируется от наблюдателя собственным околозвездным диском, точнее его деформированной (warped) областью (Бувье и др., 1999). Размеры этой области сравнительно невелики: порядка 5– 10 радиусов звезды. Поэтому во время затмений возможен сильный градиент плотности пыли в проекции на диск звезды в вертикальном направлении, т.е. так, как это принято в рассмотренных выше моделях.

Согласно Аленкар и др. (2010), переменные типа АА Таи составляют заметную часть семейства классических звезд типа Т Тельца. Как мы убедились выше, в процессе затмений этих звезд веществом их околозвездных дисков возможны сильные отклонения цветовых треков на диаграммах "цветвеличина" от "стандартного" вида, соответствующего затмениям однородным экраном  $(h \gg 1)$ . При этом все треки на рис. 5–6, соответствующие значениям параметра h порядка или меньших единицы, смещены влево относительно "стандартных" треков. В результате может возникнуть иллюзия затмений звезд пылевыми облаками, состоящими из крупных частиц, тогда как на самом деле экранирующее звезду пылевое облако может состоять из мелких частиц, но иметь сильный градиент плотности пыли в пределах диска звезды. Учитывая это, использовать цветовые треки звезд типа Т Тельца с переменностью типа UX Огі для определения закона околозвездной экстинкции следует с большой осторожностью.

Авторы благодарны К.Н. Гранкину, Л.В. Тамбовцевой и П.П. Петрову за полезные замечания. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования РФ (грант № 075-15-2020-780).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аленкар и др. (S.H.P. Alencar, P.S. Teixeira, M.M. Guimaraes, P.T. McGinnis, J.F. Gameiro, J. Bouvier, S. Aigrain, E. Flaccomio, and F. Favata), Astron. Astrophys. 519, A88 (2010).
- Ансделл и др. (M. Ansdell, E. Gaidos, C. Hedges, M. Tazzari, A.L. Kraus, M.C. Wyatt, G.M. Kennedy, J.P. Williams, et al.), MNRAS 492, 572 (2020).
- 3. Барсунова и др. (О.Yu. Barsunova, V.P. Grinin, and S.G. Sergeev), Astrophysics **56**, 395 (2013).
- 4. Бибо, Тэ (É.A. Bibo and P.S. Thé), Astron. Astrophys. **236**, 55B (1990).
- 5. Бредалл и др. (J.W. Bredall, B.J. Shappee, E. Gaidos, T. Jayasinghe, P. Vallely, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, J. Gagné, et al.), MNRAS **496**, 3257 (2020).
- Бувье и др. (J. Bouvier, A. Chelli, S. Allain, L. Carrasco, R. Costero, I. Cruz-Gonzalez, C. Dougados, M. Fern+6ndez, et al.), Astron. Astrophys. 349, 619 (1999).
- Бувье и др. (J. Bouvier, K.N. Grankin, S.H.P. Alencar, C. Dougados, M. Fernández, G. Basri, C. Batalha, E. Guenther, et al.), Astron. Astrophys. 409, 169 (2003).
- 8. Бувье и др. (J. Bouvier, K.N. Grankin, L.E. Ellerbroek, H. Bouy, and D. Barrado), Astron. Astrophys. **557**, A77 (2013).
- 9. Венцель (W. Wenzel), *Non-Periodic Phenomena in Variable Stars*, IAU Coll. 4 (Ed. L. Dutree, 1969), p. 61.
- Вощинников и др. (N.V. Voshchinnikov, V.P. Grinin, and V.V. Karjukin), Astron. Astrophys. 294, 547 (1995).
- 11. Гринин (V.P. Grinin), Sov. Astron. Lett. 14, 27 (1988).
- Гринин и др. (V.P. Grinin, N.N. Kiselev, N.Kh. Minikulov, G.P. Chernova, and N.V. Voshchinnikov), Astrophys. Space Sci. 186, 283 (1991).
- 13. Гринин и др. (V.P. Grinin, A.A. Arkharov, O.Yu. Barsunova, S.G. Sergeev and L.V. Tambovtseva), Astron. Lett. **35**, 114 (2009).
- Гринин и др. (V.P. Grinin, A.O. Semenov, O.Yu. Barsunova, and S.G. Sergeev), Astrophysics 62, 41 (2019).
- 15. ДеВарф и др. (L.E. DeWarf, J.F. Sepinsky, E.F. Guinan, I. Ribas, and I. Nadalin), Astrophys. J. **590**, 357 (2003).
- Додин и др. (A. Dodin, K. Grankin, S. Lamzin, A. Nadjip, B. Safonov, D. Shakhovskoi, V. Shenavrin, A. Tatarnikov, and O. Vozyakova), MNRAS 482, 5524 (2019).
- 17. Дуллемон и др. (С.Р. Dullemond, M.F. van den Ancker, B. Acke, and R. van Boekel), Astrophys. J. **594** L47 (2003).
- 18. Зайцева (G.V. Zaitseva), Astrophysics **25**, 626 (1986).
- 19. Зайцева (G.V. Zaitseva), Var. Stars 19, 63 (1973).
- 20. Креплин и др. (A. Kreplin, D. Madlener, L. Chen, G. Weigelt, S. Kraus, V. Grinin, L. Tambovtseva, and M. Kishimoto), Astron. Astrophys. **590**, A96 (2016).

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Внутренний диск АА Таи сильно наклонен относительно плоскости неба ( $i \approx 75^{\circ}$ , Лумис и др., 2017), что роднит эту звезду с переменными типа UX Ori. Согласно Креплину и др. (2016), у самой UX Ori диск наклонен на угол  $i = 70 \pm \pm 5^{\circ}$ .

- 21. Кулкарни, Романова (А.К. Kulkarni and M.M. Romanova), MNRAS **398**, 701 (2009).
- 22. Лумис и др. (R.A. Loomis, K.I. Oberg, S.M. Andrews, and M.A. MacGregor), Astrophys. J. **840**, 23L (2017).
- 23. МакГиннис и др. (Р.Т. McGinnis, S.H.P. Alencar, M.M. Guimar+res, A.P. Sousa, J. Stauffer, J. Bouvier, L. Rebull, N.N.J. Fonseca, et al.), Astron. Astrophys. **577**, A11 (2015).
- 24. Муцеролле и др. (J. Muzerolle, N. Calvet, and L. Hartmann), Astrophys. J. **550**, 944 (2001).
- 25. Нагель, Бувье (E. Nagel and J. Bouvier), arXiv:2010.05973v2 (2020).
- 26. Натта, Уитни (A. Natta and B.A. Whitney), Astron. Astrophys. **364**, 633 (2000).
- 27. Петров (P.P. Petrov), Astrophysics 46, 506 (2003).
- 28. Петров и др. (P.P. Petrov, G.F. Gahm, and A.A. Djupvik), Astron. Astrophys. **577**, 73P (2015).
- 29. Пинилла и др. (P. Pinilla, M. Tazzari, I. Pascucci, A.N. Youdin, A. Garufi, C.F. Manara, L. Testi, G. van der Plas, et al.), Astrophys. J. **859**, 32 (2018).
- 30. Пугач (А.F. Pugach), Astrophysics 17, 47 (1981).
- 31. Пугач (А.F. Pugach), Astron. Rep. 48, 470 (2004).
- 32. Родригес и др. (J.E. Rodriguez, J. Pepper, K.G. Stassun, and G. Keivan), Astron. J. 146, 112 (2013).
- Романова и др. (М.М. Romanova, G.V. Ustyugova, A.V. Koldoba, and R.V.E. Lovelace), Astrophys. J. 610, 920 (2004).
- 34. Ростопчина и др. (A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, A. Okazaki, P.S. The, S. Kikuchi, D.N. Shakhovskoy, and N.Kh. Minikhulov), Astron. Astrophys. **327**, 145 (1997).

- 35. Сицилия-Агилер и др. (A. Sicilia-Aguilar, C.F. Manara, J. de Boer, M. Benisty, P. Pinilla, and J. Bouvier), Astron. Astrophys. **633**, A37 (2020).
- 36. Столкер и др. (T. Stolker, M. Sitko, B. Lazareff, M. Benisty, C. Dominik, R. Waters, M. Min, S. Perez, et al.), Astrophys. J. **849**, 143 (2017).
- 37. Тамбовцева, Гринин (L.V. Tambovtseva and V.P. Grinin), Astron. Lett. **34**, 231 (2008).
- Фачини и др. (S. Facchini, C.F. Manara, P.C. Schneider, C.J. Clarke, J. Bouvier, G. Rosotti, R. Booth, and T.J. Haworth), Astron. Astrophys. 596, A38 (2016).
- 39. Хартманн и др. (L. Hartmann, R. Hewett, and N. Calvet), Astrophys. J. **426**, 669 (1994).
- 40. Хербст и др. (W. Herbst, D.K. Herbst, E.J. Grossman, and D. Weinstein), Astron. J. 108, 1906 (1994).
- 41. Хербст и др. (W. Herbst, J.A. Holtzman, and R.S. Klasky), Astron. J. **88**, 1648 (1983).
- 42. Шаховской и др. (D.N. Shakhovskoi, A.N. Rostopchina, V.P. Grinin, and N.Kh. Minikulov), Astron. Rep. **47**, 301 (2003).
- 43. Шенаврин и др. (V.I. Shenavrin, P.P. Petrov, and K.N. Grankin), Inf. Bull. Var. Stars **6143**, 1S (2015).
- 44. Шульман С.Г., Гринин В.П., Письма в Астрон. журн. **45**, 716 (2019) [S.G. Shulman and V.P. Grinin, Astron. Lett. **45**, 664 (2019)].
- 45. Эйснер и др. (J.A. Eisner, B.F. Lane, L.A. Hillenbrand, R.L. Akeson, and A.I. Sargent), Astrophys. J. 613, 1049 (2004).

# ПОИСК ЭВОЛЮЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ПЕРИОДОВ ЦЕФЕИД CEa Cas И CEb Cas

© 2021 г. Л. Н. Бердников<sup>1\*</sup>, А. А. Белинский<sup>1</sup>, Е. Н. Пастухова<sup>2</sup>, М. А. Бурлак<sup>1</sup>, Н. П. Иконникова<sup>1</sup>, Е. О. Мишин<sup>1</sup>, Н. И. Шатский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 11.11.2020 г. После доработки 18.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Для двух классических цефеид, членов рассеянного скопления NGC 7790, CEa Cas и CEb Cas построены O - C диаграммы, охватывающие временной интервал 125 лет. Диаграммы O - C имеют вид парабол, что позволило впервые определить квадратичные элементы изменения блеска и вычислить скорости эволюционных изменений их периодов:  $dP/dt = -0.038 (\pm 0.017)$  с/год для CEa Cas и  $dP/dt = +0.099 (\pm 0.010)$  с/год для CEb Cas, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго и третьего пересечений полосы нестабильности соответственно. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном, подтвердил реальность изменений периодов.

Ключевые слова: цефеиды, изменяемость периодов, эволюция звезд.

DOI: 10.31857/S0320010821010022

#### ВВЕДЕНИЕ

Переменность CE Cas открыл Белявский (1931), отметивший, что звезда располагается в северной части рассеянного звездного скопления NGC 7790. Многочисленные попытки определения элементов и типа переменности не приводили к успеху до тех пор, пока Старикова (1949) по своим визуальным наблюдениям не показала, что CE Cas представляет собой визуально-двойную систему с расстоянием между компонентами 2.3 угл. сек, при этом оба компонента оказались классическими цефеидами.

Так как эти цефеиды являются членами NGC 7790, то их можно использовать для калибровки зависимости период—светимость цефеид, для чего последовал ряд попыток (Ефремов, Холопов, 1965; Смак, 1966; Сэндидж, Тамманн, 1969; Франц, 1972; Опал и др., 1988; AAVSO) построить кривые блеска компонентов CE Cas, используя метод апертурной фотометрии. Однако этот метод не позволяет исключить влияние другого компонента, поэтому полученные кривые блеска были отягощены заметными случайными и систематическими ошибками. Для того чтобы минимизировать эти ошибки, следует получить PSF (Point-Spread-Function) фотометрию компонентов CE Cas, что позволит построить их надежные кривые блеска, которые можно использовать как для калибровки светимостей, так и для изучения изменяемости периодов цефеид CEa Cas и CEb Cas. Это и является задачей данной работы.

#### КРИВЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА ЦЕФЕИД СЕа Саз и СЕb Cas

Недавно мы (Бердников и др., 2020б) опубликовали результаты PSF-фотометрии в фильтрах BVg'r' компонентов CE Cas, полученные на 60-см телескопе Кавказской Горной Обсерватории ГАИШ МГУ (Бердников и др., 2020в). В качестве примера на рис. 1 показаны кривые изменения блеска CEa Cas и CEb Cas в фильтрах *B* и *V*, а для сравнения приведены кривые блеска цефеиды CF Cas, тоже члена NGC 7790. Как это видно из рис. 1, ошибки фотометрии близки к 0<sup>тр</sup>01 для всех кривых, т.е. раздельная PSF-фотометрия компонентов CE Cas является надежной.

В табл. 1 приведены параметры кривых блеска СЕа Саѕ и СЕb Саѕ в фильтрах *BVg'r'*: блеск в

<sup>\*</sup>Электронный адрес: lberdnikov@yandex.ru



Рис. 1. Кривые изменения блеска трех цефеид в рассеянном звездном скоплении NGC 7790.

максимуме, амплитуда, средний блеск и средний блеск по интенсивности.

В табл. 2 вместе с периодом изменения блеска Р и средним блеском по интенсивности  $\langle V \rangle$  включены избыток цвета  $E_{B-V}$  (Рипепи и др., 2019), модуль расстояния NGC 7790  $(m - M)_0$ , полученный в работе Шанкс и др. (2019) по параллаксу *Gaia* DR2 (Браун и др., 2018) с поправкой +0.029 мсек, и абсолютная звездная величина  $M_V$  для цефеид CEa Cas и CEb Cas. Для перевода избытка цвета  $E_{B-V}$  в полное поглощение  $A_V$  использовался множитель R = 3.26 (Бердников и др., 1996).

Коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) кривых блеска компонентов СЕ Саѕ приведены в табл. 3.

#### ИЗМЕНЯЕМОСТЬ ПЕРИОДОВ КОМПОНЕНТОВ СЕ Cas

Для изучения изменяемости периодов цефеид мы применяем общепринятую методику анализа O-C диаграмм, а самым точным методом определения остаточные уклонения O-C является метод Герцшпрунга (1919), машинная реализация которого описана в работе Бердникова (1992ж). Для подтверждения реальности обнаруженных изменений периода мы используем метод, описанный Ломбардом и Коэном (1993).

Попытки исследования периодов компонентов CE Cas предпринимались в работах Зонна (1960), Пейн-Гапошкиной и Гапошкина (1963) и Бердникова (1990). При этом бо́льшую часть O - C диа-

#### поиск эволюционных изменений

Звезда	Фильтр	Блеск тах	Амплитуда	Средний блеск	Средний блеск по интенсивности
CEa Cas	В	$11^{m}_{\cdot}664$	0892	12 <sup>m</sup> 111	12 <sup>m</sup> 136
CEa Cas	g'	11 <sup>m</sup> 109	$0^{m}_{}737$	11 <sup>m</sup> 477	$11^{\mathrm{m}}_{\cdot}486$
CEa Cas	V	10 <sup>m</sup> 644	$0^{m}_{}590$	$10^{m}939$	10 <sup>m</sup> 947
CEa Cas	r'	10 <sup>m</sup> 231	$0^{m}_{\cdot}471$	10 <sup>m</sup> 466	$10^{m}_{\cdot}459$
CEb Cas	В	$11^{m}_{}599$	0 <sup>m</sup> 998	12 <sup>m</sup> 098	$12^{m}_{135}$
CEb Cas	g'	11 <sup>m</sup> 127	$0^{m}_{}779$	11 <sup>m</sup> 516	11 <sup>m</sup> 530
CEb Cas	V	$10^{m}_{\cdot}663$	$0^{m}_{}658$	10 <sup>m</sup> 992	11 <sup>m</sup> 012
CEb Cas	r'	10 <sup>m</sup> 289	0 <sup>m</sup> 512	$10^{m}_{}545$	$10^{m}_{\cdot}554$

Таблица 1. Параметры кривых блеска CEa Cas и CEb Cas в фильтрах BVg'r'

**Таблица 2.** Период Р, средний блеск по интенсивности  $\langle V \rangle$ , избыток цвета  $E_{B-V}$  (Рипепи, 2019), модуль расстояния NGC 7790 (m - M)<sub>0</sub> (Шанкс, 2018) и абсолютные звездные величины  $M_V$  для цефеид CEa Cas и CEb Cas

Звезда	Р	$\langle V \rangle$	$E_{B-V}$	$(m-M)_0$	$M_V$
CEa Cas	$5^{d}_{\cdot}1409$	$10^{m}_{}947$	$0^{m}562 \pm 0^{m}028$	$12.50 \pm 0.22$	$-3^{m}_{}38$
CEb Cas	$4.^{d}4793$	$11^{m}_{\cdot}012$	$0^{\rm m}_{\cdot}548\pm0^{\rm m}_{\cdot}027$	$12^{\rm m}_{\cdot}50\pm 0^{\rm m}_{\cdot}22$	$-3^{m}_{\cdot}27$

грамм занимали низкоточные данные, полученные по старым фотопластинкам, поэтому эволюционные изменения периодов обнаружены не были.

Для нового изучения периодов СЕ Саѕ мы провели раздельную PSF-фотометрию ее компонентов (Бердников и др., 2020б), что позволило нам получить надежные стандартные кривые для использования их в методе Герцшпрунга (1919) при обработке опубликованной раздельной фотометрии (Холопов, Ефремов, 1983; Смак, 1966; Сэндидж, Тамманн, 1969; Опал и др., 1988; Бердников и др., 2020б; AAVSO), а также для разложения опубликованных визуальных, фотографических, фотоэлектрических и ПЗС-наблюдений суммарного блеска СЕ Саѕ на два колебания.

Кроме того, мы сделали глазомерные оценки блеска на старых фотографических пластинках университета Гарварда (США) и ГАИШ, а также использовали фотометрические данные из каталогов INTEGRAL-OMC (Альфонсо-Гарсон и др., 2012) и ASAS-SN (Яясингхе и др., 2019).

Сведения о количестве использованных наблюдений приведены в табл. 4. Самая старая пластинка с изображением СЕ Саѕ была получена в 1895 г., а последние ПЗС наблюдения были сделаны в 2020 г. Следовательно, наши данные охватывают временной интервал 125 лет.

Для разложения суммарного блеска CE Cas на два колебания мы применяем ту же методику, что и в статье Бердникова (1990), т.е. все наблюдения переводятся в интенсивности, и для каждого *i*-го наблюдения составляются условные уравнения вида

$$I_i = \bar{I} + A_a f_a(\varphi_{ai}, \psi_a) + A_b f_b(\varphi_{bi}, \psi_b), \quad (1)$$

где  $I_i$  — наблюденная полная интенсивность;  $\bar{I}$  — средняя интенсивность;  $A_a$  и  $A_b$  — полуамплитуды колебаний;  $f_a$  и  $f_b$  — стандартные кривые блеска обоих компонентов, заданные в табличной форме и нормированные по амплитуде на отрезке [-1, 1];  $\varphi_{ai}$  и  $\varphi_{bi}$  — фазы колебаний, которые зависят от момента наблюдения и от периодов изменения блеска  $P_a$  и  $P_b$  соответственно;  $\psi_a$  и  $\psi_b$  — сдвиги фаз стандартных кривых, при которых эти стандартные кривые совмещаются с обрабатываемыми наблюдениями.

Цефеиды	Фильтр	Период	R <sub>21</sub> Error	R <sub>31</sub> Error	R <sub>41</sub> Error	$\phi_{21}$ Error	$\phi_{31}$ Error	$\phi_{41}$ Error
CEa Cas	В	5.14093	0.35132	0.11182	0.02427	4.26833	2.33628	0.42084
			0.00098	0.00098	0.00098	0.00340	0.00923	0.04050
CEa Cas	V	5.14093	0.35350	0.11846	0.04051	4.45352	2.85253	0.66388
			0.00180	0.00180	0.00180	0.00624	0.01615	0.04507
CEa Cas	g'	5.14093	0.36006	0.12494	0.02423	4.35872	2.58719	1.12595
			0.00148	0.00148	0.00148	0.00506	0.01265	0.06136
CEa Cas	r'	5.14093	0.36002	0.13668	0.02905	4.48516	3.08511	2.05588
			0.00001	0.00001	0.00001	0.00005	0.00012	0.00050
CEb Cas	В	4.47931	0.34071	0.12473	0.04933	4.21129	2.28341	6.23947
			0.00159	0.00159	0.00159	0.00565	0.01362	0.03288
CEb Cas	V	4.47931	0.34421	0.12926	0.04874	4.32372	2.53408	0.33227
			0.00148	0.00148	0.00148	0.00520	0.01224	0.03083
CEb Cas	g'	4.47931	0.34329	0.12976	0.05880	4.27409	2.53727	0.87106
			0.00113	0.00113	0.00113	0.00398	0.00933	0.01970
CEb Cas	r'	4.47931	0.31235	0.11176	0.06637	4.52329	2.75605	0.76656
			0.00183	0.00183	0.00183	0.00692	0.01731	0.02859

Таблица 3. Коэффициенты Фурье (разложение по косинусам) кривых блеска CEa Cas и CEb Cas

Таблица 4. Наблюдательный материал суммарного блеска CE Cas

Источник данных	Число наблюдений	Тип наблюдений	Интервал JD
Гарвард (данная работа)	547	Фотографические, <i>pg</i>	2415024-2434283
ГАИШ (данная работа)	557	Фотографические, pg	2413522-2443789
Литература	286	Фотографические, pg	2435032-2436114
Литература	265	Визуальные, $vis$	2432055-2437588
Литература	1131	$\Phi$ отоэлектрические, $BV$	2438559-2453268
AAVSO	102	$\Phi$ отоэлектрические, V	2451122-2454869
INTEGRAL-OMC	504	ПЗС, V	2453684 - 2453956
ASAS-SN	2590	$\Pi 3C, Vg'$	2457008-2459102



Рис. 2. Кривые блеска CEa Cas и CEb Cas, полученные разложением фотоэлектрических наблюдений суммарного блеска CE Cas.

Система нелинейных уравнений (1) линеаризуется (Шиголев, 1969) и решается методом наменьших квадратов относительно поправок к неизвестным  $I, A_a, \psi_a, A_b$  и  $\psi_b$ . В качестве начальных приближений для  $A_a, A_b$  и  $ar{I}$  мы использовали соответствующие значения полуамплитуд стандартных кривых и среднюю интенсивность обрабатываемого ряда. Начальные приближения для  $\psi_a$  и  $\psi_b$  вычисляются следующим образом: мы подставляем начальные значения для  $A_a, A_b$  и  $\overline{I}$  в уравнения (1) и меняем значения  $\psi_a$  и  $\psi_b$  от нуля до единицы с шагом 0.02; значения  $\psi_a$  и  $\psi_b$ , которые дают минимальную сумму квадратов уклонений, и выбираются в качестве начальных приближений. После 3-15 итераций, когда поправки к неизвестным становятся меньше 0.001, процесс вычислений останавливается.

Следует отметить, что описанная процедура отличается от аппроксимации наблюдений суммой двух синусов или косинусов только тем, что вместо гармонических функций в уравнениях (1) используются заданные в табличной форме стандартные кривые.

Кривые блеска обеих цефеид в интенсивностях

вычислялись по формулам

$$I_{ai} = \bar{I}_a + A_a f_a(\varphi_{ai}, \psi_a), \qquad (2)$$
  
$$I_{bi} = \bar{I}_b + A_b f_b(\varphi_{bi}, \psi_b),$$

при этом остаточный шум, т.е.  $(I_i - I_{ai} - I_{bi})/2$ , добавлялся к каждой кривой, и после этого интенсивности переводились в звездные величины.

Для определения  $\bar{I}_a$  и  $\bar{I}_b$  мы вычислили по нашим наблюдениям отношения средних интенсивностей компонентов

$$K = \bar{I}_a / \bar{I}_b, \tag{3}$$

а решение системы (1) дает их сумму

$$\bar{I} = \bar{I}_a + \bar{I}_b. \tag{4}$$

Совместное решение (3) и (4) позволяет найти  $I_a$  и  $\bar{I}_b$ . При этом использовались значения  $K_B = 0.999$ ,  $K_V = 1.062$  и  $K_g = 1.041$ .

В качестве примера на рис. 2 изображены кривые блеска CEa Cas и CEb Cas, полученные разложением фотоэлектрических наблюдений суммарного блеска CE Cas в фильтрах *B* и *V*.

Таблица 5. Моменты максимума блеска CEa Cas

Максимум, HJD         Ошибка, сут         Фильтр         E         O - C, сут         N         Источник данны           2416163.8254         0.0854         pa         -4171         -0.0626         34         Гарвард (данная рабо	x
2416163.8254 0.0854 ра —4171 —0.0626 34 Гарвард (данная рабо	
	га)
2417922.0809 0.0831 <i>рд</i> -3829 -0.0047 47 Гарвард (данная рабо	га)
2420831.7933 0.1405 <i>рд</i> -3263 -0.0577 81 Гарвард (данная рабо	га)
2420940.0314 0.1435 <i>pg</i> -3242 0.2209 17 Гарвард (данная рабо	га)
2425062.9244 0.0905 <i>pg</i> –2440 0.0893 126 Гарвард (данная рабо	га)
2428065.0309 0.0958 рд -1856 -0.1064 22 ГАИШ (данная работ	a)
2428260.6153 0.0849 рд -1818 0.1227 42 Гарвард (данная рабо	га)
2429000.8197 0.0814 рд -1674 0.0334 95 Гарвард (данная рабо	га)
2429566.2244 0.1398 <i>рд</i> -1564 -0.0640 30 ГАИШ (данная работ	a)
2431864.2560 0.1721 <i>рд</i> -1117 -0.0274 42 Гарвард (данная рабо	га)
2432270.6643 0.0830 <i>рд</i> -1038 0.2475 63 Гарвард (данная рабо	га)
2432342.5122 0.0713 <i>vis</i> -1024 0.1224 172 Бейер (1965)	
2433344.9664 0.0857 <i>pg</i> -829 0.0956 50 ГАИШ (данная работ	a)
2434789.4224 0.0841 <i>pg</i> -548 -0.0493 60 ГАИШ (данная работ	a)
2435457.8420 0.0573 рд -418 0.0496 152 Романо (1959)	
2435467.9372 0.1006 <i>рд</i> -416 -0.1370 31 ГАИШ (данная работ	a)
2435827.9892 0.0329 рд -346 0.0500 134 Зонн (1960)	
2436450.0414 0.0357 <i>рдВ</i> -225 0.0498 27 Сэндидж и Тамман (1	969)
2436506.5812 0.0450 <i>pgV</i> -214 0.0394 29 Сэндидж и Тамман (1	969)
2437488.6091 0.1160 <i>vis</i> -23 0.1499 93 AAVSO	
2437580.9880 0.0527 V –5 –0.0078 27 Сэндидж и Тамман (1	969)
2437581.0441 0.0251 В -5 -0.0020 27 Сэндидж и Тамман (1	969)
2438609.1718 0.0380 <i>рдВ</i> 195 -0.0098 26 Холопов и Ефремов (	1983)
2438614.3253 0.0538 <i>pgV</i> 196 0.0028 37 Холопов и Ефремов (	1983)
2438624.4085 0.0508 V 198 -0.1958 7 Смак (1966)	
2438624.6113 0.0573 В 198 -0.0432 7 Смак (1966)	
2438789.1217 0.0925 <i>pg</i> 230 0.0076 55 ГАИШ (данная работ	a)
2440439.3885 0.1103 <i>рд</i> 551 0.0364 34 ГАИШ (данная работ	a)
2441220.7746 0.0610 <i>pg</i> 703 0.0014 101 ГАИШ (данная работ	a)
2442367.3254 0.0449 <i>pg</i> 926 0.1251 128 ГАИШ (данная работ	a)
2443215.4732 0.1853 <i>рд</i> 1091 0.0197 46 ГАИШ (данная работ	a)
2444644.6426 0.0552 V 1369 0.0111 35 Мофет и Бэрнс (1984	)
2444644.6958 0.0304 В 1369 0.0141 35 Мофет и Бэрнс (1984	)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 1 2021
# Таблица 5. Продолжение

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2444855.4605	0.0407	V	1410	0.0509	22	Бердников (1986)
2444855.5011	0.0250	В	1410	0.0413	22	Бердников (1986)
2445189.5766	0.0283	V	1475	0.0066	14	Бердников (1986)
2445189.5930	0.0211	В	1475	-0.0272	14	Бердников (1986)
2445652.1838	0.0729	V	1565	-0.0697	30	Бердников (1986)
2445652.2431	0.0470	В	1565	-0.0606	30	Бердников (1986)
2445878.4461	0.0498	V	1609	-0.0082	15	Бердников (1986)
2445878.5092	0.0316	В	1609	0.0046	15	Бердников (1986)
2446284.5780	0.0144	V	1688	-0.0096	35	Бердников (1987)
2446284.6306	0.0095	В	1688	-0.0073	35	Бердников (1987)
2446320.7958	0.0604	В	1695	0.1714	11	Опал и др. (1988)
2446623.8372	0.0205	V	1754	-0.0518	22	Бердников (1992а)
2446623.8952	0.0153	В	1754	-0.0440	22	Бердников (1992а)
2446742.1816	0.0280	V	1777	0.0513	30	Опал и др. (1988)
2447060.8640	0.0654	V	1839	-0.0039	10	Бердников (1992б)
2447060.9136	0.0457	В	1839	-0.0045	10	Бердников (1992б)
2447420.7119	0.0390	V	1909	-0.0210	45	Бердников (1992в)
2447420.7652	0.0327	В	1909	-0.0179	45	Бердников (1992в)
2447760.0440	0.0245	V	1975	0.0099	53	Бердников (1992г)
2447760.0628	0.0156	В	1975	-0.0215	52	Бердников (1992г)
2448114.7496	0.0334	V	2044	-0.0086	31	Бердников (1992д)
2448114.8041	0.0310	В	2044	-0.0043	31	Бердников (1992д)
2448510.6086	0.0111	V	2121	-0.0011	43	Бердников (1992е)
2448510.6318	0.0098	В	2121	-0.0281	43	Бердников (1992е)
2448880.7357	0.0241	V	2193	-0.0208	34	Бердников (1993)
2448880.7663	0.0211	В	2193	-0.0405	34	Бердников (1993)
2449626.1760	0.0708	V	2338	-0.0152	27	Бердников и Возякова (1995)
2449626.2173	0.0344	В	2338	-0.0241	27	Бердников и Возякова (1995)
2449970.6630	0.0524	V	2405	0.0296	32	Бердников и др. (1997)
2450325.3899	0.0207	V	2474	0.0324	39	Бердников и др. (1998)
2450325.3945	0.0167	В	2474	-0.0132	39	Бердников и др. (1998)
2451440.9271	0.0285	V	2691	-0.0118	91	AAVSO
2453240.2097	0.0545	V	3041	-0.0541	10	Бердников и др. (2000а)

Таблица 5. Окончание

Максимум, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2453240.2739	0.0149	В	3041	-0.0402	10	Бердников и др. (2020а)
2453733.7765	0.0766	V	3137	-0.0165	504	INTEGRAL-OMC
2454859.6378	0.0083	V	3356	-0.0186	11	AAVSO
2456211.6741	0.0058	V	3619	-0.0464	82	Бердников и др. (2020б)
2457250.1530	0.0083	V	3821	-0.0350	140	ASAS-SN
2457255.2750	0.0089	V	3822	-0.0539	178	ASAS-SN
2457656.2648	0.0088	V	3900	-0.0566	165	ASAS-SN
2457661.4134	0.0065	V	3901	-0.0489	184	ASAS-SN
2458005.8457	0.0058	V	3968	-0.0589	194	ASAS-SN
2458010.9918	0.0055	V	3969	-0.0536	171	ASAS-SN
2458360.5702	0.0125	V	4037	-0.0584	115	ASAS-SN
2458365.7242	0.0128	V	4038	-0.0453	102	ASAS-SN
2458627.9219	0.0092	g'	4089	-0.0350	390	ASAS-SN
2458638.2359	0.0060	g'	4091	-0.0028	369	ASAS-SN
2458797.5886	0.0045	g'	4122	-0.0189	294	ASAS-SN
2458838.7165	0.0068	g'	4130	-0.0184	288	ASAS-SN
2459049.4534	0.0025	V	4171	-0.0596	180	Бердников и др. (2020б)
2459054.6269	0.0018	В	4172	-0.0773	180	Бердников и др. (2020б)
2459054.6305	0.0024	g'	4172	-0.0234	175	Бердников и др. (2020б)

Предложенный метод разложения наблюдений суммарного блеска CE Cas на два колебания позволяет не только получить кривые блеска компонентов, но и определить моменты их максимального блеска, так как произведения  $P_a\psi_a$  и  $P_b\psi_b$ , взятые с обратным знаком, дают значения остаточные уклонения O - C, которые могут быть использованы для изучения стабильности периодов пульсаций компонентов.

# ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты обработки сезонных кривых СЕа Cas и CEb Cas приведены в табл. 5 и 6 соответственно. В первом и втором столбцах этих таблиц даны моменты максимального блеска и ошибки их определения, в третьем — тип используемых наблюдений, в четвертом и пятом — номер эпохи E и значение остаточных уклонений O - C, а в шестом и седьмом — число наблюдений N и источник данных. Данные табл. 5 и 6 изображены на O - C диаграммах (рис. 3 и 4 соответственно) квадратиками для гарвардских фотографических наблюдений и кружками для остальных наблюдений, вертикальные черточки указывают пределы ошибок определения остаточных уклонений O - C.

О – С диаграммы имеют вид парабол. По моментам максимального блеска из табл. 5 получены квадратичные элементы изменения блеска

Таблица 6. Моменты максимума блеска CEb Cas

Max, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2416161.4642	0.0881	pg	-4788	0.0067	34	Гарвард (данная работа)
2416672.3229	0.1101	pg	-4674	0.2241	24	ГАИШ (данная работа)
2417921.8555	0.0554	pg	-4395	0.0292	47	Гарвард (данная работа)
2420833.5481	0.0843	pg	-3745	0.1703	81	Гарвард (данная работа)
2420941.1519	0.1410	pg	-3721	0.2707	17	Гарвард (данная работа)
2425061.8862	0.0848	pg	-2801	0.0397	126	Гарвард (данная работа)
2428067.4152	0.0598	pg	-2130	-0.0482	22	ГАИШ (данная работа)
2428999.0712	0.0503	pg	-1922	-0.0887	95	Гарвард (данная работа)
2429568.0217	0.0914	pg	-1795	-0.0105	30	ГАИШ (данная работа)
2431865.8885	0.0993	pg	-1282	-0.0298	42	Гарвард (данная работа)
2432273.4787	0.0854	pg	-1191	-0.0567	63	Гарвард (данная работа)
2432345.2517	0.0481	vis	-1175	0.0473	172	Бейер (1965)
2433344.1220	0.0461	pg	-952	0.0314	50	ГАИШ (данная работа)
2434790.7662	0.0753	pg	-629	-0.1414	60	ГАИШ (данная работа)
2435458.3320	0.0345	pg	-480	0.0072	152	Романо (1959)
2435830.0329	0.0208	pg	-397	-0.0747	134	Зонн (1960)
2436452.6795	0.0215	pgB	-258	-0.0522	27	Сэндидж и Тамман (1969)
2436506.4947	0.0300	pgV	-246	0.0113	29	Сэндидж и Тамман (1969)
2437487.3727	0.0947	vis	-27	-0.0796	92	AAVSO
2437581.5074	0.0194	В	-6	0.0146	27	Сэндидж и Тамман (1969)
2437581.5164	0.0391	V	-6	-0.0014	27	Сэндидж и Тамман (1969)
2438611.6973	0.0334	pgB	224	-0.0617	20	Холопов и Ефремов (1983)
2438625.1406	0.1725	В	227	-0.0315	8	Смак (1966)
2438629.7298	0.0413	pgV	228	0.0535	31	Холопов и Ефремов (1983)
2438790.8752	0.0530	pg	264	-0.0562	55	ГАИШ (данная работа)
2440434.8084	0.1024	pg	631	-0.0298	34	ГАИШ (данная работа)
2441218.6714	0.0325	pg	806	-0.0461	101	ГАИШ (данная работа)
2442365.4511	0.0304	pg	1062	0.0303	128	ГАИШ (данная работа)
2443212.0175	0.1090	pg	1251	0.0071	46	(данная работа)
2444645.3968	0.0191	В	1571	0.0322	35	Мофет и Бэрнс (1984)
2444645.4114	0.0355	V	1571	0.0218	35	Мофет и Бэрнс (1984)
2444855.9132	0.0213	В	1618	0.0210	22	Бердников (1986)
2444855.9558	0.0435	V	1618	0.0386	22	Бердников (1986)

Таблица 6. Продолжение

Max, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2445191.8455	0.0105	В	1693	0.0051	14	Бердников (1986)
2445191.8719	0.0165	V	1693	0.0065	14	Бердников (1986)
2445653.1821	0.0245	В	1796	-0.0272	30	Бердников (1986)
2445653.2194	0.0458	V	1796	-0.0149	30	Бердников (1986)
2445877.1973	0.0176	B	1846	0.0224	15	Бердников (1986)
2445877.2589	0.0321	V	1846	0.0591	15	Бердников (1986)
2446284.8179	0.0077	В	1937	0.0258	35	Бердников (1987)
2446284.8330	0.0113	V	1937	0.0160	35	Бердников (1987)
2446320.6611	0.0537	B	1945	0.0345	13	Опал и др. (1988)
2446620.7817	0.0085	В	2012	0.0413	22	Бердников (1992а)
2446620.8057	0.0125	V	2012	0.0404	22	Бердников (1992а)
2446741.7204	0.0154	V	2039	0.0138	30	Опал и др. (1988)
2447059.7470	0.0406	В	2110	0.0343	10	Бердников (1992б)
2447059.8144	0.0719	V	2110	0.0767	10	Бердников (1992б)
2447422.5944	0.0223	В	2191	0.0576	45	Бердников (1992в)
2447422.6268	0.0303	V	2191	0.0651	45	Бердников (1992в)
2447758.5193	0.0126	В	2266	0.0343	52	Бердников (1992г)
2447758.5609	0.0197	V	2266	0.0508	53	Бердников (1992г)
2448116.8751	0.0315	V	2346	0.0203	31	Бердников (1992д)
2448116.8859	0.0244	В	2346	0.0560	31	Бердников (1992д)
2448511.0664	0.0066	B	2434	0.0573	43	Бердников (1992е)
2448511.0837	0.0083	V	2434	0.0496	43	Бердников (1992е)
2448878.3369	0.0238	V	2516	-0.0005	34	Бердников (1993)
2448878.3462	0.0225	В	2516	0.0336	34	Бердников (1993)
2449626.4456	0.0801	V	2683	0.0634	27	Бердников и Возякова (1995)
2449626.4527	0.0416	В	2683	0.0954	27	Бердников и Возякова (1995)
2449971.3370	0.0402	V	2760	0.0479	32	Бердников и др. (1997)
2450325.1966	0.0109	В	2839	0.0669	39	Бердников и др. (1998)
2450325.2063	0.0153	V	2839	0.0517	39	Бердников и др. (1998)
2451445.0822	0.0226	V	3089	0.1001	94	AAVSO
2453241.2935	0.0136	В	3490	0.1330	10	Бердников и др. (2000а)
2453241.3207	0.0550	V	3490	0.1353	10	Бердников и др. (2020а)
2453353.3211	0.0550	V	3515	0.1530	264	INTEGRAL-OMC

# Таблица 6. Окончание

Max, HJD	Ошибка, сут	Фильтр	E	O-C, сут	N	Источник данных
2453734.0579	0.0498	V	3600	0.1484	504	INTEGRAL-OMC
2454862.7908	0.0064	V	3852	0.0952	11	AAVSO
2455207.8186	0.0308	V	3929	0.2161	157	INTEGRAL-OMC
2456403.7349	0.1224	V	4196	0.1566	56	INTEGRAL-OMC
2457250.3061	0.0064	V	4385	0.1383	140	ASAS-SN
2457254.7654	0.0067	V	4386	0.1183	178	ASAS-SN
2457653.4237	0.0051	V	4475	0.1180	165	ASAS-SN
2457662.3929	0.0047	V	4477	0.1286	184	ASAS-SN
2458007.3005	0.0047	V	4554	0.1293	194	ASAS-SN
2458011.7816	0.0046	V	4555	0.1311	171	ASAS-SN
2458361.1627	0.0080	V	4633	0.1260	115	ASAS-SN
2458365.6378	0.0126	V	4634	0.1217	102	ASAS-SN
2458625.4382	0.0075	g'	4692	0.1223	390	ASAS-SN
2458638.8723	0.0043	g'	4695	0.1184	369	ASAS-SN
2458795.6509	0.0039	g'	4730	0.1211	294	ASAS-SN
2458835.9658	0.0054	g'	4739	0.1222	288	ASAS-SN
2459050.9883	0.0027	V	4787	0.1379	185	Бердников и др. (2020б)
2459055.4480	0.0017	В	4788	0.1433	186	Бердников и др. (2020б)
2459055.4611	0.0019	g'	4788	0.1313	176	Бердников и др. (2020б)

для цефеиды CEa Cas:

$$MaxHJD = 2437606.7005 (\pm 0.0100) + (5) + 5^{d}.140928431 (\pm 0.0000040) E - - 0.31235 10^{-8} (\pm 0.137 10^{-8}) E^{2},$$

а из табл. 6 — для цефеиды CEb Cas:

$$MaxHJD = 2437608.3936 \ (\pm 0.0076) \ + \ (6)$$

 $+ 4.479309965 (\pm 0.000024) E +$ 

 $+ 0.70406 \ 10^{-8} \ (\pm 0.717 \ 10^{-9}) \ E^2,$ 

линейная часть которых использована для вычислений остаточных уклонений O-C в пятых столбцах табл. 5 и 6 соответственно. Элементы (5) и (6) использовались для проведения парабол в верхних частях рис. 3 и 4, в нижних частях которых показаны отклонения от этих парабол.

Из табл. 5 следует, что максимумы CEa Cas в фильтрах B и g' наступают раньше, чем в фильтре V, на 0 $^{d}$ 0502 и 0 $^{d}$ 0380 соответственно, а согласно табл. 6, максимумы CEb Cas в фильтрах B и g' наступают позже, чем в фильтре V, на 0 $^{d}$ 0249 и 0 $^{d}$ 0066 соответственно. Эти поправки учитывались при построении рис. 3 и 4 и определении элементов (5) и (6), которые, таким образом, относятся к системе V.



**Рис. 3.** Диаграмма *О* – *С* для цефеиды CEa Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов (5). Линия — парабола, соответствующая элементам (5).

Для подтверждения реальности изменений периода пульсаций мы используем метод, опубликованный Ломбардом и Коэном (1993). Для этого мы вычислили разности  $\Delta(O-C)_i$  последовательных остаточных уклонений O-C из табл. 5 и 6,  $\Delta(O-C)_i = (O-C)_{i+1} - (O-C)_i$ , и построили графики зависимости  $D_i = \Delta(O-C)_i/(E_{i+1}-E_i)$  от  $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$  для СЕа Саз (рис. 5) и СЕb Саз (рис. 6). Разности  $D_i$ , которые имеют смысл изменений периода в интервале эпох  $E_i - E_{i+1}$ , соответствуют поведению остаточных уклонений O - C на рис. 3 и 4, т.е. обнаруженные изменения периодов являются реальными.

Квадратичные члены элементов (5) и (6) позволяют вычислить скорость эволюционного уменьшения периода для CEa Cas dP/dt == -0.038 (±0.017) с/год и увеличения dP/dt == +0.099 (±0.010) с/год для CEb Cas, что соответствует теоретическим расчетам для второго и третьего пересечений полосы нестабильности (Тэрнер и др., 2006; Фадеев, 2014) соответственно. Следует отметить, что полученные здесь результаты основаны на конкретных стандартных кривых, которые приведены в нашей предыдущей работе (Бердников и др., 2020б).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для изучения изменяемости периода компонентов СЕ Саѕ нами было сделано 1104 глазомерных оценки суммарного блеска на старых фотопластинках университета Гарварда (США) и ГАИШ; кроме того, было собрано 6015 опубликованных наблюдений. В результате обработки всех имеющихся данных, охватывающих временной интервал с 1895 по 2020 г., были определены по 85 моментов максимального блеска для построения O - C диаграмм для CEa Cas и CEb Cas. Определены квадратичные элементы изменения блеска обеих цефеид, и вычислены скорости эволюционных изменений их периодов:  $dP/dt = -0.038 (\pm 0.017)$  с/год для CEa Cas и  $dP/dt = +0.099 (\pm 0.010)$  с/год для



**Рис. 4.** Диаграмма *О* – *С* для цефеиды CEb Cas относительно линейных (вверху) и квадратичных (внизу) элементов (6). Линия — парабола, соответствующая элементам (6).



Рис. 5. Зависимость  $D_i = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i)/(E_{i+1} - E_i)$  от  $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ . Линия соответствует поведению остатков O - C на рис. 3.



Рис. 6. Зависимость  $D_i = ((O - C)_{i+1} - (O - C)_i)/(E_{i+1} - E_i)$  от  $E'_i = (E_i + E_{i+1})/2$ . Линия соответствует поведению остаточных уклонений O - C на рис. 4.

СЕb Cas, что согласуется с результатами теоретических расчетов для второго и третьего пересечений полосы нестабильности соответственно. Тест на стабильность пульсаций, предложенный Ломбардом и Коэном (1993), подтвердил реальность изменений периодов.

Данная работа осуществлялась при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 18-02-00890 и 19-02-00611).

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Альфонсо-Гарсон и др. (J. Alfonso-Garzon, A. Domingo, J.M. Mas-Hesse, and A. Gimenez), Astron. Astrophys. **548**, A79 (2012).
- 2. Бейер (М. Beyer), Astron. Abh. 54-61 (1965).
- Белявский (S. Beljawsky), Astron. Nachr. 243, 115 (1931).
- Бердников Л.Н., Переменные Звезды 22, 369 (1986).
- 5. Бердников Л.Н., Переменные Звезды **22**, 530 (1987).
- 6. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 1 (1992a).
- 7. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 31 (19926).
- 8. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 43 (1992в).
- 9. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 107 (1992г).
- 10. Бердников (L.N. Berdnikov), Astron. Astrophys. Trans. 2, 157 (1992д).

- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 325 (1992ж) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 130 (1992)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 18, 519 (1992е) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 18, 207 (1992)].
- Бердников Л.Н., Письма в Астрон. журн. 19, 210 (1993) [L.N. Berdnikov, Sov. Astron. Lett. 19, 84 (1993)].
- 14. Бердников Л.Н., Astron. журн. 34, 798 (1990).
- 15. Бердников и др. (L.N Berdnikov, G.N. Abdullaeva, and M.A. Ibragimov), Var. Stars **40** (2), 1 (2000a).
- 16. Бердников и др. (L.N Berdnikov, A.A. Belinskij, E.N. Pastukhova, M.A. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, and N.I. Shatskii), Var. Stars **40** (7), 1 (20206).
- Бердников Л.Н., Белинский А.А., Шатский Н.И., Бурлак М.А., Иконникова Н.П., Мишин Е.О., Черясов Д.В., Жуйко С.В., Астрон. журн. 97, 284 (2020в) [L.N. Berdnikov, А.А. Belinskij, N.I. Shatskij, М.А. Burlak, N.P. Ikonnikova, E.O. Mishin, D.V. Cheryasov, and S.V. Zhuiko, Astron. Rep. 64, 310 (2020)].
- Бердников Л.Н., Возякова О.В., Письма в Астрон. журн. 21, 348 (1995). [L.N. Berdnikov and O.V. Voziakova, Astron. Lett. 21, 308 (1995)].
- Бердников Л.Н., Возякова О.В., Дамбис А.К., Письма в Астрон. журн. 22, 372 (1996) [L.N. Berdnikov, O.V. Vosyakova, and A.K. Dambis, Astron. Lett. 22, 334 (1996)].
- 20. Бердников и др. (L.N. Berdnikov, V.V. Ignatova, and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. 14, 237 (1997).

- Бердников и др. (L.N. Berdnikov, V.V. Ignatova, and O.V. Vozyakova), Astron. Astrophys. Trans. 17, 87 (1998).
- 22. Браун и др. (A.G.A. Brown, A. Vallenari, T. Prusti, J.H.J. de Bruijne, C. Babusiaux, C.A.L. Bailer-Jones, M. Biermann, D.W. Evans, et al.), Astron. Astrophys. **616**, A1 (2018).
- 23. Герцшпрунг (E. Hertzsprung), Astron. Nachr. 210, 17 (1919).
- 24. Ефремов Ю.Н., Холопов П.Н., Астрон. Цирк. **326**, 1 (1965).
- 25. Зонн (W. Zonn), Acta Astron. 10, 89 (1960).
- 26. AAVSO, The AAVSO International Database. https://www.aavso.org.
- 27. Ломбард, Коен (F. Lombard and C. Koen), MNRAS **263**, 309 (1993).
- 28. Мофет, Бэрнс (Т.J. Moffett and T.G. Barnes), Astrophys. J. Suppl. Ser. **55**, 389 (1984).
- 29. Опал и др. (С.В. Opal, J.E. Krist, T.G. Barnes, and T. J. Moffett), Astron. J. **96**, 1677 (1988).
- Пейн-Гапошкина, Гапошкин (С. Payne-Gaposhkin and S. Gaposhkin), Publ. Astron. Soc. Pacific 75, 171 (1963).
- 31. Рипепи и др. (V. Ripepi, R. Molinaro, I. Musella, M. Marconi, S. Leccia1, and L. Eyer), Astron. Astrophys. **625**, A14 (2019).

- 32. Романо (G. Romano), Publ. Oserv. Astron. Padova No.116, 3 (1959).
- 33. Смак (J. Smak), Acta Astron. 16, 11 (1966).
- 34. Старикова Г.А., Переменные звезды 7, 124 (1949).
- 35. Сэндидж, Тамман (A. Sandage and G.A. Tammann), Astrophys. J. **157**, 683 (1969).
- 36. Тэрнер и др. (D.G. Turner, M. Abdel-Sabour Abdel-Latif, and L.N. Berdnikov), Publ. Astron. Soc. Pacific **118**, 410 (2006).
- 37. Фадеев Ю.А., Письма в Астрон. журн. **40**, 341 (2014) [Yu.A. Fadeyev, Astron. Lett. **40**, 301 (2014)].
- 38. Франц (O.G. Franz), Bull. Amer. Astron. Soc., **4**, 379 (1972)
- Холопов П.Н., Ефремов Ю.Н., Переменные звезды 22, 93 (1983).
- 40. Шанкс и др. (T. Shanks, L.M. Hogarth, and N. Metcalfe), MNRAS **484**, L64 (2019).
- 41. Щиголев Б.М., Математическая обработка наблюдений (М.: Наука, 1969), 248 с.
- 42. Яясингхе и др. (Т. Jayasinghe, K.Z. Stanek, C.S. Kochanek, B.J. Shappee, T.W.-S. Holoien, Todd A. Thompson, J.L. Prieto, Dong Subo, et al.), MNRAS **485**, 961 (2019).

# МЕТОД "ОКНА ВИДИМОСТИ" ДЛЯ УЧЕТА НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ СЕЛЕКЦИИ В СТАТИСТИКЕ ЭКЗОПЛАНЕТ, ОТКРЫТЫХ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

© 2021 г. А. Е. Иванова<sup>1\*</sup>, О. Я. Яковлев<sup>1</sup>, В. И. Ананьева<sup>1</sup>, И. А. Шашкова<sup>1</sup>, А. В. Тавров<sup>1</sup>, Ж.-Л. Берто<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН, Москва, Россия <sup>2</sup>Лаборатория атмосферных и космических исследований, Гюйанкур, Франция Поступила в редакцию 09.10.2020 г. После доработки 20.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Предложен метод коррекции статистических данных по экзопланетам, открытым по измерениям лучевых скоростей. Исследованы статистические закономерности распределений экзопланет по их массам и по орбитальным периодам.

*Ключевые слова*: внесолнечные планеты, экзопланеты, наблюдательная селекция, метод лучевых скоростей, статистические распределения экзопланет.

DOI: 10.31857/S0320010821010058

# ВВЕДЕНИЕ

Ключевой проблемой в построении статистики экзопланет и ее исследовании является неоднородность данных в архиве экзопланет<sup>1</sup>. При рассмотрении статистики экзопланет, открытых методом лучевых скоростей, в качестве основных причин неоднородности следует выделить: разные чувствительности спектрографов, разные уровни активности родительских звезд, разные продолжительности наблюдений и разные методы обработки данных наблюдений.

Первые работы по изучению статистики экзопланет игнорировали неоднородность наблюдательных данных. Так, Батлер и др. (2006) построили распределение по проективным массам известных на тот момент 167 экзопланет и аппроксимировали его степенным законом  $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1.1}$ , не принимая во внимание различия наблюдательных программ. Марси и др. (2005) попытались решить эту проблему, рассматривая только планеты, открытые в рамках наблюдений на обсерваториях Лик и Кек с помощью спектрографов с одинаковой инструментальной погрешностью единичного измерения 3 м/с, рассмотрев в итоге 104 планеты из 152, известных к тому моменту. Они нашли, что распределение следует степенному закону

 $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1}.$  Камминг и др. (2008), рассматривая распределение планет с орбитальными периодами от 2 до 2000 сут и массами от 0.3 до 10 масс Юпитера, ввели "фактор полноты исследования" (completeness of the survey) и нашли, что распределение 182 RV-планет по массам и орбитальным периодам следует степенному закону вида  $dN = CM^{-0.31\pm0.2}P^{0.26\pm0.1}d\ln Md\ln P$ , где C константа, М — проективная масса планеты, Р орбитальный период планеты, что соответствует распределению по проективным массам  $\frac{dN}{dm} \propto$  $\propto m^{-1.31\pm0.2}$ . Ховард и др. (2010), рассматривая распределение по массам планет, вращающихся вокруг 166 солнцеподобных звезд, наблюдавшихся на Кеке с помощью спектрографа HIRES, ввели "функцию полноты" (completeness function) C(P, M) как долю звезд, гарантированно не имеющих рядом с собой планеты с данным периодом и проективной массой. Они нашли, что распределение планет с периодами короче 50 сут по проективным массам можно аппроксимировать степенным законом  $\frac{dN}{d\log(m)} \propto m^{-0.48^{+0.12}_{-0.14}}$ , которому соответ-ствует закон  $\frac{dN}{dm} \propto m^{-1.48^{+0.12}_{-0.14}}$ .

Одним из подходов к учету неоднородности данных является метод "окна видимости". В частности, этот метод был предложен в работах Ананьева и др. (2019) и Туоми и др. (2019). У Ананьевой и др. (2019) "окно видимости" — область на плоскости

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: ctf.i.a.e0gmail.com

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/

с координатами "проективная масса  $(m \sin i)$ "— "орбитальный период P":  $(m \sin i, P)$ , в которой планета точно наблюдаема. Границы области определяют, учитывая три значения: (по оси "проективной массы") нижнюю границу, соответствующую минимальной массе экзопланеты, которая может быть обнаружена наблюдательной программой; (по оси "орбитальных периодов") левую границу, соответствующую орбитальному периоду гипотетической планеты, обращающейся на расстоянии трех радиусов родительской звезды и правую границу, соответствующую полному времени наблюдений данной звезды.

Такие "окна видимости" строятся для каждой звезды, рядом с которой была обнаружена хотя бы одна экзопланета, после чего происходит наложение "окон" друг на друга, чтобы обеспечить регуляризацию данных. Недостаток данного подхода заключается в том, что в общей статистике учитывают только планеты, которые попадают в область пересечения всех окон, т.е. которые могли быть обнаружены всеми наблюдательными программами. Таким образом, достаточно много экзопланет после регуляризации данных теряется.

В Туоми и др. (2019) была рассмотрена статистика экзопланет, число которых невелико, обращающихся вокруг звезд спектрального класса М. На первом шаге "окно видимости" в плоскости  $(m \sin i, P)$  строили аналогично Ананьевой и др. (2019). Но основным отличием было построение функции вероятности обнаружения. После этого по значению вероятности обнаружения и по количеству обнаруженных планет определяли распространенность планет разного типа и получали вероятностное "окно видимости". Благодаря вероятностному подходу большее количество экзопланет учитывается, и статистические данные становятся более полными. Но данный анализ, как уже было упомянуто выше, был проведен только для планет у звезд спектрального класса М.

# МЕТОД "ОКНА ВИДИМОСТИ" ДЛЯ РЕГУЛЯРИЗАЦИИ СТАТИСТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПО МАССЕ И ПО ОРБИТАЛЬНЫМ ПЕРИОДАМ ЭКЗОПЛАНЕТ, ОТКРЫТЫХ МЕТОДОМ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ

В настоящей работе рассматривались наблюдательные программы, обнаруживающие экзопланеты методом лучевых скоростей. Из различных сведений об экзопланете выбирали наиболее полные и последние по времени публикации, а также архивные данные, в которых указаны продолжительность наблюдений родительской звезды и среднее отклонение от оптимальной кеплеровской кривой. Для вычисления границ окна видимости необходимо знать массы звезд  $M_{\rm star}$  и массы планет  $M_{\rm planet}$ , полное время наблюдения планетной системы  $T_{\rm obs}$  и среднее отклонение от оптимальной кеплеровской кривой  $\sigma(O-C)$ . Также в модель "окна видимости" введены некоторые параметры для дополнительной настройки "прозрачности окна".

Формула, описывающая формирование единичного "окна видимости":

$$\begin{cases} P_{\text{planet}} \le \Delta T_{\text{obs}}, & (1a) \\ 203.25 M_{\text{planet}} M_{\text{star}}^{-\frac{2}{3}} P_{\text{planet}}^{-\frac{1}{3}} \ge \gamma \sigma(O - C), & (16) \end{cases}$$

где  $P_{\text{planet}}$  — период обращения планеты,  $\Delta$  — параметр модели,  $T_{\text{obs}}$  — продолжительность наблюдения родительской звезды, 203.25 — числовой коэффициент, учитывающий период планеты в единицах суток, массу планеты в ед. масс Юпитера и массу звезды в единицах масс Солнца,  $M_{\text{planet}}$  — масса планеты,  $M_{\text{star}}$  — масса родительской звезды,  $\gamma$  — параметр модели,  $\sigma(O-C)$  — среднее от-клонение от оптимальной кеплеровской кривой.

Поскольку к настоящему времени уже известно несколько планет, обращающихся ближе трех звездных радиусов (например, *Kepler* – 78*b*, *K*2 – – 141*b*, *WASP* – 103*b* и т.д.), в настоящей работе граница окна видимости со стороны малых периодов отсутствует.

Первое неравенство (1а) показывает, что планета наблюдаема, если она прошла некоторую часть полного оборота вокруг звезды за время наблюдения. Современные методики способны обнаруживать экзопланеты, прошедшие как минимум половину одного витка, т.е.  $\Delta = 2$ . Так, из рассматриваемых 695 RV-экзопланет только у 10 (менее 1.5%) отношение орбитального периода к полному времени наблюдения превышало 2.

Неравенство (1б) составлено на основании Эггенбергер и Удри (2010). Оно показывает условие, что планета считается детектируемой, если полуамплитуда колебаний лучевой скорости звезды (обозначаемой К), наведенная экзопланетой, больше, чем доля (определяемая коэффициентом  $\gamma$ ) среднего отклонения от оптимальной кеплеровской кривой ( $\sigma(O-C)$ ). В данной работе коэффициент  $\gamma$  был принят равным 0.75. Однако следует отметить, что коэффициент  $\gamma$  изменяется для разных массовых интервалов. Так, для интервала от 0.011 до 0.1 масс Юпитера  $\gamma = 0.75$ , поскольку из 145 планет у 28 отношение полуамплитуды колебаний лучевой скорости К к среднему отклонению  $\sigma$  меньше единицы. В диапазоне масс от 0.135 до 1.23 масс Юпитера только у одной планеты отношение  $K/\sigma$  меньше 1, для всех остальных оно больше 1.19, для анализа данного



**Рис. 1.** Пример окна видимости. По оси абсцисс — проективная масса экзопланеты в массах Юпитера, по оси ординат — орбитальный период в сутках. В каждой ячейке верхнее число — количество обнаруженных экзопланет, нижнее число — вероятность обнаружения. Оттенки серого демонстрируют вероятность. Красными точками показаны известные RV-планеты.

диапазона нами был принят коэффициент  $\gamma = 1.18$ . В диапазоне масс от 2.22 до 13 масс Юпитера коэффициент  $\gamma$  возрастает и становится равным двум.

Так как наибольший интерес для исследования представляли планеты малых масс, то коэффициент  $\gamma$ , который был использован при анализе, описываемом в данной публикации, был принят равным 0.75.

Для статистического исследования нами была рассмотрена область масс от 0.011 до 13 масс Юпитера и область орбитальных периодов от 1 до 10000 сут. Оба диапазона были разделены на 12 интервалов, равных в логарифмическом масштабе, таким образом, "окно видимости" плоскости  $(m \sin i, P)$  разделено на 144 ячейки. Для построения "окна видимости" полагали модельные экзопланеты со значениями массы и орбитального периода, равными значениям в середине каждой из 144 ячеек. Если модельная экзопланета удовлетворяла выражениям (1а) и (1б), то значение в соответствующей ячейке увеличивалось на единицу, и алгоритм переходил к рассмотрению следующей родительской звезды из тех, рядом с которыми были обнаружены экзопланеты, всего 551 звезда. После того, как наблюдения всех родительских звезд были рассмотрены, получившуюся матрицу нормировали на количество обзоров (551 звезду), и значения в ячейках матрицы принимали значение от 0 до 1, соответствующие вероятности обнаружения, где 0 — абсолютно непрозрачное окно (планету невозможно обнаружить), а 1 — абсолютно прозрачное (планета будет обнаружена всеми обзорами).

Пример построенного окна видимости показан на рис. 1.

Для учета наблюдательной селекции в нескорректированных распределениях (гистограммах), по массам или по периодам, полученным непосредственно из данных Архива, каждую планету на плоскости ( $m \sin i$ , P), показанную красной точкой, учитывали со статистическим весом, обратным значению вероятности в аналогичной ячейке окна видимости. Тем самым корректируется исходное распределение, и компенсируется неполнота данных в областях, где экзопланеты наблюдаемы с меньшей вероятностью.

Необходимо отметить, что в некоторых участках плоскости ( $m \sin i$ , P) вероятность обнаружения экзопланет равна нулю. Эта область, образующая "слепое пятно" (рис. 1, левый верхний угол), охватывает планеты малых масс и больших орбитальных периодов. Наличие "слепого пятна" необходимо учитывать, так как эта область является областью неопределенности. При этом видимое отсутствие массивных планет с короткими орбитальными периодами (рис. 1, правый нижний угол) объясняется не наблюдательной селекцией (напротив, такие планеты обнаружить легче всего), а их реальной крайней редкостью.

В данной работе мы обходим область неопределенности, "слепое пятно", двумя способами: рассматриваем или только экзопланеты всех масс с



Рис. 2. Сравнение нескорректированного распределения по массам экзопланет с теоретическим распределением. Нескорректированное распределение по массам 695 RV-экзопланет показано красным цветом (пунктирная линия). Теоретическое распределение, полученное методом популяционного синтеза Мордасини (2018), показано синим цветом (сплошная линия).



Рис. 3. Сравнение скорректированных распределений по массам экзопланет с теоретическим распределением. Скорректированное распределение 695 экзопланет: черная штрихпунктирная кривая (1) показывает распределение планет всех масс с орбитальными периодами от 1 до 100 сут, красная пунктирная кривая (2) показывает распределение планет всех орбитальных периодов с массами свыше 0.06 масс Юпитера. По оси абсцисс — проективная масса в массах Юпитера, по оси ординат слева — количество экзопланет, соответствующих кривой (1) (показана черным цветом), по оси ординат справа — количество планет, соответствующих кривой (2) (показана красным цветом). Синяя сплошная линия — теоретическое распределение, полученное методом популяционного синтеза Мордасини (2018).



Рис. 4. Сравнение нескорректированного распределения по периодам экзопланет с ранее опубликованными распределениями. Нескорректированное распределение по периодам 695 RV-экзопланет показано синей сплошной линией. Распределение, опубликованное в Петигура и др. (2013), показано черной пунктирной линией. Распределение, опубликованное в Камминг и др. (2008), показано красной штрихпунктирной линией. Представленные кривые искусственно разнесены по оси ординат для наглядности ("масштабный" коэффициент может быть выбран произвольно).

периодами от 1 до 100 сут, или экзопланеты всех периодов с массами от 0.06 до 13 масс Юпитера.

Нескорректированное распределение экзопланет по их массам показано на рис. 2, а результат коррекции с применением "окна видимости" — на рис. 3. Также на рис. 2 и 3 показано теоретическое распределение Мордасини (2018), с которым мы сравниваем наблюдаемое распределение до и после коррекции. До коррекции наблюдаемое и теоретическое распределения имеют наглядное несоответствие, а после коррекции два распределения (в результате обхода области неопределенности) стремятся к теоретическому распределению.

Для сравнения полученных распределений (рис. 2–5) с опубликованными ранее работами (Мордасини, 2018; Камиминг и др., 2008; Петигура и др., 2013) мы приняли во внимание, что представленные этими авторами распределения нормированы на одну звезду (являются частотами распространенности, оссиггепсе rate). Без потери общности они могут быть умножены на любое число, что в логарифмическом масштабе соответствует произвольному вертикальному сдвигу.

Аналогично распределению по массам до коррекции и после, можно получить распределения экзопланет по орбитальным периодам и сравнить их с опубликованными распределениями. Нескорректированное распределение по периодам показано на рис. 4 в сравнении с распределением транзитных планет "Кеплера", опубликованным в Петигура и др. (2013), и распределением из Камминг и др. (2008).

Аналогично распределениям по массам, распределение экзопланет по периодам после коррекции необходимо разделить для рассмотрения на две группы:

- 1. Экзопланеты с массами от 0.011 до 13 масс Юпитера и периодами от 1 до 100 сут.
- 2. Экзопланеты с массами от 0.06 до 13 масс Юпитера и периодами от 1 до 10 000 сут.

Скорректированные распределения показаны на рис. 5 вместе с распределениями, опубликованными в Петигура и др. (2013) и Камминг и др. (2008).

Нескорректированное распределение экзопланет по их периодам показано на рис. 4, а результат коррекции с применением "окна видимости" — на

2021



Рис. 5. Сравнение скорректированных распределений по периодам экзопланет с ранее опубликованными распределениями Петигура и др. (2013) и Камминг и др. (2008). Фиолетовая сплошная кривая — скорректированное распределение экзопланет с массами от 0.011 до 13 масс Юпитера и периодами от 1 до 100 сут, голубая штрихпунктирная кривая скорректированное распределение экзопланет с массами от 0.06 до 13 масс Юпитера и периодами от 1 до 10000 сут. По оси абсцисс — период обращения планеты в земных сутках, по осям ординат — количество экзопланет Черная пунктирная линия — распределение транзитных планет "Кеплера", опубликованное в Петигура и др. (2013). Линия из красных точек — распределение из Камминг и др. (2008).

рис. 5. Также на рис. 5 показаны ранее опубликованные распределения в Петигура и др. (2013) и Камминг и др. (2008), с которыми мы сравниваем наблюдаемое распределение до и после коррекции. До коррекции наблюдаемое и ранее опубликованные распределения имеют наглядное несоответствие, а после коррекции два распределения (в результате обхода области неопределенности) становятся более схожи с ранее опубликованными.

# РЕЗУЛЬТАТЫ

Разработан вероятностный метод "окна видимости" для регуляризации статистики экзопланет, открытых методом лучевых скоростей. Описан алгоритм построения окна, а также проанализирован результат его применения к существующей статистике. Проведено сравнение с ранее опубликованными результатами.

Распределение планет по проективным массам следует кусочному степенному закону с изломами в точках  $\sim 0.135$  и  $\sim 2$  масс Юпитера и находится в согласии с предсказанием теории популяционного

синтеза Мордасини (2018). Распределение планет с проективными массами от 0.011 до 13 масс Юпитера и орбитальными периодами от 1 до 100 сут по форме отличается от распределения планет от 0.06 до 13 масс Юпитера и периодами от 1 до 104 сут — большинство планет тяжелее Юпитера находятся на широких орбитах с периодами больше 100 сут. Распределение планет по орбитальным периодам демонстрирует примерно десятикратный рост при переходе от интервала 1-2.15 сут к интервалу 2.15-4.64 сут (это справедливо для планет и малых, и больших масс), а в дальнейшем следует степенному закону с показателем степени 0.26 в соответствии с Камминг и др. (2008):  $\frac{dN}{d\log P} \propto P^{0.26}$ . Форма распределения экзопланет по орбитальным периодам в интервале 6.25-100 сут близка к аналогичному распределению транзитных планет "Кеплера" с радиусами от 1 до 22 радиусов Земли (Петигура и др., 2013).

Авторы благодарят правительство Российской Федерации и Министерство высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039)

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Ананьева и др. (V.I. Ananyeva, A.A. Venkstern, D.V. Churbanov, I.A. Shashkova, A.V. Tavrov, O.I. Korablev, and J.-L. Bertaux), Solar System Res. 53, 124137 (2019).
- 2. Батлер и др. (R.T. Butler, J.T. Wright, G.M. Marcy, D.A. Fischer, S.S. Vogt, C.G. Tinney, H.R.A. Jones, B.D. Carter, J.A. Johnson, C. McCarthy, and A.J. Penny), Astrophys. J. **646**, No. 1 (2006).
- Каммингидр. (A. Cumming, R.P. Butler, G.W. Marcy, S.S. Vogt, J.T. Wright, and D.A. Fischer), Proceed. Astron. Soc. Pacific **120** (867), 531 (2008); doi:10.1086/588487
- 4. Марси и др. (G. Marcy, R.P. Butler, D. Fischer, S. Vogt, J.T. Wright, C.G. Tinney, and H. R.A. Jones), Progress Theor.Phys. Suppl. **158**, 24 (2005).

- 5. Мордасини (C. Mordasini), *Planetary Population Synthesis, Handbook of Exoplanets* (Ed. H.J. Deeg, J.A. Belmonte, 2018); https://doi.org/10.1007/978-3-319-30648-3\_143-1
- 6. Петигура и др. (Е.А. Petigura, A.W. Howard, and G.W. Marcy), Proc. Natl. Acad. Sci. USA **110** (48), 19273 (2013); doi:10.1073/pnas.1319909110
- 7. Туоми и др. (M. Tuomi, H.R.A. Jones, R.P. Butler, P. Arriagada, S.S. Vogt, J. Burt, G. Laughlin, B. Holden, et al.), *Frequency of planets orbiting M dwarfs in the Solar neighbourhood* (2019); https://arxiv.org/pdf/1906.04644.pdf
- Ховард и др. (A.W. Howard, G.W. Marcy, J.A. Johnson, D.A. Fischer, J.T. Wright, H. Isaacson, J.A. Valenti, J. Anderson, D.N.C. Lin, and S. Ida), Science **330** (6004), 653 (2010); https://doi.org/10.1126/science.1194854
- 9. Эггенбергер, Удри (A. Eggenberger and S. Udry), EAS Publ. Ser. **41**, 27 (2010).

# ВЛИЯНИЕ ДИСПЕРСИИ СКОРОСТЕЙ ПЫЛИ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ НА ЕЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРИ ГЕЛИОСФЕРЫ

© 2021 г. Е. А. Годенко<sup>1,2,3\*</sup>, В. В. Измоденов<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия <sup>3</sup> Институт космических исследований РАН, Москва, Россия Поступила в редакцию 27.08.2020 г.

После доработки 18.11.2020 г.; принята к публикации 26.11.2020 г.

Межзвездная пыль проникает в гелиосферу из-за относительного движения Солнца в локальной межзвездной среде. На частицы межзвездной пыли в гелиосфере действуют электромагнитные силы, сила гравитационного притяжения и сила радиационного давления. Внутри гелиосферы и на ее границах, где солнечный ветер взаимодействует с плазмой межзвездной среды, распределение частиц межзвездной пыли меняется из-за действия этих сил и становится существенно неоднородным. В нашей предыдущей работе было продемонстрировано существование особенностей в распределении концентрации межзвездной пыли на расстоянии ~0.03–10 а.е. от плоскости гелиосферного токового слоя. В настоящей статье исследуется влияние дисперсии в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям и показано, что она сильно влияет на упомянутые особенности в распределении концентрации. Даже относительно небольшие величины дисперсии оказывают значительное влияние на распределение концентрации и сглаживают области повышенной концентрации, обнаруженные ранее.

Ключевые слова: пыль, гелиосфера, численные методы.

DOI: 10.31857/S0320010821010046

# ВВЕДЕНИЕ

Локальная межзвездная среда движется относительно Солнца со скоростью ~26 км/с (Витте, 2004, МакКомас, 2015). Помимо плазменной и нейтральной компонент, локальная межзвездная среда содержит также пылевую компоненту (Манн, 2010). В отличие от частиц плазмы, нейтральные и пылевые частицы могут проникать в гелиосферу из-за относительного движения. Так, например, длина свободного пробега атомов водорода по перезарядке ~50–100 а.е. (Измоденов и др., 2000), что сопоставимо с характерным размером гелиосферы.

Присутствие межзвездных частиц в гелиосфере было впервые экспериментально подтверждено в работе Берто, Бламонт (1971) на основе анализа рассеянного солнечного излучения в линии Лайман-альфа ( $L\alpha$ ). На космическом аппарате (KA) Улисс были впервые проведены прямые измерения потоков межзвездных атомов гелия (Витте и др., 1992). В силу того, что длина свободного пробега межзвездных атомов гелия намного больше характерного размера гелиосферы, по измерениям межзвездных атомов гелия можно получать макроскопические параметры локальной межзвездной среды. В настоящее время прямые измерения межзвездных атомов водорода, кислорода и гелия проводятся на KA Interstellar Boundary Explorer (IBEX) с помощью прибора IBEX-Lo (см., например, Мёбиус и др., 2009; Катушкина и др., 2015; Балюкин и др., 2017). Также на КА SOHO (прибор SWAN) продолжаются измерения интенсивности и спектральных характеристик рассеянного солнечного Лайман-альфа излучения (см., например, Кюэмэра и др., 2013). Для анализа экспериментальных данных в настоящее время используются различные модели гелиосферы (см., например, Измоденов, Алексашов, 2015, 2020; Погорелов и др., 2011; Зирнштейн и др., 2016).

Частицы межзвездной пыли — частицы, характерные размеры которых находятся в диапазоне от сотен нанометров до нескольких микрометров (Матис и др., 1977). По химическому составу в

<sup>&</sup>lt;sup>\*</sup>Электронный адрес: eg24@yandex.ru

гелиосфере обычно выделяют углеродные и кремниевые частицы (Дрэйн, 2009). Массовая доля межзвездной пыли от общей массы локальной межзвездной среды составляет ≈1% (Манн, 2010). Из-за различных физических процессов (например, из-за фотоионизации или из-за столкновения с электронами) частицы межзвездной пыли приобретают положительный электрический заряд. Будучи заряженными, пылевые частицы испытывают влияние гелиосферного магнитного поля, что сильно усложняет динамику движения этих частиц по сравнению с динамикой движения межзвездных атомов (без учета перезарядки атомов с протонами).

Трудность обнаружения частиц межзвездной пыли была связана с наличием в гелиосфере межпланетной пыли, которая образуется из астероидов, комет и других крупных объектов. Поэтому для обнаружения межзвездных пылевых частиц на космическом аппарате Улисс (Грюн и др., 1994) необходимо было использовать направление потока межзвездной среды, которое к тому моменту уже было известно (по измерениям межзвездных атомов гелия). Более того, миссия Улисса была замечательна тем, что это был первый космический аппарат, траектория которого выходила из плоскости эклиптики, и, следовательно, процесс отделения частиц межзвездной пыли от частиц межпланетной пыли становился проще, поскольку межпланетная пыль находится преимущественно в плоскости эклиптики (например, частицы, образующие зодиакальный свет). Впоследствии параметры межзвездной пыли также определялись по измерениям, проведенным на космических аппаратах Галилео (Алтобелли и др., 2005) и Кассини (Алтобелли и др., 2007).

Теоретическое моделирование распределения межзвездной пыли началось с пионерских работ Берто, Бламонт (1976) и Леви, Йокипи (1976). Они исследовали отдельное влияние гравитационной и электромагнитной силы на распределение пылевых частиц в гелиосфере. Следующая волна интереса к изучению межзвездной пыли была связана с измерениями, полученными на КА Улисс. В серии работ Ландграф и др. (2000), Ландграф и др. (2003) были проанализированы эти измерения с помощью моделирования методом Монте-Карло. Они рассматривали совместное влияние гравитационной силы, силы радиационного давления и электромагнитных сил на частицы межзвездной пыли в присутствии нестационарного гелиосферного магнитного поля. Распределение межзвездной пыли и эффект фильтрации пылевых частиц на границе гелиосферы были исследованы в работах Чеховски, Манн (2003), Алексашов и др. (2016). В работе Славин и др. (2012) была построена трехмерная модель распределения межзвездной пыли для двух различных конфигураций гелиосферного магнитного поля (фазы фокусировки и дефокусировки отдельно). Также в этой работе учитываются турбулентность межзвездного магнитного поля (благодаря которой у пылинок появляются дополнительные компоненты скорости) и зависимость поверхностного потенциала частиц пыли от гелиоцентрического расстояния. Современные исследования межзвездной пыли связаны с работами Стеркен и др. (2012), Стеркен и др. (2019), Страб и др. (2015), Страб и др. (2019). Используемые в этих работах модели распределения межзвездной пыли являются развитием более ранней модели Ландграфа и др. (2000). Они используют более совершенную технику численного счета, а также актуальные параметры межзвездной среды и гелиосферы, полученные из последних экспериментальных данных. Мищенко и др. (2020) применили лагранжевый метод (Осипцов, 2000) для изучения особенностей в распределении концентрации межзвездной пыли в гелиосфере. В упрощенной стационарной постановке, в которой гелиосферный токовый слой представляет собой плоскость, совпадающую с плоскостью солнечного экватора, было продемонстрировано существование сингулярностей в распределении концентрации. Они показали, что эти сингулярности образуют несколько плотных слоев частиц межзвездной пыли по обе стороны от плоскости токового слоя. Данные особенности не были обнаружены в предыдущих работах, посвященных изучению распределения межзвездной пыли в гелиосфере, поскольку в этих работах моделирование проводилось методом Монте-Карло, при использовании которого для поиска особенностей требуются сетки расчетной области чрезвычайно высокого разрешения. В этой работе мы используем сетку расчетной области, ячейки которой по одному из направлений имеют размер  $10^{-3}$  а.е., а для исследования эффектов вблизи сингулярностей использовались ячейки размера  $10^{-6}$  a.e.

Мищенко и др. (2020) использовали предположение, что в локальной межзвездной среде все частицы межзвездной пыли имеют одинаковую скорость. Однако из-за того, что пылевые частицы имеют положительный электрический заряд, они вступают во взаимодействие с межзвездным магнитным полем. Неоднородности межзвездного магнитного поля ведут к ускорению заряженных частиц (Хоанг и др., 2012), которое нарушает однородность в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям в локальной межзвездной среде и вносит в это распределение дисперсию. Цель данной работы — исследовать влияние дисперсии в распределении частиц межзвездной пыли по скоростям на возникновение особенностей в распределении концентрации в гелиосфере. В работе Славин др. (2012) также рассматривается дисперсия в невозмущенном потоке межзвездной пыли, однако ее влияние на возникновение особенностей они не исследуют, поскольку для вычислений используется сетка расчетной области гораздо более низкого разрешения, чем в настоящей работе — ячейки размером в 5 а.е. по каждому направлению.

## ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

# Математическая постановка задачи

Для описания движения частиц межзвездной пыли в гелиосфере мы используем кинетический подход, который состоит в вычислении функции распределения межзвездной пыли по скоростям  $f_d(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ . Кинетическое уравнение для поиска функции распределения  $f_d(t, \mathbf{r}, \mathbf{v})$ :

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{v}} = 0, \qquad (1)$$

где **F** — результирующая сила, действующая на частицы пыли. В правой части (1) стоит 0, поскольку мы пренебрегаем упругими столкновениями частиц между собой и их взаимодействием с протонами и электронами в гелиосфере (Густафсон, 1994). В данной работе мы рассматриваем стационарную модель гелиосферного магнитного поля и стационарные граничные условия, поэтому решение кинетического уравнения также будет стационарным,  $\frac{\partial f_d}{\partial t} = 0$ :

$$\mathbf{v} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \mathbf{v}} = 0.$$
 (2)

Для корректной математической постановки нужно сформулировать граничные условия. В данном случае для того, чтобы понять, как распределение межзвездной пыли изменяется внутри области сверхзвукового солнечного ветра, мы предполагаем, что поток межзвездной пыли является невозмущенным за пределами внутренней ударной волны (Termination Shock, TS) ударной волны, которая ограничивает область распространения сверхзвукового солнечного ветра в модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой. В дальнейшем это поможет нам отделить изменения распределения пыли в области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой (Алексашов и др., 2016) от изменений в области сверхзвукового солнечного ветра. Поэтому граничное условие в физическом пространстве поставим на сфере радиуса  $r_{TS}$ , где  $r_{TS}$  — кратчайшее расстояние от Солнца до TS:

$$f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_{r=r_{TS}, \, \mathbf{v} \cdot \mathbf{e}_n > 0} = f_{TS}(\mathbf{v}), \tag{3}$$

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 1 2021



**Рис.** 1. Декартова система координат *Охуг*. Начало координат *О* соответствует положению Солнца. Ось *Оу* направлена противоположно вектору скорости движения локальной межзвездной среды относительно Солнца **v**<sub>ISM</sub>. Ось *Ог* совпадает с осью вращения Солнца. Сферические координаты вводятся стандартным способом.

где  $f_{TS}(\mathbf{v})$  — функция распределения межзвездной пыли за пределами TS,  $\mathbf{e}_n$  — вектор единичной внутренней нормали к сфере радиуса  $r_{TS}$ . В дальнейшем мы обсудим детально конкретный вид функции  $f_{TS}(\mathbf{v})$ .

Для завершения математической постановки задачи нужно также сформулировать граничное условие в пространстве скоростей:

$$f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})|_{v \to \infty} = 0. \tag{4}$$

Заметим, что каждая конкретная задача, которую можно описать с помощью математической постановки (2)–(4), будет определяться полем результирующей силы  $\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  и граничной функцией распределения  $f_{TS}(\mathbf{v})$ .

### Анализ действующих сил

Введем декартову систему координат, как показано на рис. 1. На частицы пыли основное влияние оказывают четыре силы (Катушкина, Измоденов, 2019): центрально-симметричные силы гравитационного притяжения  $\mathbf{F}_{grav}$  и радиационного давления  $\mathbf{F}_{rad}$ , электромагнитная сила  $\mathbf{F}_{el}$ , а также сила трения  $\mathbf{F}_{drag}$  пылевых частиц с протонами, электронами и нейтральными атомами. Оценки показывают, что в гелиосфере силой  $\mathbf{F}_{drag}$  можно пренебречь (Густафсон, 1994).



Рис. 2. Расчетная область — квадрат со стороной  $2\hat{r}_{TS} = 2\frac{r_{TS}}{L_1}$ , описанный около окружности радиуса  $\hat{r} = \hat{r}_{TS}$  в плоскости  $\hat{x} = 0$ , где  $r_{TS}$  — расстояние от Солнца до TS. Ячейки расчетной области — прямоугольники размера  $\Delta \hat{y} \times \Delta \hat{z}$ .

Сила гравитационного притяжения  $\mathbf{F}_{grav}$  имеет следующий вид:

$$\mathbf{F}_{grav} = -\frac{GM_S}{r^2} \mathbf{e}_r,\tag{5}$$

где G — гравитационная постоянная,  $M_S$  — масса Солнца.

Поскольку вектор  $\mathbf{F}_{grav}$  коллинеарен вектору  $\mathbf{F}_{rad}$ , и абсолютные величины этих векторов пропорциональны  $r^{-2}$ , удобно ввести безразмерный параметр  $\beta$ , который является отношением абсолютных величин этих векторов:

$$\beta = \frac{|\mathbf{F}_{rad}|}{|\mathbf{F}_{grav}|}.$$
 (6)

В данной работе для простоты мы рассматриваем частицы сферической формы. В этом случае параметр  $\beta$  зависит только от характеристик звезды и от массы частицы (см. Катушкина, Измоденов, 2019). Здесь мы используем зависимость  $\beta = \beta(m)$ из Стеркен и др. (2012) (зеленая сплошная линия на рис. 14 из этой работы). Выражение для силы радиационного давления следующее:

$$\mathbf{F}_{rad} = \beta \frac{GM_S}{r^2} \mathbf{e}_r.$$
 (7)

Силовые линии гелиосферного магнитного поля вморожены в солнечный ветер, поэтому если перейти в систему координат, связанную с солнечным ветром, то можно записать выражение для электромагнитной силы (в Гауссовой системе единиц), используя скорость пылевых частиц относительно солнечного ветра  $\mathbf{v}_{rel}$ :

$$\mathbf{F}_{el} = \frac{q}{c_0 m_d} \left( \mathbf{v}_{rel} \times \mathbf{B} \right). \tag{8}$$

Здесь  $\mathbf{v}_{rel} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_p$ , q — заряд частицы,  $c_0$  — скорость света в вакууме,  $m_d$  — масса частицы,  $\mathbf{v}_p$  скорость солнечного ветра, В — гелиосферное магнитное поле. Заряд частицы выражается через поверхностный потенциал U<sub>d</sub> и радиус частицы:  $q = U_d a$ . Потенциал  $U_d$  в сверхзвуковом солнечном ветре изменяется несущественно (рис. 2 из Алексашов и др., 2016, рис. 2 из Славин и др., 2012), поэтому для простоты мы полагаем его постоянным. При моделировании траекторий пылинок вне области сверхзвукового солнечного ветра, конечно, нужно учитывать изменения величины потенциала с гелиоцентрическим расстоянием, однако это выходит за рамки данной работы. Масса сферической частицы  $m_d = \frac{4}{3} \rho_d \pi a^3$ , где  $\rho_d$  — массовая плотность частиц. Солнечный ветер полагается сферически-симметричным, распространяющимся с постоянной скоростью  $\mathbf{v}_p =$  $= v_{sw} \mathbf{e}_r$ . Для гелиосферного магнитного поля используется паркеровская модель:

$$B_{r} = \pm B_{E} \left(\frac{r_{E}}{r}\right)^{2}, \qquad (9)$$
$$B_{\phi} = \mp \frac{B_{E}\Omega r_{E}}{v_{sw}} \left(\frac{r_{E}}{r}\right) \sin \theta, \\B_{\theta} = 0,$$

где B<sub>E</sub> — усредненная величина магнитного поля на орбите Земли,  $r_E$  — астрономическая единица, Ω-угловая скорость вращения Солнца. Знак ± характеризует полярность магнитного поля в зависимости от положения относительно гелиосферного токового слоя. Здесь для простоты мы полагаем, что гелиосферный токовый слой является плоским (плоскость Оху на рис. 1). В реальности это не так, поскольку существует ненулевой угол между осью вращения Солнца и его магнитной осью, поэтому гелиосферный токовый слой из-за вращения Солнца вокруг своей оси принимает форму "юбки балерины" (ballerina skirt). Также в данной работе мы предполагаем, что магнитное поле является стационарным, т.е. плоскость токового слоя в данной системе координат покоится, и в области z>0 компонента магнитного поля  $B_r < 0, \, B_\phi > 0,$ а в области z < 0, наоборот,  $B_r > 0$ ,  $B_{\phi} < 0$ . Однако на самом деле гелиосферное магнитное поле изменяется в течение 22-летнего цикла солнечной активности и, в частности, изменяет свою полярность каждые 11 лет. В будущем мы планируем развить нашу модель на случай нестационарного магнитного поля.

Таким образом, можем записать поле результирующей силы, действующей на частицы пыли:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = (\beta - 1)GM_s \frac{\mathbf{e}_r}{r^2} + (10) + \frac{q}{c_0 m_d} [(\mathbf{v} - \mathbf{v}_p) \times \mathbf{B}].$$

### Граничное условие

В данной работе мы предполагаем, что вне TS частицы межзвездной пыли представляют из себя однородный поток частиц, движущийся со средней скоростью  $\mathbf{v}_{ISM}$ , в который внесена дисперсия по компоненте скорости  $v_z$ . Межзвездное магнитное поле имеет пространственные и временные неоднородности, которые служат источником ускорения заряженных частиц в межзвездной среде (Хоанг и др., 2012). Вследствие этого ускорения и возникает дисперсия в распределении межзвездной пыли по скоростям. Ниже будет показано, что относительно маленькие значения дисперсии только лишь по одной компоненте скорости  $v_z$  уже существенно влияют на результаты. Вид граничной функции распределения  $f_{TS}(\mathbf{v})$ :

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM}\delta(v_x) \times$$
(11)  
  $\times \delta(v_y + v_{ISM}) \frac{1}{\sigma_z \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right),$ 

где  $\delta$  — дельта-функция Дирака,  $\sigma_z$  — дисперсия по компоненте скорости  $v_z$ . При  $\sigma_z \rightarrow 0$  выражение (11) вырождается в функцию распределения, соответствующую случаю, когда все частицы пыли имеют одинаковую скорость **v**<sub>ISM</sub>:

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM}\delta(v_x)\delta(v_y + v_{ISM})\delta(v_z), \quad (12)$$

и постановка задачи становится идентичной постановке задачи в работе Мищенко и др. (2020). Славин и др. (2012) моделируют дисперсию с помощью добавления дополнительной скорости, лежащей в плоскости, перпендикулярной направлению межзвездного магнитного поля в области, откуда начинают свое движение пылевые частицы. Эта добавочная компонента скорости имеет фиксированную величину (3 км/с), но случайное направление в указанной плоскости. В настоящей работе мы моделируем дисперсию только по одной компоненте скорости  $v_z$ , однако за счет использования нормального распределения, величина добавочной компоненты будет отличаться для разных пылинок.

#### Безразмерная постановка задачи

В качестве характерной длины в данной задаче рассмотрим величину  $L_1 = \frac{GM_S}{v_{ISM}^2}$ , а в качестве характерной скорости — величину скорости движения локальной межзвездной среды  $v_{ISM}$ . Поскольку задача является линейной и однородной по  $f_d(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ , то заменой  $f_d \rightarrow \frac{f_d}{n_{ISM}}$  мы избавимся от параметра  $n_{ISM}$ , возникающего в (11). Тогда после обезразмеривания постановка задачи (2)–(4), (10), (11) примет вид

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{v}} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \hat{\mathbf{r}}} + \hat{\mathbf{F}} \cdot \frac{\partial f_d}{\partial \hat{\mathbf{v}}} = 0, \\ \hat{f}_d(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{v}})|_{\hat{r} = \hat{r}_{TS}, \, \hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n > 0} = \delta(\hat{v}_x)\delta(\hat{v}_y + 1)\frac{1}{\hat{\sigma}_z\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\hat{v}_z^2}{2\hat{\sigma}_z^2}\right), \\ \hat{f}_d(\hat{\mathbf{r}}, \hat{\mathbf{v}})|_{\hat{v} \to \infty} = 0, \end{cases}$$
(13)

где  $\hat{\mathbf{r}} = \frac{\mathbf{r}}{L_1}, \ \hat{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{v}}{v_{ISM}}, \ \hat{f}_d = \frac{f_d}{v_{ISM}^3}, \ \hat{\mathbf{F}} = \frac{\mathbf{F}L_1}{v_{ISM}^2}, \ \hat{\sigma}_z = \frac{\sigma_z}{v_{ISM}}, \ \hat{r}_{TS} = \frac{r_{TS}}{L_1}.$  Выпишем выражение для поля результирующей силы в безразмерном виде:

$$\hat{\mathbf{F}} = (\beta - 1)\frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} +$$

$$+ sgn(\hat{z})\frac{v_{em}^2}{v_{ISM}^2} \left(\frac{v_{ISM}}{v_{sw}}\hat{\mathbf{v}} - \mathbf{e}_r\right) \times$$

$$\times \left(-\frac{L_\Omega}{L_1}\frac{\mathbf{e}_r}{\hat{r}^2} + \frac{sin\theta}{\hat{r}}\mathbf{e}_{\varphi}\right),$$
(14)

где  $L_{\Omega} = \frac{v_{sw}}{\Omega}, v_{em}^2 = \frac{qB_E\Omega r_E^2}{c_0m_d}$ . Таким образом, безразмерная постановка задачи содержит пять безразмерных параметров:

$$\hat{\sigma}_z, \beta, \varepsilon =$$
 (15)

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47 № 1 2021

$$= \frac{v_{em}^2}{v_{ISM}^2} = \frac{3U_d B_E R_E^2 \Omega}{4\pi c_0 \rho_d a^2 v_{ISM}^2}, \frac{v_{ISM}}{v_{sw}}, \frac{L_\Omega}{L_1}.$$

#### Плоские траектории

Рассмотрим проекцию выражения (14) на ось *Ox*:

$$\hat{F}_x = (\beta - 1)\frac{\hat{x}}{\hat{r}^3} + \operatorname{sgn}(\hat{z})\varepsilon\frac{\hat{x}\hat{z}}{\hat{r}^3} + (16)$$
$$+ \operatorname{sgn}(\hat{z})\varepsilon\frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \left(-\frac{L_\Omega}{L_1}\frac{\hat{v}_y\hat{z} - \hat{v}_z\hat{y}}{\hat{r}^3} - \frac{\hat{v}_z\hat{x}}{\hat{r}^2}\right).$$

Поскольку значение безразмерного параметра  $\frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \approx 0.05 \ll 1$ , то можем пренебречь соответствующим членом в (16), и тогда в упрощенном виде проекция безразмерной силы на ось Ox примет следующий вид:

$$\hat{F}_x = (\beta - 1)\frac{\hat{x}}{\hat{r}^3} + \operatorname{sgn}(\hat{z})\varepsilon\frac{\hat{x}\hat{z}}{\hat{r}^3}.$$
 (17)

Значит, частицы, которые при пересечении TS имеют следующие начальные условия:

$$\hat{x}|_{TS} = 0, \quad \hat{v}_x|_{TS} = 0,$$
 (18)

не покинут плоскость  $\hat{x} = 0$  во время своего движения в гелиосфере, согласно теореме существования и единственности решения задачи Коши. Для простоты и наглядности в настоящей работе мы будем рассматривать только такие частицы, траектории которых целиком лежат в плоскости  $\hat{x} = 0$ .

### Метод решения

Для решения кинетического уравнения мы используем метод Монте-Карло. Расчетная область разбивается на прямоугольные ячейки  $\Delta \hat{y} \times \Delta \hat{z}$ (рис. 2), причем  $\Delta \hat{z} \ll \Delta \hat{y}$ , потому что слои с особенностями в распределении концентрации, найденные в Мищенко и др. (2020), ориентированы горизонтально. Более того, поскольку эти слои имеют приблизительно нулевую толщину, необходимо сильно уменьшать величину  $\Delta \hat{z}$  для того, чтобы обнаружить эти особенности с помощью моделирования методом Монте-Карло.

Для каждой частицы межзвездной пыли ее начальное положение на сфере радиуса  $r_{TS}$  и начальная скорость генерируются случайным образом по функции распределения  $f_{TS}(\mathbf{v})$  из (13). При движении каждой конкретной частицы пыли в гелиосфере мы фиксируем промежутки времени  $t_i$ , которые эта частица провела в ячейках сетки расчетной области ( $t_i = 0$ , если данная частица не попала в ячейку). Таким образом, согласно кинетическому определению функции распределения и концентрации, а также по закону больших чисел:

$$\frac{\hat{F}_0}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{t_i}{\Delta \hat{\mathbf{r}}_c \Delta \hat{\mathbf{v}}_c} \to f_d(\hat{\mathbf{r}}_c, \hat{\mathbf{v}}_c), \tag{19}$$

$$\frac{\hat{F}_0}{N} \sum_{i=1}^N \frac{t_i}{\Delta \hat{\mathbf{r}}_c} \to n_d(\hat{\mathbf{r}}_c).$$
(20)

Здесь N — количество рассмотренных частиц,  $\hat{\mathbf{r}}_c, \hat{\mathbf{v}}_c$  — координаты центра ячейки в фазовом пространстве,  $\Delta \hat{\mathbf{r}}_c$  — объем ячейки в физическом пространстве,  $\Delta \hat{\mathbf{r}}_c \Delta \hat{\mathbf{v}}_c$  — объем ячейки в фазовом пространстве,  $\hat{F}_0$  — поток частиц пыли, входящих в расчетную область через границу в единицу времени в безразмерном виде:

$$\hat{F}_0 = \tag{21}$$

$$= \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left( \int_{(\hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n) > 0} (\hat{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{e}_n) \hat{f}_{TS}(\hat{\mathbf{v}}) d\hat{\mathbf{v}} \right) \hat{r}_{TS} d\varphi = 2\hat{r}_{TS}.$$

### Технические детали

В данной работе мы рассматриваем частицы радиуса 0.37 мкм. Для этих частиц  $\beta = 1$ , следовательно, гравитационная сила и сила радиационного давления в (14) взаимно уничтожаются.

Для расчетов мы использовали следующие численные значения параметров:  $r_{TS} = 100$  a.e.,  $v_{ISM} = 26.4$  км/с,  $M_S = 2 \times 10^{30}$  кг,  $v_{sw} = 400$  км/с,  $R_E = 1$  a.e.,  $U_d = +3$  В,  $B_E = 30$  мкГ,  $\rho_d = 2500$  кг/м<sup>3</sup>,  $\Omega = 2.9 \times 10^{-6}$  с<sup>-1</sup>.

Размер ячеек сетки расчетной области, если он не указан отдельно, составляет 0.1 а.е.  $\times$  0.001 а.е. по направлениям Oy и Oz соответственно. Для решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих динамику движения пылевых частиц, используется метод Рунге—Кутты четвертого порядка.

Заметим также, что выбранное фиксированное положение гелиосферного токового слоя соответствует фазе фокусировки гелиосферного магнитного поля, т.е. случаю, когда траектории частиц межзвездной пыли прижимаются к плоскости токового слоя. Для этого выпишем проекцию на ось z силы, действующей на пылинки:

$$\hat{F}_{z} = (\beta - 1)\frac{\hat{z}}{\hat{r}^{3}} + (22) + \operatorname{sgn}(\hat{z})\varepsilon \left[ -\frac{\hat{x}^{2} + \hat{y}^{2}}{\hat{r}^{3}} + \frac{v_{ISM}}{v_{sw}} \left( -\frac{L_{\Omega}}{L_{1}}\frac{\hat{v}_{x}\hat{y} - \hat{v}_{y}\hat{x}}{\hat{r}^{3}} + \frac{\hat{v}_{x}\hat{x} + \hat{v}_{y}\hat{y}}{\hat{r}^{2}} \right) \right],$$

где вновь  $\frac{v_{ISM}}{v_{sw}}\approx 0.05\ll 1,$  поэтому на больших гелиоцентрических расстояниях ведущим членом будет

$$-\operatorname{sgn}(\hat{z})\varepsilon \frac{\hat{x}^2 + \hat{y}^2}{\hat{r}^3}.$$
 (23)

Видно, что в таком случае при  $\hat{z} > 0$  компонента силы  $\hat{F}_z < 0$ , поэтому на частицы пыли будет действовать притягивающая к токовому слою сила. Аналогично при  $\hat{z} < 0$  имеем  $\hat{F}_z > 0$ .



**Рис. 3.** Карта распределения концентрации (плоскость x = 0) при отсутствии дисперсии в граничном распределении. Тонкие структуры желтого цвета соответствуют каустикам. В правом нижнем углу аналогичное распределение из Мищенко и др. (2020). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 2\,000\,000$ .

## РЕЗУЛЬТАТЫ

# Особенности в распределении концентрации

В работе Мищенко и др. (2020) было показано, что при отсутствии дисперсии в граничном распределении траектории частиц межзвездной пыли образуют каустики, на которых расположены особенности в распределении концентрации. Каустика представляет собой огибающую семейства траекторий пылевых частиц. По определению, каустика каждым своим сегментом касается бесконечного числа траекторий частиц, что и является причиной возникновения особенностей. Эти особенности можно относительно легко находить с помощью лагранжевого подхода (который использовался в работе Мищенко и др., 2020), однако в данном разделе мы покажем, что упомянутые особенности можно находить и с помощью метода Монте-Карло, хотя с вычислительной точки зрения это будет менее эффективно.

На рис. 3 продемонстрирована карта распределения концентрации межзвездной пыли вместе с линиями тока. Показана окрестность гелиосферного токового слоя. Симметричные структуры желтого цвета, которые ограничивают область повышенной концентрации, соответствуют каустикам. При моделировании методом Монте-Карло они представляют собой тонкие области, где происходит резкое увеличение концентрации (рис. 4). Внутри области, ограниченной каустиками, образуется сложная структура, состоящая из множества локальных максимумов в распределении концентрации.

Поскольку сетка расчетной области состоит из ячеек конечного размера, для обнаружения особенностей в распределении концентрации при моделировании методом Монте-Карло необходима сетка очень высокого разрешения. На рис. 5 показано, как распределение концентрации межзвездной пыли вдоль линии (x = 0, y = 2) изменяется при варьировании размера ячейки расчетной сетки  $\Delta z$ . Концентрация межзвездной пыли в ячейке, содержащей точку каустики, увеличивается при уменьшении параметра  $\Delta z$ , поэтому в этой ячейке расположена особенность в распределении концентрации.

Механизм формирования каустик можно увидеть на следующем примере. Рассмотрим частицы, вылетающие из узкой щели на границе расчетной области (рис. 6). Трубка тока, образованная траекториями этих частиц, при приближении к Солнцу начинает сужаться, и в точке каустики ее ширина достигает минимального значения (ширина приблизительно в тысячу раз меньше, чем на границе расчетной области). Из закона сохранения массы

$$nv\Sigma = \text{const}$$
 (24)

концентрация n достигает своего максимального значения в точке, где ширина  $\Sigma$  является минимальной, поскольку v (компонента скорости по



**Рис. 4.** Распределение концентрации вдоль линии (x = 0, y = 2). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 2\,000\,000$ .



**Рис. 5.** Распределение концентрации вдоль той же линии, что и на рис. 4. Четыре линии разного цвета соответствуют различным значениям размера ячеек расчетной сетки в направлении оси Oz ( $\Delta y = 0.1$  а.е.,  $\Delta z =$ = {0.05 а.е., 0.01 а.е., 0.005 а.е., 0.001 а.е.}). Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 2\,000\,000$ .

оси y) практически не изменяется вдоль траектории.

### Влияние дисперсии в граничном распределении

В данной работе мы рассматриваем главным образом дисперсию по компоненте скорости  $v_z$ , поскольку мы моделируем траектории лишь в плоскости симметрии x = 0 (поэтому дисперсию по компоненте скорости  $v_x$  мы не учитываем), а из рис. 11 (см. ниже) видно, что дисперсия по компоненте скорости  $v_y$  оказывает меньшее влияние на распределение, чем дисперсия по компоненте скорости  $v_z$ .

Для того чтобы исследовать влияние дисперсии на распределение межзвездной пыли, проводились вычисления для нескольких различных значений параметра  $\hat{\sigma}_z$ : 0, 0.01, 0.02, 0.04. На рис. 7 представлены карты распределения концентрации для четырех различных значений  $\hat{\sigma}_z$ . С увеличением значения параметра  $\hat{\sigma}_z$  каустики размываются, и особенности в распределении концентрации пропадают. Области повышенной концентрации остаются только в окрестности токового слоя. Данные области образуются за счет увеличения амплитуды электромагнитной силы при уменьшении гелиоцентрического расстояния. Увеличение амплитуды электромагнитной силы ведет к уменьшению амплитуды осцилляций частиц вокруг плоскости токового слоя. и. следовательно. общий поток частиц межзвездной пыли начинает прижиматься к плоскости токового слоя, образуя области повы-



**Рис. 6.** Трубка тока из траекторий частиц, вылетающих из узкой щели на границе расчетной области. Показано, как ширина этой трубки изменяется при приближении к Солнцу. Точка минимальной ширины трубки тока лежит на каустике. Размеры вставок 0.6 (a.e.) × 0.025 (a.e.). Размер частиц *a* = 0.37 мкм.



**Рис. 7.** Сравнение карт распределения концентрации для различных значений дисперсии  $\hat{\sigma}_z$ : 0, 0.01, 0.02, 0.04. Особенности в распределении концентрации пропадают при появлении дисперсии в граничном распределении. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 2\,000\,000$ .

шенной концентрации. Из рис. 8 хорошо видно, как сильно концентрация в ячейках, содержащих точки каустики при  $\hat{\sigma}_z = 0$ , уменьшается при появлении дисперсии в граничном распределении, а также при дальнейшем увеличении этой дисперсии. При дисперсии в 4% уже не наблюдается никаких признаков ранее существовавших особенностей, а поток частиц межзвездной пыли все больше становится похож на невозмущенный. Причины исчезновения особенностей можно увидеть на рис. 9, 10. На рис. 9 продемонстрированы траектории частиц, запущенных из тонкой щели на границе расчетной области, для разных значений параметра  $\hat{\sigma}_z$ . Как было упомянуто выше, резкое уменьшение ширины такой трубки тока при  $\hat{\sigma}_z = 0$  служило причиной возникновения особенностей в распределении концентрации. В данном случае при ненулевой дисперсии траектории частиц начинают



**Рис. 8.** Сравнение распределений концентрации вдоль линии (x = 0, y = 2) для различных значений дисперсии  $\hat{\sigma}_z$ : 0, 0.01, 0.02, 0.04. Структура распределения концентрации резко изменяется при изменении дисперсии  $\hat{\sigma}_z$ . Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 2–3%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 2\,000\,000$ .



**Рис. 9.** При появлении дисперсии в граничной функции распределения траектории частиц, вылетающих из узкой щели на границе расчетной области, расходятся. Размер частиц *a* = 0.37 мкм.

разлетаться, и, следовательно, концентрация в точках, являющихся точками каустики при  $\hat{\sigma}_z = 0$ , перестает неограниченно возрастать. На рис. 10 представлены распределения потоков концентрации в окрестности точки, являющейся точкой каустики при  $\hat{\sigma}_z = 0$ , для разных значений параметра  $\hat{\sigma}_z$ . Можно заметить, что максимум потока от траекторий, запущенных из тонкой щели на границе расчетной области, приблизительно обратно пропорционален величине дисперсии  $\hat{\sigma}_z$ . Таким образом, даже маленькие значения дисперсии в начальном распределении частиц межзвездной

пыли существенно влияют на ее распределение внутри гелиосферы.

Для того чтобы показать влияние дисперсии, внесенной по компоненте скорости  $v_y$ , можно вместо граничного условия (11) рассмотреть следующее:

$$f_{TS}(\mathbf{v}) = n_{ISM} \delta(v_x) \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \times$$
(25)  
 
$$\times \exp\left[-\frac{(v_y + v_{ISM})^2}{2\sigma_y^2}\right] \delta(v_z),$$



**Рис. 10.** Распределение потоков концентрации в окрестности точки каустики (при  $\hat{\sigma}_z = 0$ ) для различных значений дисперсии  $\hat{\sigma}_z$ : 0, 0.00004, 0.0004, 0.004, 0.04. Для построения данного рисунка необходимо было добиться сходимости по размерам ячейки расчетной сетки, количеству рассмотренных частиц и шагу интегрирования. Для случая  $\hat{\sigma}_z = 0$  размер ячейки  $\Delta z$  выбирался равным 0.000001 (a.e.), что в 1000 раз меньше, чем соответствующий размер ячеек сетки, на которой проводилось большинство расчетов в данной работе. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 5%. Размер частиц a = 0.37 мкм.



**Рис. 11.** Сравнение карт распределения концентрации для различных значений дисперсии  $\hat{\sigma}_y$ , внесенной по компоненте скорости  $v_y$ : 0, 0.01, 0.02, 0.04. Вид областей повышенной концентрации практически не изменяется с увеличением дисперсии. Относительная статистическая ошибка в каждой точке не превышает 5–6%. Размер частиц a = 0.37 мкм. Количество траекторий  $N = 200\,000$ .

которое в безразмерном виде выглядит так:

$$f_{TS}(\hat{\mathbf{v}}) = \delta(\hat{v}_x) \frac{1}{\hat{\sigma}_y \sqrt{2\pi}} \times$$
(26)  
 
$$\times \exp\left[-\frac{(\hat{v}_y + 1)^2}{2\hat{\sigma}_y^2}\right] \delta(\hat{v}_z).$$

На рис. 11 представлено сравнение двумерных распределений концентрации при различных значениях дисперсии  $\hat{\sigma}_y$ , внесенной по компоненте скорости  $v_y$ . Видно, что при тех же величинах дисперсии ( $\hat{\sigma}_y$ : 0, 0.01, 0.02, 0.04), которые выбирались и для моделирования с дисперсией, внесенной по компоненте скорости  $v_z$ , вид области повышенной

концентрации при увеличении дисперсии практически не изменяется. Особенности в распределении концентрации так же, как и прежде, пропадают при появлении дисперсии. Однако для того, чтобы добиться того же эффекта устранения областей повышенной концентрации, что и для случая дисперсии, внесенной по компоненте скорости  $v_z$ , необходимо использовать более высокие значения дисперсии. Связано это с тем, что области повышенной концентрации вытянуты вдоль оси Oy, и, следовательно, в силу стационарности постановки задачи, относительно маленькие изменения компоненты скорости  $v_y$  не могут существенно повлиять на распределение концентрации межзвездной пыли.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы показали, что особенности в распределении концентрации межзвездной пыли в гелиосфере, найденные в работе Мищенко и др. (2020) с помощью лагранжевого подхода, можно также находить при помощи моделирования методом Монте-Карло. Однако это сопряжено с использованием ячеек сетки расчетной области очень маленького размера. В наших расчетах необходимо было использовать в окрестности точек каустики ячейки, размеры которых в направлении оси Ozне превышают  $10^{-3}$  а.е. С вычислительной точки зрения разбить всю расчетную область на ячейки такого размера невозможно, а более слабое разрешение по сетке (т.е. ячейки большего размера) не позволяет улавливать точки каустики.

Моделирование дисперсии в граничном распределении было проведено с помощью нормального распределения по одной из компонент скорости. Было установлено, что появление дисперсии ведет к исчезновению каустик и сглаживанию областей повышенной концентрации. Известно (Хоанг и др., 2012), что дисперсия межзвездной пыли по скоростям может достигать 15% в межзвездной среде ввиду неоднородностей межзвездного магнитного поля по пространству и по времени. Однако из результатов моделирования ясно, что значительные качественные и количественные изменения в распределении концентрации наблюдаются даже при значениях дисперсии, не превышающих 5%. Таким образом, эффект дисперсии скоростей необходимо учитывать при поиске областей повышенной концентрации в гелиосфере.

В будущем мы планируем развить нашу модель на случай нестационарного гелиосферного магнитного поля, в котором учитываются 22-летние циклы солнечной активности (в данной работе мы рассматривали стационарное магнитное поле, которое находилось в фазе фокусировки (Манн, 2010) на протяжении всего времени движения пылевых частиц в гелиосфере). Эффект нестационарности магнитного поля является важным эффектом, который оказывает существенное влияние на распределение межзвездной пыли и который, соответственно, необходимо учитывать при моделировании.

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039). Мы благодарим Д.Б. Алексашова, И.И. Балюкина, А. Грановского за конструктивное обсуждение результатов данной работы и за помощь в подготовке текста статьи, а также Фонд "Базис" за поддержку в рамках гранта 18-1-1-22-4.

# СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Алексашов и др. (D.B. Alexashov, O.A. Katushkina , V.V. Izmodenov, and P.S. Akaev), MNRAS 458, 2553 (2016).
- Алтобелли и др. (N. Altobelli, S. Kempf, H. Krüger, M. Landgraf, M. Roy, and E. Grün), J. Geophys. Res. 110, 7102 (2005).
- Алтобелли и др. (N. Altobelli, V. Dikarev, S. Kempf, R. Srama, S. Helfert, G. Moragas-Klostermeyer, M. Roy, and E. Grün), J. Geophys. Res. 112, 7105 (2007).
- Балюкин и др. (I.I. Baliukin, V.V. Izmodenov, E. Möbius, D.B. Alexashov, O.A. Katushkina, and H. Kucharek), Astrophys. J. 850, 119 (2017).
- 5. Берто, Бламонт (J.L. Bertaux and J.E. Blamont), Astron. Astrophys. **11**, 200 (1971).
- 6. Берто, Бламонт (J.L. Bertaux and J.E. Blamont), Nature **262**, 263 (1976).
- 7. Витте и др. (M. Witte, H. Rosenbauer, E. Keppler, H. Fahr, P. Hemmerich, H. Lauche, A. Loidl, and R. Zwick), Astron. Astrophys. **92**, 333 (1992).
- 8. Витте (M. Witte), Astron. Astrophys. **426**, 835 (2004).
- 9. Грюн и др. (E. Grün, B. Gustafson, I. Mann, M. Baguhl, G.E. Morfull, P. Staubach, A. Taylor, and H.A. Zook), Astron. Astrophys. **286**, 915 (1994).
- 10. Густафсон (B.A.S. Gustafson), Ann. Rev 22, 553 (1994).
- 11. Дрэйн (В.Т. Draine), Space Sci. Rev. **143**, 333 (2009).
- Зирнштейн и др. (E.J. Zirnstein, J. Heerikhuisen, H.O. Funsten, G. Livadiotis, D.J. McComas, and N.V. Pogorelov), Astrophys. J. Lett. 818, 30 (2016).
- 13. Измоденов и др. (V.V. Izmodenov, Y.G. Malama, A.P. Kalinin, M. Gruntman, R. Lallement, and I.P. Rodionova), Astrophys. Space Sci. **274**, 71 (2000).

- 14. Измоденов, Алексашов (V.V. Izmodenov and D. B. Alexashov), Astrophys. J. Suppl. Ser. **220:32** (2015).
- 15. Измоденов, Алексашов (V.V. Izmodenov and D.B. Alexashov), Astron. Astrophys. **633:12** (2020).
- Катушкина и др. (O.A. Katushkina, V.V. Izmodenov, D.B. Alexashov, N.A. Schwadron, and D.J. McComas), Astrophys. J. Suppl. Ser. 220:33 (2015).
- 17. Катушкина, Измоденов (О.А. Katushkina and V.V. Izmodenov), MNRAS **486**, 4947 (2019).
- 18. Кюэмэра и др. (E. Quémerais, B.R. Sandel, V.V. Izmodenov, and G.R. Gladstone), *Cross-Calibration of Far UV Spectra of Solar System Objects and the Heliosphere* 141 (2013).
- 19. Ландграф и др. (M. Landgraf, W.J. Baggaley, E. Grün, H. Krüger, and G. Linkert), J. Geophys. Res. **105**, 10343 (2000).
- 20. Ландграф и др. (M. Landgraf, H. Krüger, N. Altobelli, and E. Grün), J. Geophys. Res. **108**, 8030 (2003).
- 21. Леви, Йокипи (Е.Н. Levy and J.R. Jokipii), Nature **264**, 423 (1976).
- 22. МакКомас и др. (D.J. McComas, M. Bzowski, P. Frisch, S.A. Fuselier, M.A. Kubiak, H. Kucharek, T. Leonard, E. Möbius, et al.), Astrophys. J. 801, 28 (2015).
- 23. Манн (I. Mann), Ann. Rev. Astron. Astrophys **48**, 173 (2010).
- 24. Матис и др. (J.S. Mathis, W. Rumpl, and K.H. Nordsieck), Astrophys. J. **217**, 425 (1977).

- 25. Мёбиус (Е. Möbius, P. Bochsler, M. Bzowski, G.B. Crew, H.O. Funsten, S.A. Fuselier, A. Ghielmetti, D. Heirtzler, et al.), Science **326**, 969 (2009).
- 26. Мищенко и др. (A.V. Mishchenko, E.A. Godenko, and V.V. Izmodenov), MNRAS **491**, 2808 (2020).
- 27. Осипцов (A.N. Osiptsov), Astrophys. Sp. Sci. 274, 377 (2000).
- 28. Погорелов и др. (N.V. Pogorelov, J. Heerikhuisen, G.P. Zank, S.N. Borovikov, P.C. Frisch, and D.J. McComas), Astrophys. J. **742**, 104 (2011).
- 29. Славин и др. (J.D. Slavin, P.C. Frisch, H.-R. Müller, J. Heerikhuisen, N.V. Pogorelov, W.T. Reach, and G.P. Zank), Astrophys. J. **760**, 46 (2012).
- 30. Стеркен и др. (V.J. Sterken, N. Altobelli, S. Kempf, G. Schwehm, R. Srama, and E. Grün), Astron. Astrophys. **538**, A102 (2012).
- 31. Стеркен и др. (V.J. Sterken, A.J. Westphal, N. Altobelli, D. Malaspina, and F. Postberg), Space Sci. Rev. **215**, 7, 43 (2019).
- 32. Страб и др. (P. Strub, H. Krüger, and V.J. Sterken), Astrophys. J. **812**, 140 (2015).
- 33. Страб и др. (P. Strub, V.J. Sterken, R. Soja, H. Krüger, E. Grün, and R. Srama), Astron. Astrophys. **621**, A54 (2019).
- 34. Хоанг и др. (Т. Hoang, A. Lazarian, and R. Schlickeiser), Astrophys. J. **747**, 54 (2012).
- 35. Чеховски, Манн (A. Czechowski and I. Mann), Astron. Astrophys. **410**, 165 (2003).

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ЗА 2020 г.\*

# АККРЕЦИЯ, ТЕОРИЯ ДЖЕТОВ И ЗВЕЗДНЫЙ ВЕТЕР

	$\mathbb{N}_{2}$	Стр.
Морфология кривых блеска рентгеновских новых Н 1743-322 и GX 339-4 во время		
их вспышек в период 2005—2019 гг.		
А. С. Гребенев, Ю. А. Дворкович, В. С. Князева и др.	4	231
Внутренняя структура струйных выбросов из молодых звезд, моделируемых		
на установках плазменного фокуса		
В. С. Бескин, И. Ю. Калашников	7	494
О свойствах коронарных выбросов массы у звезд поздних спектральных классов		
И. С. Саванов	12	888

# АКТИВНЫЕ ЯДРА ГАЛАКТИК, КВАЗАРЫ И РАДИОГАЛАКТИКИ

Первые далекие рентгеновские квазары ( $z\sim4$ ) среди источников, открытых телескопом		
еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ в ходе глубокого обзора области		
Дыры Локмана		
Г. А. Хорунжев, А. В. Мещеряков, Р. А. Буренин и др.	3	155
Оптическая спектроскопия объектов СРГ-еРОЗИТА на 2.5-м телескопе Кавказской		
горной обсерватории ГАИШ МГУ		
А. В. Додин, С. А. Потанин, Н. И. Шатский и др.	7	459
Активные ядра среди галактик с полярными кольцами		
Д. В. Смирнов, В. П. Решетников	8	535
Расстояние до сейфертовской галактики NGC 1672 и ее звездное строение		
Н. А. Тихонов, О. А. Галазутдинова	9	624
Спектроскопическое определение красных смещений выборки далеких квазаров		
обсерватории СРГ по наблюдениям на РТТ-150. I		
И. Ф. Бикмаев, Э. Н. Иртуганов, Е. А. Николаева и др.	10	689
Измерение масс сверхмассивных черных дыр в ядрах двух активных галактик методом		
фотометрического эхокартирования		
Е. А. Малыгин, Е. С. Шабловинская, Р. И. Уклеин, А. А. Гроховская	11	774

<sup>\*</sup> Полный перечень фамилий к статьям с более чем четырьмя авторами см. в Авторском указателе за 2020 г.

# ГАЛАКТИКА (МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ)

Параметры вращения Галактики по звездам из областей активного звездообразования		
с данными из каталога Gaia DR2		
О. И. Крисанова, В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	6	395
Изучение вращения Галактики по данным о мазерах и радиозвездах с РСДБ-изме-		
рениями их параллаксов		
В. В. Бобылев, О. И. Крисанова, А. Т. Байкова	7	470
ГАЛАКТИКИ, ГРУППЫ И СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК, МЕЖГАЛАКТИЧЕСКИЙ ГАЗ		
Измерения красных смещений галактик в скоплениях методом многощелевой		
спектроскопии на 1.5-м телескопе РТТ-150		
И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, Р. А. Буренин и др.	1	3
О механизме Линден-Белла образования баров в галактических дисках		
Е. В. Поляченко, И. Г. Шухман	1	15
Спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик, обнаруженных		
по данным обзора обсерватории им. Планка		
И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, И. Ф. Бикмаев и др.	2	79
Протяженный газовый диск в S0 галактике NGC 4143		
О. К. Сильченко, А. В. Моисеев, Д. В. Опарин	5	307
Активные ядра среди галактик с полярными кольцами		
Д. В. Смирнов, В. П. Решетников	8	535
Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов С I и молекул СО		
в межзвездной среде ранних галактик		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик, П. Петижан и др.	11	763
ГАММА-ВСПЛЕСКИ, ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫЕ СОБЫТИЯ		
Образование тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды		
в тесной двойной системе		
И.В. Панов, А.В. Юдин	8	552
GRB 200415А: гигантская вспышка магнитара или короткий гамма-всплеск?		
П. Ю. Минаев, А. С. Позаненко	9	611
Многоволновые наблюдения гамма-всплеска GRB 181201А и обнаружение связанной		
с ним сверхновой		
С. О. Белкин, А. С. Позаненко, Е. Д. Мазаева и др.	12	839

# ЗВЕЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ И АССОЦИАЦИИ, ЗВЕЗДНАЯ ДИНАМИКА

О механизме Линден-Белла образования баров в галактических дисках		
Е.В.Поляченко, И.Г.Шухман	1	15
Исследование кинематики звезд каталога GAIA Data Release 2 with Radial Velocities		
с помощью скалярных и векторных сферических функций		
А. С. Цветков, Ф. А. Амосов, Д. А. Трофимов, С. Д. Петров	1	61
Кинематика близких к Солнцу звезд типа Т Тельца из каталога Gaia DR2		
В. В. Бобылев	2	133
Спектроскопия В и Ве звезд в молодом рассеянном звездном скоплении		
NGC 581 (M 103)		
А.Е.Тарасов	7	505
Использование сферических функций в галактоцентрической системе координат		
для исследования кинематики шаровых звездных скоплений		
А. С. Цветков, Ф. А. Амосов	8	543
Первые орбиты шести широких двойных звезд в окрестности Солнца		
на основе наблюдений GAIA DR2		
О. В. Кияева, Л. Г. Романенко	8	590
Орбиты и структура четверных систем GJ 221.1 и FIN 332		
А. А. Токовинин	9	651
ЗВЕЗДЫ — СВОЙСТВА, КЛАССИФИКАЦИЯ		
Определение физических параметров системы V1413 Aql в спокойном и активном		
состояниях 2012—2017 гг.		
А. А. Татарникова, А. М. Татарников, Т. Н. Тарасова	1	27
Содержание <sup>7</sup> Ве в новой V5668 Sgr не противоречит теории		
Н. Н.Чугай, А. Д. Кудряшов	2	92
Влияние столкновений с водородом на определение содержания титана в холодных		
звездах		
Т. М. Ситнова, С. А. Яковлева, А. К. Беляев, Л. И. Машонкина	2	122
Сверхбыстрая переменность профилей линий в спектрах $ ho$ Leo:		
новые результаты		
А. Ф. Холтыгин, Н. П. Иконникова, А. В. Додин, О. А. Циопа	3	175
Спектроскопия В и Ве звезд в молодом рассеянном звездном скоплении		
NGC 581 (M 103)		
А. Е. Тарасов	7	505

Оптическая спектроскопия высокого разрешения post-AGB сверхгиганта V340 Ser		
(=IRAS 17279-1119)		
В. Г. Клочкова, В. Е. Панчук, Н. С. Таволжанская, М. В. Юшкин	8	562
Эффекты отклонения от ЛТР в линиях рубидия у холодных звезд		
С. А. Коротин	8	575
Эволюционный статус и фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg $$		
Ю. А. Фадеев	8	584
Первые орбиты шести широких двойных звезд в окрестности Солнца на основе		
наблюдений GAIA DR2		
О. В. Кияева, Л. Г. Романенко	8	590
Орбиты и структура четверных систем GJ 221.1 и FIN 332		
А. А. Токовинин	9	651
Влияние столкновений с атомами водорода на эффекты отклонений от ЛТР для		
К I и Са II в атмосферах звезд		
М. Д. Неретина, Л. И. Машонкина, Т. М. Ситнова и др.	9	660
О свойствах коронарных выбросов массы у звезд поздних спектральных классов		
И. С. Саванов	12	888

# ЗВЕЗДЫ — ПЕРЕМЕННЫЕ И ПЕКУЛЯРНЫЕ

Модель пылевой оболочки углеродной мириды V CrB по данным фотометрии,		
спектроскопии ИК-диапазона и спекл-поляриметрии		
А. А. Федотьева, А. М. Татарников, Б. С. Сафонов и др.	1	41
$BV \ I_c g' r' i'$ наблюдения и поиск эволюционных изменений периода цефеиды V1467 Cyg		
Л. Н. Бердников, А. А. Белинский, Е. Н. Пастухова и др.	3	163
Активность молодого солнечного аналога — звезды с экзопланетой DS Tuc		
И. С. Саванов, Е. С. Дмитриенко	3	184
Поиск эволюционных изменений периода цефеиды ET Vul		
Л. Н. Бердников, Е. Н. Пастухова	4	263
Эволюционные и гидродинамические модели короткопериодических цефеид		
Ю. А. Фадеев	5	345
Поиск эволюционных изменений периода классической цефеиды EV Aql		
Л. Н. Бердников	6	415
Эволюционный статус и фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg $$		
Ю. А. Фадеев	8	584
Н 3-75: планетарная туманность с двойной центральной звездой NSV 16624		
В. П. Архипова, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак, А. В. Додин	9	640

Изменения периода цефеиды населения II СС Lyr		
Л. Н. Бердников, А. М. Якоб, Е. Н. Пастухова	9	669
Переменная типа RRab T Men: изменяемость периода и эффект Блажко		
Л. Н. Бердников, А. Ю. Князев, А. К. Дамбис, В. В. Кравцов	10	735
ЗВЕЗДЫ — СТРОЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ		
$BV \ I_c g' r' i'$ наблюдения и поиск эволюционных изменений периода цефеиды V1467 Cyg		
Л. Н. Бердников, А. А. Белинский, Е. Н. Пастухова и др.	3	163
Поиск эволюционных изменений периода цефеиды ET Vul		
Л. Н. Бердников, Е. Н. Пастухова	4	263
Эволюционные и гидродинамические модели короткопериодических цефеид		
Ю. А. Фадеев	5	345
Эволюционный статус Ар-звезд HD 110066 и HD 153882		
А. М. Романовская, Т. А. Рябчикова, Д. В. Шуляк	5	353
Поиск эволюционных изменений периода классической цефеиды EV Aql		
Л. Н. Бердников	6	415
Эволюционный статус и фундаментальные параметры цефеиды V1033 Cyg		
Ю. А. Фадеев	8	584
Изменения периода цефеиды населения II СС Lyr		
Л. Н. Бердников, А. М. Якоб, Е. Н. Пастухова	9	669
Эволюционный статус пульсирующих переменных типа W Vir		
Ю. А. Фадеев	11	783
КАТАКЛИЗМИЧЕСКИЕ ПЕРЕМЕННЫЕ		
Определение физических параметров системы V1413 Aql в спокойном и активном		
состояниях 2012—2017 гг.		
А. А. Татарникова, А. М. Татарников, Т. Н. Тарасова	1	27
Содержание <sup>7</sup> Ве в новой V5668 Sgr не противоречит теории		
Н. Н. Чугай, А. Д. Кудряшов	2	92
Результаты первого года программы поиска поляров 3BS		
М. М. Габдеев, Т. А. Фатхуллин, Н. В. Борисов и др.	7	514
Долгопериодическая карликовая новая V2466 Cyg: сверхвспышки 2003 и 2019 г.		
С. В. Антипин, А. М. Зубарева, А. А. Белинский и др.	10	721
Картирование белых карликов в системах типа АМ Нег		
А. И. Колбин, Н. В. Борисов	12	868

# КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ, НЕТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Study on electron density diagnostics of Si VIII ion for non-Maxwellian		
distribution in Solar transition region		
J. He, Q. Zhang	1	76
МЕЖЗВЕЗДНАЯ СРЕДА, ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ		
Удивительная переменность планетарной туманности IC 4997 = QV Sge		
В. П. Архипова, М. А. Бурлак, Н. П. Иконникова и др.	2	100
Влияние радиативной накачки на населенность вращательных уровней молекул HD		
в диффузных молекулярных облаках межзвездной среды		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик	4	252
Дейтерированные изотопологи воды и метанола в областях звездообразования		
О. В. Кочина, Д. З. Вибе	6	405
Н 3-75: планетарная туманность с двойной центральной звездой NSV 16624		
В. П. Архипова, Н. П. Иконникова, М. А. Бурлак, А. В. Додин	9	640
МЕТОДЫ АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЙ И		
АНАЛИЗА ДАННЫХ, ПРИБОРЫ И ИНСТРУМЕНТЫ		
Измерения красных смещений галактик в скоплениях методом многощелевой		
спектроскопии на 1.5-м телескопе РТТ-150		
И. М. Хамитов, И. Ф. Бикмаев, Р. А. Буренин и др.	1	3
Спектральный режим камеры ASTRONIRCAM		
С. Г. Желтоухов, А. М. Татарников, Н. И. Шатский	3	201
Оценки параметров внегалактического фона и "шума путаницы" для телескопа		
МИЛЛИМЕТРОН		
А. А. Ермаш, С. В. Пилипенко, В. Н. Лукаш	5	317
Двухлучевой спектрограф для 2.5-м телескопа КГО ГАИШ МГУ		
С. А. Потанин, А. А. Белинский, А. В. Додин и др.	12	894
НЕБЕСНАЯ МЕХАНИКА И АСТРОМЕТРИЯ		
Управляемое движение солнечного паруса в окрестности коллинеарной точки либрации		
Д. В. Шиманчук, А. С. Шмыров, В. А. Шмыров	3	193
Управление орбитальным движением и ориентацией космической обсерватории		
Спектр-Рентген-Гамма		
Н. А. Эйсмонт, И. Д. Коваленко, В. Н. Назаров и др.	4	292

Generalized Elliptic Restricted Four-Body Problem with Variable Mass		
A. A. Ansari, S. N. Prasad	4	304
ПЕРЕНОС ИЗЛУЧЕНИЯ		
Влияние радиативной накачки на населенность вращательных уровней молекул HD		
в диффузных молекулярных облаках межзвездной среды		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик	4	252
Влияние столкновений с атомами водорода на эффекты отклонений от ЛТР для К I и Ca II в атмосферах звезд		
М. Д. Неретина, Л. И. Машонкина, Т. М. Ситнова и др.	9	660
Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов С I и молекул СО		
в межзвездной среде ранних галактик		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик, П. Петижан и др.	11	763
ПЛАЗМЕННАЯ АСТРОФИЗИКА, ГИДРОДИНАМИКА И УДАРНЫЕ ВОЛН	Ы	
Поверхностные и фундаментальные моды колебаний в тонких корональных арках		
Ю. Д. Жугжда	4	285
Ускорение ионов во фронте нелинейных вистлеров		
Г. Н. Кичигин	6	451
Уединенный факельный узел: фонтанная магнитная структура и температурный профиль		
А. А. Соловьев	11	792
ПУЛЬСАРЫ, НЕЙТРОННЫЕ ЗВЕЗДЫ И ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ		
Морфология кривых блеска рентгеновских новых Н 1743-322 и GX 339-4		
во время их вспышек в период 2005—2019 гг.		
А. С. Гребенев, Ю. А. Дворкович, В. С. Князева и др.	4	231
Образование тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды		
в тесной двойной системе		
И. В. Панов, А. В. Юдин	8	552
Популяционный синтез ультраярких рентгеновских источников		
с замагниченными нейтронными звездами		
А. Г. Куранов, К. А. Постнов, Л. Р. Юнгельсон	10	702
Измерение масс сверхмассивных черных дыр в ядрах двух активных галактик		
методом фотометрического эхокартирования		
Е. А. Малыгин, Е. С. Шабловинская, Р. И. Уклеин, А. А. Гроховская	11	774
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ЗА 2020 г.		73
---	----	-----
Мера дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27 по наблюдениям		
на частоте 111 МГц		
А. А. Ершов	12	883
РАДИО И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ИСТОЧНИКИ		
Спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик, обнаруженных		
по данным обзора обсерватории им. Планка		
И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, И. Ф. Бикмаев и др.	2	79
Оценки параметров внегалактического фона и "шума путаницы" для телескопа МИЛЛИМЕТРОН		
А. А. Ермаш, С. В. Пилипенко, В. Н. Лукаш	5	317
Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов С I и молекул		
СО в межзвездной среде ранних галактик		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик, П. Петижан и др.	11	763
Мера дисперсии в направлении пульсара PSR B1530+27 по наблюдениям		
на частоте 111 МГц		
А. А. Ершов	12	883
РЕНТГЕНОВСКИЕ И ГАММА-ИСТОЧНИКИ		
Первые далекие рентгеновские квазары (z ~ 4) среди источников,		
открытых телескопом еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ		
в ходе глубокого обзора области Дыры Локмана		
Г. А. Хорунжев, А. В. Мещеряков, Р. А. Буренин и др.	3	155
Морфология кривых блеска рентгеновских новых Н 1743-322 и GX 339-4		
во время их вспышек в период 2005—2019 гг.		
А. С. Гребенев, Ю. А. Дворкович, В. С. Князева и др.	4	231
Оптическая спектроскопия объектов СРГ-еРОЗИТА на 2.5-м телескопе		
Кавказской горной обсерватории ГАИШ МГУ		
А. В. Додин, С. А. Потанин, Н. И. Шатский и др.	7	459
GRB 200415А: гигантская вспышка магнетара или короткий гамма-всплеск?		
П. Ю. Минаев, А. С. Позаненко	9	611
Многоволновые наблюдения гамма-всплеска GRB 181201А и обнаружение связанной		
с ним сверхновой		
С. О. Белкин, А. С. Позаненко, Е. Д. Мазаева и др.	10	289

Спектроскопическое определение красных смещений выборки далеких квазаров		
обсерватории СРГ по наблюдениям на РТТ-150. I		
И. Ф. Бикмаев, Э. Н. Иртуганов, Е. А. Николаева и др.	10	689
Популяционный синтез ультраярких рентгеновских источников с замагниченными		
нейтронными звездами		
А. Г. Куранов, К. А. Постнов, Л. Р. Юнгельсон	10	702
СВЕРХНОВЫЕ И ОСТАТКИ СВЕРХНОВЫХ		
Изучение зависимости формы плато сверхновых типа II от металличности		
А. А. Гольдштейн, С. И. Блинников	5	333
Первый день сверхновой типа IIP SN 2013fs: Н $_{lpha}$ от ускоренного		
газа перед ударной волной		
Н. Н. Чугай	5	340
Столкновительная накачка мазеров ОН вблизи остатков сверхновых звезд		
А.В.Нестеренок	7	480
Образование тяжелых элементов при взрыве маломассивной нейтронной звезды		
в тесной двойной системе		
И.В.Панов, А.В.Юдин	8	552
Ранняя болометрическая светимость SN 2013fs без фотометрии		
Н. Н. Чугай	9	633
Многоволновые наблюдения гамма-всплеска GRB 181201А и обнаружение связанной		
с ним сверхновой		
С. О. Белкин, А. С. Позаненко, Е. Д. Мазаева и др.	12	839
СОЛНЦЕ		
Study on electron density diagnostics of Si VIII ion for		
non-Maxwellian distribution in Solar transition region		
J. He, Q. Zhang	1	76
Об эволюции полос на динамических спектрах солнечных		
радиовсплесков II типа		
Ю. Т. Цап, Е. А. Исаева, Ю. Г. Копылова	2	147
Поверхностные и фундаментальные моды колебаний в тонких		
корональных арках		
Ю.Д. Жугжда	4	285
Ускорение ионов во фронте нелинейных вистлеров		
Г. Н. Кичигин	6	451
ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 47	Nº 1	2021

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ЗА 2020 г.		75
Графодинамика активных областей Солнца: комплексы Морса-Смейла		
и мультимасштабные графы магнитограмм		
В. В. Алексеев, Н. Г. Макаренко, И. С. Князева	7	520
Пространственные структуры северо-южной асимметрии в зеленой		
корональной линии и в магнитных полях		
О. Г. Бадалян	10	750
Уединенный факельный узел: фонтанная магнитная структура		
и температурный профиль		
А. А. Соловьев	11	792
Влияние полярных корональных дыр на характеристики солнечного ветра		
в минимуме активности между 24 и 25 солнечными циклами		
А. В. Борисенко, С. А. Богачев	11	802
СОЛНЕЧНАЯ СИСТЕМА — ПЛАНЕТЫ, КОМЕТЫ, МАЛЫЕ ТЕЛА, ГЕЛИОСФЕРА		
Анализ тесных сближений звезд с солнечной системой		
В. В. Бобылев, А. Т. Байкова	4	274
"Оазисы" льдистой вечной мерзлоты вблизи экватора Марса:		
нейтронное картографирование планеты по данным прибора ФРЕНД		
на борту спутника ТGO российско-европейского проекта "ЭкзоМарс"		
А. В. Малахов, И. Г. Митрофанов, М. Л. Литвак и др.	6	435
О существовании семейств долгопериодических комет планет-гигантов		
А. С. Гулиев, Р. А. Гулиев	10	747
Возможность существования захваченной радиации у Меркурия		
А. Т. Лукашенко, А. С. Лаврухин, И. И. Алексеев, Е. С. Беленькая	11	814
ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ КОСМОЛОГИЯ		
Спектроскопические измерения красных смещений скоплений галактик, обнаруженных		
по данным обзора обсерватории им. Планка		
И. А. Зазнобин, Р. А. Буренин, И. Ф. Бикмаев и др.	2	79
Первые далекие рентгеновские квазары ( $z\sim4$ ) среди источников,		
открытых телескопом еРОЗИТА орбитальной обсерватории СРГ		
в ходе глубокого обзора области Дыры Локмана		
Г. А. Хорунжев, А. В. Мещеряков, Р. А. Буренин и др.	3	155
Лес линий Лайман-альфа как индикатор элементов крупномасштабной структуры		
М. И. Демянский, А. Г. Дорошкевич, Т. И. Ларченкова	6	383

Оценка температуры реликтового излучения по линиям атомов С I и молекул СО		
в межзвездной среде ранних галактик		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик, П. Петижан и др.	11	763
ТЕПЛОВЫЕ МЕХАНИЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЯ, АТОМНЫЕ И		
молекулярные процессы, комптонизация		
Влияние столкновений с водородом на определение содержания титана в холодных звездах		
Т. М. Ситнова, С. А. Яковлева, А. К. Беляев, Л. И. Машонкина	2	122
Влияние радиативной накачки на населенность вращательных уровней молекул HD		
в диффузных молекулярных облаках межзвездной среды		
В. В. Клименко, А. В. Иванчик	4	252
Столкновительная накачка мазеров ОН вблизи остатков сверхновых звезд		
А. В. Нестеренок	7	480
Влияние столкновений с атомами водорода на эффекты отклонений от ЛТР		
для К I и Са II в атмосферах звезд		
М. Д. Неретина, Л. И. Машонкина, Т. М. Ситнова и др.	9	660
ЭКЗОПЛАНЕТЫ		
Активность молодого солнечного аналога — звезды с экзопланетой DS Tuc		
И. С. Саванов, Е. С. Дмитриенко	3	184
Исследование устойчивости планетной системы на космогонических временах		
Д. В. Микрюков	5	366
Моделирование атмосфер гравитационно-захваченных супер-Земель, вращающихся		
вокруг маломассивных родительских звезд, с использованием		
негидростатической модели общей циркуляции		
М. В. Разимовский. А. В. Родин	6	427

М. Б. Разумовскии, А. Б. Родин	0	427
Долговременная динамика планетезималей в хаотических зонах планет		
Т. В. Демидова, И. И. Шевченко	11	827

## ПЕРСОНАЛИИ

Памяти Дмитрия Александровича Варшаловича (04.08.1934–21.04.2020)	8	607
Памяти Михаила Николаевича Павлинского (08.12.1959–01.07.2020)		
В. А. Арефьев, В. Е. Бабышкин, И. Ф. Бикмаев и др.	9	684